

INSTITUTO MILITAR DE ENGENHARIA

RUBENS TEIXEIRA DA SILVA

**CARACTERIZAÇÃO DE FONTES DE NÊUTRONS EM
REJEITOS ALTAMENTE RADIOATIVOS**

Dissertação de Mestrado apresentada ao Curso de Mestrado em Engenharia Nuclear do Instituto Militar de Engenharia, como requisito parcial para a obtenção do grau de Mestre em Ciências em Engenharia Nuclear.

Orientador: Prof. Gonçalo Rodrigues dos Santos – D.C.
Orientador: Prof. Cláudio Luiz de Oliveira – Ph. D.

Rio de Janeiro

2002

INSTITUTO MILITAR DE ENGENHARIA

RUBENS TEIXEIRA DA SILVA

CARACTERIZAÇÃO DE FONTES DE NÊUTRONS EM REJEITOS ALTAMENTE RADIOATIVOS

Dissertação de Mestrado apresentada ao Curso de Mestrado em Engenharia Nuclear do Instituto Militar de Engenharia, como requisito parcial para a obtenção do grau de Mestre em Ciências em Engenharia Nuclear.

Orientador: Prof. Gonçalo Rodrigues dos Santos – D.C.

Orientador: Prof. Cláudio Luiz de Oliveira – Ph.D.

Aprovada em 25 de outubro de 2002 pela seguinte Banca Examinadora:

Prof. Cláudio Luiz de Oliveira – Ph.D. do IME – Presidente

Prof. Gonçalo Rodrigues dos Santos – D.C. do IEN

Prof^a. Maria Cândida Moreira de Almeida – D.C. do IME

Prof. Júlio César Suita - D.C. do IEN

Prof. Sérgio Gavazza – Ph. D. do IME

Prof. Victor Carvalho dos Santos – D.C. do IME

Rio de Janeiro

2002

Aos meus pais, que souberam driblar as condições mais adversas da vida para criar os seus seis filhos no caminho certo.

AGRADECIMENTOS

Agradeço, primeiramente a Deus, maestro da grande orquestra que me ajudou na realização deste trabalho, cujos componentes passo a descrever: aos meus pais, Paulo e Darcy, que puseram a sua sabedoria e profundo esforço à disposição da minha formação moral e intelectual, fortalecendo-me nos momentos de dificuldade, ensinando-me a vencer e a perder com dignidade. Aos meus irmãos, especialmente ao Paulo César Teixeira da Silva, que voluntariamente custeou o meu preparo para o primeiro concurso em que fui aprovado em 1987 (AMAN), quando na ocasião o adolescente Rubens trabalhava recebendo meio salário mínimo. À minha esposa Marta Regina e ao meu filho Renan que abriram mão do tempo que eu lhes poderia dedicar, além de me ajudarem, inspirando-me a continuar nesta jornada de progresso. Aos meus orientadores, Dr Gonçalo Rodrigues dos Santos e Dr Cláudio Luiz de Oliveira, que fizeram abundantes sugestões com significativas contribuições, mostrando-me o rumo seguro para este desfecho, sempre colocando os seus conhecimentos e paciência à minha disposição, conduzindo-me, com segurança, ao término desta tarefa. À Dr^a Maysa Joppert e ao Dr. Sérgio Gavazza que se prontificaram a me ajudar neste trabalho, saibam que a vossa boa vontade e intenção ficaram registradas. Ao meu amigo Eduardo Oliveira que desde a AMAN vem influenciando positivamente na minha vida, e quem, não só convidou-me para a realização deste mestrado, bem como contribuiu significativamente, auxiliando-me em momentos de dificuldade. À minha amiga, e Chefe imediata no Banco Central, Sr^a Izabel Cristina, que contribuiu significativamente para que eu pudesse realizar o curso e comparecer às suas atividades. Ao Dr. Rex Nazaré, sábio professor e orientador, que me colocou à disposição todo o apoio que precisei para a realização deste curso. À Banca de professores que me examinou pelas suas significativas contribuições. Aos professores que contribuíram até então para a minha formação. Aos meus irmãos em Cristo Jesus, que intercederam a Deus por mim e mobilizaram o céu a meu favor. A todos vocês o meu carinho e agradecimento. Estejam certos de que este simples registro de agradecimento não expressa a profundidade do meu sentimento de gratidão. Deus vos recompense por vossas contribuições.

SUMÁRIO

LISTA DE ILUSTRAÇÕES.....	9
N número de átomos por centímetros cúbicos.....	11
LISTA DE SIGLAS.....	12
RESUMO.....	13
1.1 POSICIONAMENTO DO TRABALHO PROPOSTO.....	15
1.2 JUSTIFICATIVAS DO TRABALHO.....	17
1.3 DESCRIÇÃO DO TRABALHO.....	19
2.1 HISTÓRICO DO ESTUDO E PRODUÇÃO DE NÊUTRONS.....	22
2.1.1 HISTÓRICO DO ESTUDO DE NÊUTRONS	22
2.1.2 A PRODUÇÃO DE NÊUTRONS.....	23
2.2 REAÇÃO (α, n)	25
2.3 PODER DE FREAMENTO.....	29
2.3.1 PODER DE FREAMENTO EM SUBSTÂNCIAS SIMPLES.....	29
2.3.2 PODER DE FREAMENTO EM COMPOSTOS OU MISTURAS.....	29
2.3.3 PODER DE FREAMENTO DE COLISÃO E DE RADIAÇÃO.....	31
2.4 SEÇÃO DE CHOQUE DA REAÇÃO (α, n).....	31
2.4.1 SEÇÃO DE CHOQUE MICROSCÓPICA.....	31
2.4.2 SEÇÃO DE CHOQUE MACROSCÓPICA.....	32
2.4.3 SEÇÕES DE CHOQUE DE ESPALHAMENTO, ABSORÇÃO E ATIVAÇÃO	33
2.5 GERENCIAMENTO DE REJEITO RADIOATIVO.....	35
3 METODOLOGIA DE D. WEST PARA O CÁLCULO DO RENDIMENTO DE NÊUTRONS.....	38
3.1 PRINCIPAIS ETAPAS DA METODOLOGIA.....	38
3.2 CONSIDERAÇÃO SOBRE A APROXIMAÇÃO FEITA NO MÉTODO.....	43
4 DESENVOLVIMENTO DO NOVO MODELO MATEMÁTICO	45
4.1 INTRODUÇÃO AO MÉTODO.....	45
4.2 VISÃO GERAL DOS PROCEDIMENTOS.....	46

4.3 NOVA ABORDAGEM PARA CÁLCULO DO RENDIMENTO DE NÊUTRONS EM ALVO GROSSO EM UMA MISTURA SOB BOMBARDEAMENTO α	52
4.4 MOTIVAÇÕES DECORRENTES DO DESENVOLVIMENTO DO MÉTODO.	56
5 DETERMINAÇÃO EXPERIMENTAL DE SEÇÃO DE CHOQUE PARA A REAÇÃO (α, n)	58
5.1 ESPECTROMETRIA COM DETETORES CINTILADORES	59
5.2 CONVERSOR DE TEMPO EM ALTURA DE PULSO.....	60
5.3 ESPECTROMETRIA DE NÊUTRONS POR TEMPO DE VÔO.....	61
5.4 METODOLOGIA PARA ANÁLISE DO ESPECTRO DE TEMPO DE VÔO.....	64
5.5 METODOLOGIA PARA ANÁLISE DO ESPECTRO POR DISCRIMINAÇÃO DE FORMA DE PULSO.....	67
5.6 CURVAS DE RESOLUÇÃO DE DETETORES.....	73
5.7 DETERMINAÇÃO DAS CURVAS DE RESPOSTA DE LUZ E SISTEMA ELETRÔNICO ASSOCIADO.....	74
5.8 DESCRIÇÃO GERAL DO FUNCIONAMENTO DO ARRANJO EXPERIMENTAL.....	75
5.9 DESCRIÇÃO E TESTE DA TÉCNICA.....	76
6 CONCLUSÕES E SUGESTÕES.....	83
7 BIBLIOGRAFIA.....	85

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

LISTA DE ABREVIATURAS E SÍMBOLOS

ABREVIATURAS

atm	átomos
mist	mistura

SÍMBOLOS

β	razão entre a velocidade v de uma partícula e a velocidade da luz
σ_{α}^j	seção de choque microscópica de absorção dos elementos leves j para a reação (α, n)
\sum_{α}^j	seção de choque macroscópica para a reação (α, n) do elemento leve j .
ρ	massa específica
σ	seção de choque microscópica
$\Sigma\sigma_s$	seção de choque macroscópica de espalhamento
ν_i	número médio de nêutrons produzidos por uma partícula α ao incidir em um elemento pesado i
ϵ_j	seção de choque de freamento do elemento j
σ_s	seção de choque microscópica de espalhamento
A	peso atômico de um elemento
Bq	Bequerel
c	velocidade da luz
C_i	Curie
e	carga do elétron
E_{α}	energia da partícula α
f_{ik}	fração de partículas alfa emitidas no decaimento de um núcleo pesado i

I	potencial de excitação e ionização médio
m_0	massa de repouso da partícula
m_n	massa do nêutron
m_p	massa do próton
N	número de átomos por centímetros cúbicos
NA	número de Avogadro ($6,02 \cdot 10^{23}$)
S	perda de energia no poder de freamento
v	velocidade
z	carga da partícula incidente em um núcleo
Z	número atômico de um material absorvedor

LISTA DE SIGLAS

ANL	Argonne National Laboratory
HLRW	High Level Radioactive Waste
IEN	Instituto de Engenharia Nuclear
IFR	Integral Fast Reactors
SI	Sistema Internacional de Unidades

RESUMO

Este trabalho apresenta um estudo destinado à melhoria da precisão no cálculo do rendimento de nêutrons provenientes de reações (α, n) em uma mistura de elementos. Em rejeitos altamente radioativos, essa mistura é composta, tipicamente, por elementos pesados, alfa emissores, envolvidos por elementos leves em um processo de vitrificação. Para atingir seu objetivo o trabalho foi dividido em duas etapas principais. A primeira associada ao desenvolvimento de uma nova metodologia que visou a eliminar a aproximação matemática utilizada no método desenvolvido por D. West, largamente utilizado em cálculos de rendimento de nêutrons. Após a obtenção da expressão matemática esperada para o cálculo do rendimento de nêutrons, sem considerar aproximações matemáticas de quaisquer natureza, verificou-se a possibilidade de o rendimento de nêutrons na mistura ser expresso em termos de seus elementos constituintes, isoladamente. Este fato evidenciou a necessidade de medidas de seções de choque de reações (α, n), separadamente, nos elementos envolvidos. Considerando que a maioria dos resultados de seções de choque disponíveis na literatura são incompletos, algumas vezes divergentes, ou até mesmo inexistentes, surgiu a necessidade de se obter valores tão precisos quanto possível para essas seções de choque. Por esse motivo a segunda etapa do trabalho foi dedicada à apresentação de uma proposta de arranjo experimental que contribuirá para a obtenção das medidas de seções de choque para reações (α, n), nos elementos de interesse. Esse arranjo experimental envolve a espectrometria de nêutrons, pela técnica de Tempo de Vão de Nêutrons, o processo de discriminação nêutron-gama e a utilização do acelerador de partículas carregadas, o Cicltron CV-28 do IEN. Ao final, pôde-se então constatar que as duas etapas estão intimamente relacionadas, complementando-se, sendo a primeira indutora da segunda. Assim, a nova metodologia apresentada e a possibilidade de obtenção de seções de choque mais precisas irão contribuir significativamente para a caracterização de fontes de nêutrons, reduzindo-se os riscos associados ao gerenciamento de rejeitos altamente radioativos.

ABSTRACT

This work is a study on the improvement the calculation of neutrons yield accuracy deriving from (α, n) reactions in a mixture of elements. In waste highly radioactive, this mixture is basically a composition of heavy elements such as , alfa emission, involved by light elements in a process of vitrifying. To reach this objective the work was divided in two main phases. The first, associated to the development of intended eliminated matemetics approximation method developed by D. West, and largely used in neutrons performance calculations. After developing the expected matemetics expression, for neutrons yield calculation, without considering aproximations of any nature, it was verified the possibility to express the neutrons yield in the mix, according to its isolated. This fact made clear the necessity measuring for the cross section of (α, n) reaction, separately, of each involved component. Considering that the majority of the available results of cross section, are sometimes either incomplete, or different, or even inexistent, it was necessary to obtain as much precise values as possible for this cross sections. For this reason, the second phase of the work was dedicated to present on experimental system that will contribute in measuring the cross section for (α, n) reaction, in elements considered. This experimental system involves neutrons espectrometry, through neutrons flight time, the discrimination neutron-gama process and the use of acceleraton of charged particles, the ciclotron CV-28 of IEN. In the end, it was possible to see that both phases are intimately related, they complement each other, and also the first induces the second. Therefore, the new presented metodology and the possibility to measure cross sections more precisely, it will contribute meaningfully to the characterization of neutrons source, reducing risks associated to management of waste highly radioactive.

1 INTRODUÇÃO

1.1 POSICIONAMENTO DO TRABALHO PROPOSTO

O gerenciamento do acúmulo de materiais radioativos provenientes de rejeitos resultantes de várias atividades e pesquisas com materiais radioativos tem sido motivo de constante preocupação em alguns países do primeiro mundo. Um exemplo típico desse problema ocorre atualmente nos Estados Unidos. Após a segunda guerra mundial, grandes quantidades de rejeitos altamente radioativos foram acondicionados em depósitos subterrâneos. Naquela época, quantidades de rejeitos, constituídos principalmente por materiais pesados, foram submetidos a um processo de vitrificação. Este processo constituiu-se basicamente da confecção de invólucros de materiais leves, ricos em Boro e Silício. Após esse processo, o rejeito foi alocado em depósitos subterrâneos em regiões de baixa densidade populacional. Entretanto, devido ao crescimento urbano, às questões ambientais e à falta de um inventário preciso do rejeito radioativo, esses depósitos tornaram-se um problema a resolver.

Surgiu então a necessidade de se transportar esses rejeitos. Considerando que não se encontram completamente inventariados, no que diz respeito à sua composição, nem adequadamente caracterizados quanto à possibilidade de geração de nêutrons, qualquer manipulação desses materiais está associada a um alto risco relativo à segurança. A falta de conhecimento específico da composição dessas misturas, aliada a não disponibilidade de dados relativos a possível geração de nêutrons através de reações nucleares, leva a grande dificuldade na avaliação da segurança no transporte para um local mais adequado.

Essas incertezas levaram à realização de pesquisas no sentido de se obter valores mais precisos da produção de nêutrons, em misturas de elementos pesados e leves, a partir do cálculo de seção de choque de reações nucleares específicas,

conforme FIG 1.1, 1.2 e 1.3. Assim, seria possível determinar a quantidade de nêutrons gerada, e por conseguinte uma melhor avaliação do risco envolvido na manipulação, transporte e gerenciamento desses rejeitos.

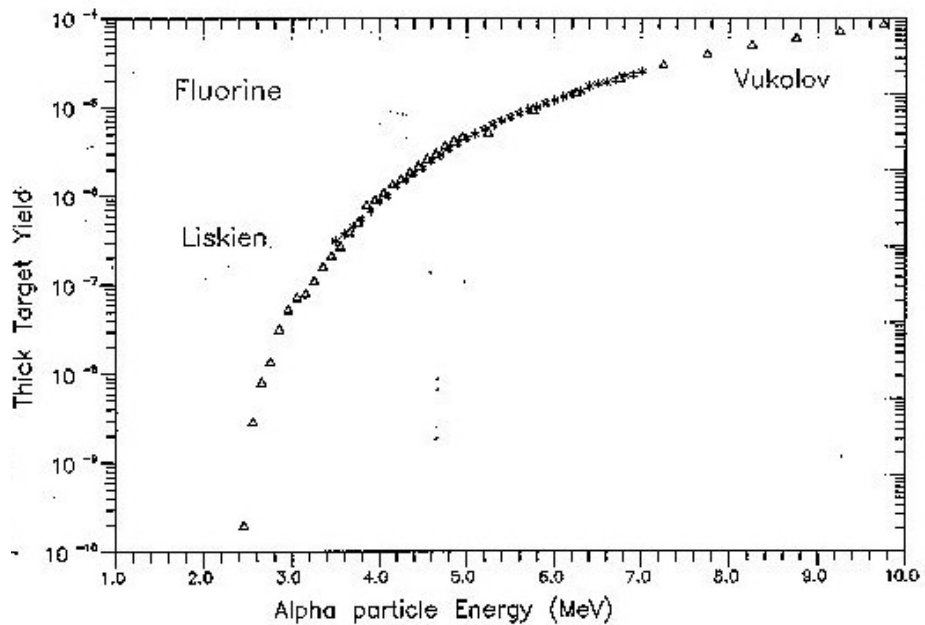


FIG 1.1 Rendimento de nêutrons em alvo grosso devido à reação (α,n) , para diversas energias, tendo o flúor como constituinte do alvo (H. Liskien and Paulsen, 1977).

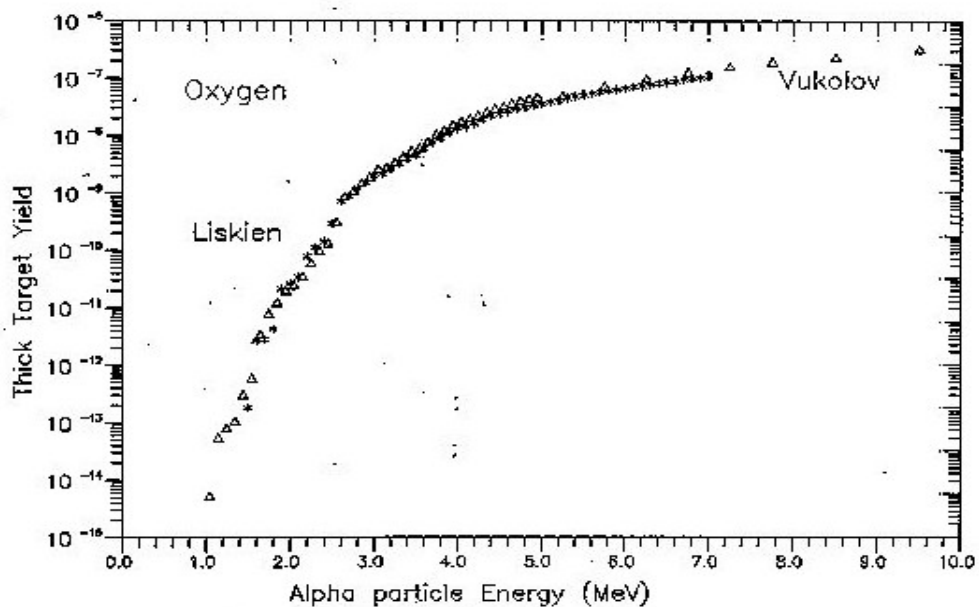


FIG 1.2 Rendimento de nêutrons em alvo grosso devido à reação (α,n) , para diversas energias, tendo o oxigênio como constituinte do alvo (H. Liskien and Paulsen, 1977).

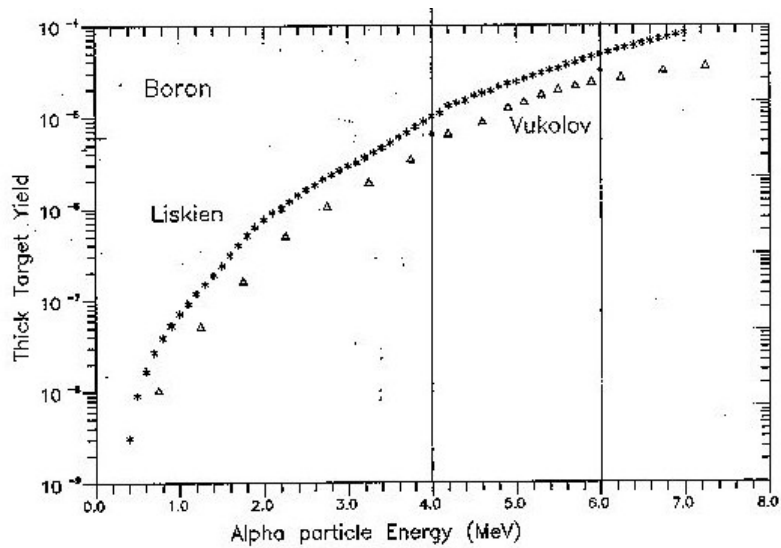


FIG 1.3 Rendimento de nêutrons em alvo grosso devido à reação (α,n) , para diversas energias, tendo o boro como constituinte do alvo (H. Liskien and Paulsen, 1977).

1.2 JUSTIFICATIVAS DO TRABALHO

O rejeito radioativo, constituído de material pesado e material leve, pode produzir nêutrons através de uma reação (α,n) . O cálculo do número de nêutrons (ou rendimento de nêutrons, que representamos por p , é realizado por uma expressão matemática que envolve uma parcela associada ao poder de freamento de partículas alfa no meio, dE/dx .

Tratando-se de uma mistura de elementos, o termo associado ao poder de freamento é diretamente proporcional à razão $(dE/dx)/(dE/dx)_{mistura}$, ou seja, a razão entre o poder de freamento de cada elemento, que compõe a mistura, e o poder de freamento da mistura. Nos procedimentos tradicionais, esta razão é considerada constante. Dessa consideração resulta uma aproximação que facilita a obtenção de expressões matemáticas relativas ao cálculo de p . Portanto, o resultado final é função, ainda, de dados experimentais de seções de choque, que são valores,

também, aproximados. A partir daí, chega-se a um valor, proveniente desse cálculo, podendo estar subestimado em até 30% no tocante ao número de nêutrons produzidos por reações (α, n), que pode ser observado nas FIGs 1.1, 1.2 e 1.3 (H. Liskien and A. Paulsen, 1977).

As incertezas existentes são provenientes de diversas origens, podendo ser por insuficiência ou inexistência de dados, que ocorre com o flúor, ou mesmo por erros intrínsecos à obtenção dos valores utilizados. O resultado pretendido nesse trabalho leva à correção dos erros referentes aos cálculos algébricos, chegando-se a uma expressão matemática mais precisa se comparada ao processo de cálculo utilizado por D. West.

A pesquisa proposta contribui de modo significativo para a segurança e melhoria geral das condições de trabalho, bem como permite a adoção de procedimentos mais adequados à relação custo-eficiência na manipulação e gerenciamento de rejeitos radioativos, considerando uma melhor caracterização do HLRW (High Level Radioactive Waste).

A proposta de melhoria na determinação de fontes de nêutrons envolve as seguintes áreas:

- a) Gerenciamento de rejeitos em tanques de HLRW - interesse específico: métodos de separação de rejeitos contendo actínídeos que atuam como fontes de nêutrons por reações (α, n).
- b) Gerenciamento no processamento de combustível nuclear gasto - para alguns tipos de combustíveis é necessário uma caracterização adicional como ensaios não destrutivos, antes do reprocessamento. Os métodos tradicionais de caracterização são caros e, em geral, não fornecem as informações completas e precisas.
- c) Materiais Físseis - o presente trabalho se propõe à caracterização de misturas que incluem plutônio metálico, óxidos e resíduos; compostos de urânio altamente enriquecido e nuclídeos de outros actíneos. A caracterização tem por base a aplicação de metodologia baseada na

discriminação nêutron-gama para determinação mais precisa de dados relativos à reação (α, n).

- d) Metodologia quantitativa para análise de risco na Saúde Ambiental e Humana - atualmente vem sendo dada grande importância às pesquisas ambientais que dão suporte à adoção de procedimentos padrão e critérios quantificáveis no gerenciamento de HLRW. Resultados mais precisos relativos às reações (α, n) reduzirão significativamente os níveis de incerteza do risco humano e ambiental associados à caracterização de misturas de HLRW.

1.3 DESCRIÇÃO DO TRABALHO

Diversos estudos têm sido feitos para se determinar, com melhor precisão, o rendimento de nêutrons (D. West, 1979), a despeito das aproximações feitas nos trabalhos existentes até então, em que algumas deverão ser eliminadas, como é a proposta desse estudo. Os métodos convencionais, envolvidos nestes cálculos usam aproximações e interpolações matemáticas para os dados ainda não disponíveis.

Esse trabalho tem como objetivo contribuir para a melhoria da precisão no cálculo do rendimento de nêutrons nessas misturas dividindo-se, para isso, em duas etapas:

1ª Etapa: desenvolvimento de uma expressão matemática para o cálculo do rendimento de nêutrons, que não considere constante, como é feito usualmente, o fator $(dE/dx)/(dE/dx)_{mist}$ existente na integral que calcula o rendimento de nêutrons em uma mistura de elementos, conforme expressão abaixo (D. West, 1979):

$$p_{mist} = \sum_j n_j \int_{E_\alpha}^0 \sigma_\alpha^j(E) (dX/dE)_{mis} dE \quad \text{EQ 1.1}$$

onde n_j é o número de núcleos alvos do elemento j na mistura e σ_α^j é a seção de choque para a produção de nêutrons em uma reação (α, n).

Fazendo-se a aproximação referida acima, obtém-se a expressão (D.West, 1979):

$$p_{mist} = \frac{\sum_j a_j A_j C_{jl} Y_l}{\sum_j a_j A_j C_{jl}} \quad \text{EQ 1.2}$$

Para o desenvolvimento dessa etapa são realizados cálculos matemáticos destinados à solução da integral sem fazer as referidas aproximações, obtendo uma expressão matemática que permitirá o cálculo do rendimento de nêutrons com melhor precisão.

O desenvolvimento teórico da expressão final que relaciona o rendimento de nêutrons da mistura com o rendimento de nêutrons dos elementos tomados individualmente, deve-se inicialmente a cálculos realizados por L.C. Leal, que também participou da proposta de um projeto que viabilizasse a utilização do acelerador do ciclotron CV-28 do IEN para medida de seções de choque de reações (α, n) , contribuindo para melhor precisão no cálculo do rendimento de nêutrons em misturas altamente radioativas.

2ª Etapa: proposição de um arranjo experimental baseado em medidas de tempo de voo de nêutron e dupla discriminação nêutron - gama capaz de medir a seção de choque da reação (α, n) com boa precisão. Neste arranjo é proposta a utilização de módulos eletrônicos de aquisição de dados nucleares, detectores de cintilação com capacidade de discriminar a detecção de radiação gama da radiação neutrônica, analisar pulsos com formas diferentes, e detectar partículas carregadas.

Assim, cumpridas essas duas etapas, fica determinada uma metodologia de cálculo para rendimento de nêutrons de forma mais precisa, resultante, em primeiro, da expressão obtida na primeira etapa, e, em segundo, com valores de entrada de seção de choque com melhor precisão, provenientes do arranjo proposto, resultante da 2ª etapa.

Com fins de atingir as etapas propostas, o trabalho é desenvolvido em seis capítulos, cujo primeiro é esta introdução.

No segundo capítulo são abordados fundamentos teóricos sobre o histórico do estudo de nêutrons, a produção de nêutrons, reações (α, n) , poder de freamento, interações (α, n) e gerenciamento de rejeito radioativo.

No terceiro capítulo é apresentada a metodologia utilizada por D. West, para cálculo do rendimento de nêutrons produzidos em reações (α, n) em uma mistura de elementos, fazendo-se referência às principais etapas do desenvolvimento, e considerações relativas às aproximações feitas pelo método.

No quarto capítulo é desenvolvido o novo modelo matemático para o cálculo do rendimento de nêutrons, fazendo-se exposição do método, com apresentação de visão geral dos procedimentos, demonstrando-se as etapas da nova abordagem para cálculo do rendimento de nêutrons em alvo grosso proveniente de mistura sob bombardeamento de partículas α .

No quinto capítulo é feita a proposta de arranjo experimental para o cálculo de seções de choque de reações (α, n), com o Ciclotron CV28 do IEN, sendo abordados aspectos relacionados à metodologia para a análise do espectro por tempo de voo e por discriminação de forma de pulso. A metodologia apresentada baseia-se na discriminação nêutron-gama, monitoração de sinais dos módulos de aquisição de dados nucleares e análise por espectrometria para cálculo de seções de choque de reações (α, n). Assim, é apresentado o arranjo experimental, com a descrição da técnica utilizada.

No sexto capítulo são apresentadas as conclusões.

Na seqüência, como propostas de continuação deste trabalho, ficam as seguintes sugestões:

- 1) seja elaborado um código computacional onde será contemplada a metodologia proposta no capítulo 4; e
- 2) seja montada a experiência proposta no capítulo 5, com fins de se obterem os espectros de nêutrons, permitindo, a partir daí, a determinação da seção de choque das reações (α, n).

Assim, no próximo capítulo é feito um resumo da bibliografia sobre os assuntos de interesse para o trabalho.

2 HISTÓRICO DO ESTUDO DOS NÊUTRONS, FUNDAMENTOS TEÓRICOS SOBRE PRODUÇÃO DE NÊUTRONS, INTERAÇÕES (α,n), E GERENCIAMENTO DE REJEITO RADIOATIVO

Após a apresentação das fases do trabalho feitas no capítulo anterior, é feito, nesse capítulo, resumo da bibliografia, contendo os fundamentos teóricos de assuntos importantes para o desenvolvimento das demais etapas do estudo.

2.1 HISTÓRICO DO ESTUDO E PRODUÇÃO DE NÊUTRONS

2.1.1 HISTÓRICO DO ESTUDO DE NÊUTRONS

O nêutron foi descoberto no ano de 1932 pelo cientista James Chadwick. Desde então o campo de aplicação e abrangência da física de nêutrons tem crescido extraordinariamente, e há agora um grande interesse pelas idéias, métodos, e aplicações que têm sido desenvolvidas sobre o assunto. Por serem partículas desprovidas de cargas e pesadas os nêutrons possuem propriedades que o tornam especialmente interessante e de grande importância na ciência e tecnologia contemporâneas. Muitas reações nucleares induzidas por nêutrons possuem uma valiosa fonte de informações sobre os núcleos, e têm produzido muitas espécies nucleares. Reações feitas artificialmente produzem informações sobre núcleos e podem ser aplicadas em outros ramos da ciência, como a química, a biologia e a medicina. Os nêutrons possuem aplicações diretas como instrumento de pesquisa; exemplo disto são suas propriedades óticas que fazem deles mais utilizados do que os raios-X para certas finalidades analíticas. O uso mais difundido sobre os nêutrons é em reações em cadeia envolvendo materiais físséis. Essas reações em cadeia

foram aplicadas na tecnologia voltada para fins militares, e desenvolvidas numa importante fonte industrial de calor e de energia elétrica.

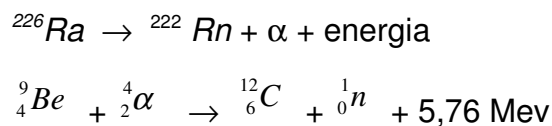
Esses usos e aplicações da física de nêutrons dependem do conhecimento das propriedades dos nêutrons e do entendimento de sua interação com a matéria. Alguns aspectos da física de nêutrons e de seu espaço na física nuclear têm sido discutidos. Os nêutrons são partículas pesadas com o valor de sua massa próximo ao valor da massa do próton ($m_n \approx m_p$) e não possuem carga, como já citado anteriormente. (KAPLAN, 1978).

2.1.2 A PRODUÇÃO DE NÊUTRONS

As fontes de nêutrons mais comuns baseiam-se em um dos quatro princípios a seguir:

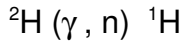
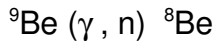
- a) bombardeio de núcleos leves com partículas alfa;
- b) bombardeio de núcleos leves com raios gama (foto-nêutrons);
- c) bombardeio de núcleos com partículas aceleradas; e
- d) fissão nuclear.

Como exemplo do primeiro tipo de fonte, que interessa diretamente a esse trabalho, tem-se a fonte de Be-Ra, que induz a reação:



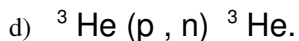
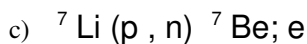
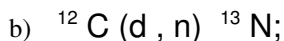
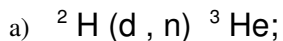
Como a meia vida do ${}^{226}\text{Ra}$ é de cerca de 1600 anos, tem-se uma fonte de intensidade aproximadamente constante. Outro exemplo desse tipo de fonte é a composta de Po-Be.

O segundo tipo de fonte (foto-nêutrons), são os átomos de ${}^9\text{Be}$ ou ${}^2\text{H}$ quando são bombardeados por fótons gama, que se estabilizam ao lançarem um nêutron, como observado nas reações abaixo:

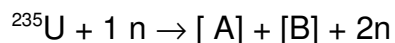


Como nesses elementos a energia de ligação do último nêutron é particularmente baixa, os fótons gama necessitam de valores relativamente baixos (2,23 MeV para o deutério e 1,67 MeV para o berílio) para induzirem as reações. Os produtos de fissão encontrados nos reatores nucleares fornecem, a baixo custo, emissores gama eficazes. Isso faz com que esse segundo tipo de fonte seja mais utilizado.

Como exemplo de reações que produzem nêutrons pelo bombardeio de partículas aceleradas (terceiro princípio), tem-se:



A produção de nêutrons por fissão nuclear (quarto princípio) consiste em bombardear núcleos pesados com nêutrons, a fim de desestabilizá-los, gerando dois outros núcleos e diversos outros nêutrons. Como exemplo tem-se:



Em todos esses processos os nêutrons são formados com energias médias ou elevadas. Muitas aplicações exigem que os nêutrons estejam com energia muito baixa, e são obtidos pelo espalhamento por colisão elástica ou inelástica com núcleos leves. Se determinado material possui seção de choque de espalhamento muito maior que a seção de choque de absorção, os nêutrons perdem energia de maneira contínua até que suas velocidades sejam comparáveis às velocidades de vibração térmica dos núcleos do material. Tal material se denomina moderador e os nêutrons nessa energia são chamados de nêutrons térmicos. Por essa razão pode-se dizer que um material leve com uma seção de choque de absorção para nêutrons relativamente baixa é chamado de moderador. (KAPLAN, 1963).

Os moderadores usados mais freqüentes são:

- a) água;
- b) parafina;
- c) grafite;
- d) água pesada; e
- e) berílio.

2.2 REAÇÃO (α, n)

A única forma de se obter nêutrons é por intermédio de reações nucleares, e a reação (α, n) em elementos leves que permitiram a descoberta dos nêutrons são também utilizadas na produção dessas partículas. (KAPLAN, 1963).

Uma transmutação muito comum gerada pela absorção das partículas alfa é aquela em que o nêutron deixa o núcleo excitado. Assim, o núcleo resultante tem o número atômico maior em duas unidades que o núcleo inicial, e a massa atômica é maior em três unidades.

Uma das reações mais amplamente utilizada dessa espécie é a mistura do radônio e do berílio, que é usada como fonte de nêutrons. Essa reação pode ser escrita abreviadamente como ${}^9_4\text{Be}(\alpha, n){}^{12}_6\text{C}$ ou representada pela equação:



9,015046 u.m.a. 4,003873 u.m.a. 12,003804 u.m.a. 1,008986 u.m.a. 5,706 MeV (Δmc^2)

A energia de desintegração Q necessária para descrever uma deficiência em massa no lado direito de 0,006129 unidade de massa atômica, representa uma energia de cerca de 5,706 MeV. Verifica-se que uma mistura de 1 μ Ci de radônio com berílio suficiente para absorver toda a radiação alfa promoverá a emissão de 6700 nêutrons por segundo. Sabendo que o radônio emite 37,0 milhões de partículas

alfa ao mesmo tempo, ter-se-ia que uma em cinco mil partículas alfas seria capaz de penetrar o núcleo de berílio e extrair um nêutron.

As reações tornam-se mais complicadas quando são empregadas partículas de energias muito altas. Em geral, há muitas possibilidades de reação de decaimento. Havendo energia suficiente em um núcleo composto excitado para absorver muitas partículas, resulta, em alguns casos, na produção de diferentes isótopos, pelo elemento alvo, ao ser atingido por uma partícula alfa.

Por intermédio de partículas alfas energizadas surgidas por intermédio do decaimento direto de um número conveniente de radionuclídeos, é possível configurar-se um conjunto próprio de fontes de nêutrons para se misturar um isótopo alfa emissor com um alvo de material que seja conveniente para a produção da reação (α, n). Diversos tipos de materiais alvos diferentes podem permitir a produção de reações (α, n) derivadas das energias de partículas alfa liberadas no decaimento radioativo. A produção máxima de nêutrons é obtida quando o berílio é escolhido como alvo.

Nesse caso, não apenas partículas alfas atingem o alvo, mas também raios gamas e outros produtos de decaimento, e somente 1 em 10^4 dessas partículas reage com um núcleo de berílio. Da mesma forma a mesma produção de nêutrons pode ser obtida numa mistura de emissores de partículas alfa e berílio, homoganeamente distribuídos no berílio numa concentração pequena desse núcleo leve. Os emissores alfa de interesse particular são os elementos actinídeos. Estudos têm demonstrado que pode ser formada uma liga estável entre os actinídeos e o berílio da forma MBe_{13} , onde M representa o metal actinídeo. Algumas fontes, entretanto, são metalurgicamente preparadas utilizando-se dessas ligas, e cada partícula alfa deve interagir com o núcleo de berílio sem perder nenhuma energia intermediária.

Diversos isótopos, notavelmente o ^{226}Ra e o ^{227}Ac , possuem uma longa cadeia de filhas produzidas, na qual, além da emissão de partículas alfa, também há a ocorrência de grande quantidade de radiação de fundo, "background", de raios gama. Essas fontes são, entretanto, impróprias para algumas aplicações em que o intenso

“background” de raios gama interfere na medida. Além disso, essas fontes de Ra-Be e Ac-Be necessitam de procedimentos de manipulação em virtude do risco decorrente da radiação gama.

Alguns radioisótopos emissores alfa possuem, também, emissão de radiação gama que causam pequeno “background”. A escolha da alternativa de qual radioisótopo deve ser utilizado primariamente na base de viabilidade, custo e vida média. O tamanho físico das fontes é considerado também; poder-se-ia ter uma vida média tão pequena quanto possível, compatível com a aplicação a que se destina, além de se considerar a magnitude da atividade.

A fonte de $^{239}\text{Pu}/\text{Be}$ é provavelmente a mais amplamente utilizada como fontes de nêutrons pela reação (α, n) . Entretanto é necessário cerca de 16 g do material para que se tenha 1 Ci ($3,7 \cdot 10^{10}$ Bq) de atividade. Fontes desse tipo, de poucos centímetros de dimensão, são limitadas em cerca de 10^7 n/s. Para se aumentar a produção de nêutrons sem aumentar o tamanho físico da fonte, deve-se utilizar emissores alfa com atividades específicas altas. Entretanto, algumas fontes incorporadas de ^{241}Am (meia vida de 433 anos) e ^{238}Pu (meia vida de 87,4 anos) são usadas também, caso se pretenda obter grande produção de nêutrons. Embora algumas experiências tenham sido feitas visando a obtenção de dados, fontes utilizando ^{244}Cm (meia vida de 18 anos) apresentam boa composição ideal entre atividade específica e tempo de vida da fonte.

Os espectros de energia de nêutrons de todas as fontes semelhantes de alfa-Be são similares, havendo diferenças, naturalmente, quando ocorrem variações da energia de alfa. As partículas alfas perdem uma quantidade variável de energia antes de reagirem com o núcleo de berílio. Entretanto, em sua distribuição de energia contínua surge uma estrutura que poderia ser observada se essas partículas fossem monoenergéticas. Para fontes que contêm somente poucos gramas de material, o espectro de nêutrons que emergem para a superfície da fonte é essencialmente o mesmo que é criado na reação (α, n) . Para fontes grandes, o processo secundário de espalhamento de nêutrons pela fonte, reações $(n, 2n)$, no berílio, e eventos $(n,$

fissão), com o plutônio ou outro actínídeo, pode introduzir no espectro de energia alguma dependência do tamanho da fonte.

Tendo em vista que os isótopos actínídeos envolvidos nessa fonte de nêutrons possuem grandes atividades, devem ser tomadas precauções especiais em sua fabricação para assegurar-se de que o material remanescente seja seguramente encapsulado. O actínídeo de liga de berílio é usualmente lacrado com duas soldas individualmente em cilindros de aço inoxidável. Algumas expansões espaciais podem ser permitidas com o cilindro interno para acomodar a baixa evolução do gás hélio formado quando as partículas alfa são paradas e neutralizadas. Quando aplicados para a calibração de eficiência de detetores, alguns cuidados devem ser tomados assumindo que o rendimento de nêutrons para essas fontes decaem exatamente com a meia vida do principal actínídeo emissor alfa. Pequenas quantidades de atividade de partículas alfa contaminantes, presentes na amostra de radioisótopo original ou produzidas através do decaimento de um precursor, pode influenciar o rendimento de nêutrons. Por exemplo, muitas fontes de $^{239}\text{Pu-Be}$ têm sido preparadas para contenção de pequenas quantidades de outros isótopos do plutônio. O isótopo ^{241}Pu é particularmente significativo, porque o decaimento beta deste com a meia vida de 13,2 anos gera o ^{241}Am , um emissor alfa. O rendimento de nêutrons dessas fontes pode entretanto aumentar gradualmente com o tempo, que gera a acumulação de ^{241}Am na fonte. Uma fração de 0,7% de um isótopo do ^{241}Pu resulta em um crescimento da razão de rendimento de Nêutrons de 2% ao ano.

Outras reações de indução de partículas alfa têm sido ocasionalmente empregada como fontes de nêutrons, mas todas têm um rendimento de nêutrons consideravelmente baixo por unidade de atividade de partículas alfa, comparado com a reação que utiliza-se do berílio. Alguns desses potenciais de reações úteis são listados na bibliografia. Tendo em vista que todos os valores de Q dessas reações são menores que os da reação do berílio, o espectro de nêutrons resultantes dessas outras reações têm sua energia média baixa. (KNOLL, 1989).

2.3 PODER DE FREAMENTO

2.3.1 PODER DE FREAMENTO EM SUBSTÂNCIAS SIMPLES

Ao atravessar um material a partícula carregada transfere sua energia por meio dos processos de colisão e de freamento, de tal maneira que, ao longo de uma trajetória elementar dx , a taxa de perda de energia pode ser expressa por:

$$S = -\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi^2 e^4 z^2}{m_0 v^2} N.B, \quad \text{onde } B = Z \left[\ln \frac{2m_0 v^2}{I} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right]$$

$\beta = v/c$

$e =$ carga do elétron

$v =$ velocidade da partícula

$N =$ átomos/cm³ do material absorvedor = $N_A \cdot \rho/A$

$z =$ carga da partícula incidente

$Z =$ número atômico do material absorvedor

$I =$ potencial de excitação e ionização médio

$m_0 =$ massa de repouso da partícula

Esta relação é denominada taxa específica de perda de energia ou poder de freamento linear.

A perda específica de energia depende do quadrado da carga da partícula, aumenta quando a velocidade diminui, e a massa só afeta a forma de sua trajetória. (ATTIX, 1986).

2.3.2 PODER DE FREAMENTO EM COMPOSTOS OU MISTURAS

A densidade do ar é de $0,00129 \text{ g/cm}^3$ e a do alumínio é de $2,699 \text{ g/cm}^3$. Assim é esperado o poder de freamento de $1/2100 \text{ cm}$ do alumínio equivalente ao de 1 cm de ar. Atualmente uma camada grossa de alumínio, isto é $1/1700 \text{ cm}$, é considerada equivalente a 1 cm de ar sob as condições padrões. Assim, o poder de freamento do alumínio é 1700 . O poder de freamento é definido como o recíproco da espessura da substância equivalente a 1 cm de ar, com essa capacidade de parar a partícula α . Se o poder de freamento de um elemento for dividido pelo número de átomos por centímetros cúbicos, o quociente é relacionado ao poder de freamento atômico da substância.

O poder de freamento é feito por elétrons, então é esperado que o poder de freamento atômico dividido pelo número atômico seja constante. Isso pode ser denominado de poder de freamento por elétron. Bragg percebeu que em muitos elementos o poder de freamento variava diretamente com a raiz quadrada do peso atômico. Glasson encontrou que igualmente poderia ser considerado com uma variação de $Z^{2/3}$, onde Z é o número atômico do elemento.

O poder de freamento mássico de colisão e o poder de freamento mássico de radiação, utilizando a regra de Bragg, podem ser tomados com boa aproximação para compostos químicos ou misturas de elementos. Em determinados estados a contribuição dos átomos para o poder de freamento pode ser tomada como parcelas independentes em que cada um interfere com sua parcela, deste modo os efeitos decorrentes desta contribuição podem ser somados. (CORK, 1958).

Desprezando-se a influência das ligações químicas sobre o potencial de ionização médio do poder de freamento, I (eV), o poder de freamento mássico para um composto ou mistura $(dE/pdx)_{\text{mis}}$ constituída de elementos de número atômico Z_1, Z_2, \dots etc., com frações de peso fz_1, fz_2, \dots etc., pode ser escrito como:

$$(dE/pdx)_{\text{mis}} = fz_1 (dE/pdx)_{Z_1} + fz_2 (dE/pdx)_{Z_2} + \dots$$

Onde todo o poder de freamento se refere a uma mesma energia cinética para um mesmo tipo de partícula carregada, e os valores de I são tabelados. (ATTIX, 1986).

2.3.3 PODER DE FREAMENTO DE COLISÃO E DE RADIAÇÃO

Desprezando-se as perdas devido às reações nucleares, existem dois componentes principais do poder de freamento, um devido a perdas por colisões e outro devido a radiação de freamento, ou seja:

$$S = \left(\frac{dE}{dx} \right)_C + \left(\frac{dE}{dx} \right)_R \quad \text{com} \quad \left(\frac{dE}{dx} \right)_R / \left(\frac{dE}{dx} \right)_C \cong \frac{E(\text{MeV}) \cdot Z}{700}$$

O primeiro termo é denominado de poder de freamento de colisão e o segundo de poder de freamento de radiação. A importância dessa separação é que a energia perdida por colisão é normalmente absorvida próxima à trajetória, enquanto a energia perdida por radiação é utilizada para criar fótons que podem interagir em distâncias grandes em relação ao ponto em que foram gerados e, portanto, a energia é dissipada longe do ponto de interação primária.

2.4 SEÇÃO DE CHOQUE DA REAÇÃO (α , n)

2.4.1 SEÇÃO DE CHOQUE MICROSCÓPICA

No contexto das radiações indiretamente ionizantes, das quais estão incluídos os nêutrons, a palavra interação é aplicada aos processos nos quais a energia e/ou a direção da radiação é alterada. Tais processos são randômicos e, dessa forma, só é possível falar na probabilidade de ocorrência das interações.

Probabilidade de interação ou seção de choque para uma radiação em relação a um dado material é a probabilidade de interação por unidade de fluência

de partículas daquela radiação por centro de interação do material. Fluência é o número de partículas que passa por unidade de área.

Seção de choque (σ) para uma radiação em relação a um dado material pode ser representada pela área aparente que um centro de interação (núcleo, elétron ou átomo) apresenta para que haja uma interação com a radiação que o atinge. A dimensão da seção de choque é $[L^2]$ e a unidade no SI é o m^2 . Como é utilizada para dimensões da ordem do raio do núcleo, é adotada uma unidade especial, o barn (b), que vale $10^{-28} m^2$.

2.4.2 SEÇÃO DE CHOQUE MACROSCÓPICA

A seção de choque para uma reação nuclear é usada como uma medida quantitativa da probabilidade de que uma reação ocorra.

A importância das reações induzidas por nêutrons na física pura e aplicada e na tecnologia torna necessário que se tenha um conhecimento detalhado das seções de choque para estas reações. A produção eficiente de novos núclídeos pelo bombardeio de partículas alfa requer informações precisas sobre as seções de choque para reações (α, n).

A possibilidade de alcançar uma reação em cadeia e o desenho de um reator nuclear depende muito dos valores das seções de choque para absorção e fissão dos materiais físséis, bem como das seções de choque para absorção e espalhamento dos moderadores e materiais estruturais.

A seção de choque total σ_t é a soma das seções de choque parciais para reações e as seções de choque parciais para espalhamento.

Apesar da seção de choque total ser a mais fácil de ser medida, ela em geral não fornece informações suficientes.

Um dos principais problemas que surge então é o de obter feixes de alfas monoenergéticos de intensidade suficiente para permitir medidas precisas. As técnicas experimentais envolvidas dependem das energias, sendo necessário

considerar as medidas em faixas de energias diferentes separadamente. (KAPLAN, 1963).

2.4.3 SEÇÕES DE CHOQUE DE ESPALHAMENTO, ABSORÇÃO E ATIVAÇÃO

Os valores de seção de choque de espalhamento e absorção são importantes na medida em que a um núcleo pode ter um poder maior ou menor de moderação para nêutrons que o outro. Quanto menor a probabilidade de um núcleo interagir com um nêutron, maior será a sua capacidade de moderação. Assim, esse núcleo promoverá mais facilmente um espalhamento do que uma absorção. Essas propriedades são definidas como seção de choque de espalhamento (σ_s) ou seção de choque de absorção (σ_a). A seção de choque total é expressa como a soma das seções de choque para espalhamento e para absorção, como segue:

$$\sigma_t = \sigma_s + \sigma_a$$

Com o resultado dessas considerações, duas outras quantidades são usadas para expressar as propriedades dos moderadores. A primeira delas é o poder de moderação, definido por:

$$\text{poder de moderação} = \xi N \sigma_s = \xi \sum_s = \frac{N_0 \rho \xi_s c}{A}$$

ξ = a média perdida em log E por centímetro de deslocamento do nêutron

N = número de átomos por centímetros cúbicos

ρ = massa específica

N_0 = número de Avogadro ($6,02 \cdot 10^{23}$)

σ_s = seção de choque de espalhamento

$\Sigma_s = \sum_s$ = seção de choque de espalhamento macroscópica

A seção de choque macroscópica de espalhamento, é a probabilidade por centímetro em que o nêutron pode ser espalhado. ξ é a média de perda em log E por colisão, o poder de moderação pode ser interpretado como a média perdida em

log E por centímetro de deslocamento do nêutron. Seu valor pode ser relativamente grande para um bom moderador.

A segunda quantidade é a razão de moderação, definida como:

$$\text{razão de moderação} = \frac{\xi \sum_s \sigma_s}{\sum_a \sigma_a} = \frac{\xi \sigma}{\sigma_a},$$

onde σ_a é a seção de choque de absorção. A razão de moderação é uma medida da diminuição relativa de força e habilidade de absorção da substância. O lítio, por exemplo, tem a maior seção de choque de absorção, sendo assim contra-indicado como moderador. Hidrogênio e deutério podem ser utilizados na forma de água (comum e pesada, respectivamente), uma vez que o oxigênio é um bom moderador, e o número de átomos de hidrogênio ou deutério por centímetros cúbicos de água é grande comparado com aqueles nos estado de vapor. São usados em cálculos o valor da razão de moderação e a seção de choque de absorção de nêutrons térmicos. De acordo com esses resultados, D₂O é o melhor moderador listado e a água é o menos efetivo. O relativamente baixo poder de moderação da água é causado pela relativamente alta seção de choque de absorção do hidrogênio. Na prática, D₂O é uma substância extremamente cara e pode ser usada somente para aplicações especiais na qual o custo não é a principal consideração. O berílio é também caro e raramente utilizado. Grafite e água são utilizado freqüentemente, como a parafina, que é composta de hidrogênio e carbono. Esses materiais oferecem uma composição satisfatória entre capacidade de moderação e custo.

As seções de choque parciais são mais difíceis de determinar que a seção de choque total, por diversas razões. A seção de choque total pode ser obtida a partir da razão entre duas contagens, com e sem a amostra, não sendo necessário saber a eficiência absoluta do detector. Entretanto, as seções de choque parciais não podem ser expressas em termos de razão de rendimentos e usualmente são necessárias medidas absolutas.

A seção de choque para espalhamento pode ser medida, em princípio, colocando-se o detector fora do feixe direto, digamos num ângulo de 90° com a direção do feixe. (CORK, 1957).

A maior discussão a respeito de moderação de nêutrons tem tocado em apenas alguns aspectos elementares do processo. Há outros problemas que são importantes, como a determinação da distribuição de energia do nêutron durante a moderação, e da distância percorrida pelo nêutron durante o processo. Esses problemas têm sido abordados em detalhes, ambos teoricamente e experimentalmente, por vários autores.

2.5 GERENCIAMENTO DE REJEITO RADIOATIVO

Os Rejeitos radioativos, dado ao potencial nocivo que representam, devem ser tratados seguindo alguns procedimentos consagrados. Em linhas gerais devem ser recolhidos, segregados, tratados, acondicionados e estocados em conformidade com as normas vigentes de gerência de rejeitos radioativos de radioproteção.

Após recolhimento na fonte e classificação, tais materiais são submetidos a tratamentos diversos, que variam em função de suas características físico química e radiológica. Dessa forma, os rejeitos constituídos de contaminantes de meia-vida curta são acondicionados e estocados até o decaimento de suas atividades em níveis compatíveis com as normas vigentes.

A filosofia que norteia o tratamento de rejeitos, consiste em minimizar os volumes finais dos rejeitos, utilizando-se técnicas apropriadas de tratamento.

Os rejeitos sólidos consistem basicamente de materiais compactáveis como luvas sapatilhas, plásticos e papéis, e não compactáveis como pequenas peças metálicas e sucatas. Esses rejeitos são tratados por redução de volume, compactação, ou descontaminação (não compactáveis, quando aplicável).

Os rejeitos líquidos são constituídos, principalmente, de soluções aquosas de baixíssima atividade decorrente das operações de descontaminação de materiais e vidrarias em laboratórios. Podem ser gerados também, em menor escala, rejeitos orgânicos, como óleos provenientes do sistema de vácuo do ciclotron. Dependendo

do caso quando necessário, tais rejeitos líquidos são tratados utilizando-se técnicas de precipitação química, extração ou por troca iônica.

Após tratados, os rejeitos são acondicionados em tambores metálicos de 200 litros e estocados em depósito. Nenhum descarte de rejeito radioativo pode ser realizado sem autorização do Serviço de Proteção Radiológica.

Os rejeitos podem ter origens diversas como indústrias, hospitais, instituições de pesquisa e condomínios. Basicamente os resíduos constituem-se de medidores industriais diversos, rejeitos compactáveis, pára-raios e detetores de fumaça radioativos. Do ponto de vista da análise de segurança radiológica das instalações de tratamento e estocagem de rejeitos, esses materiais são muito importantes.

O transporte de material radioativo deve seguir os requisitos de segurança vigentes nas normas. Os procedimentos a serem adotados devem consistir em:

- a) reparar e entregar ao transportador o embalo radioativo devidamente classificado e sinalizado junto aos documentos de transporte;
- b) verificar a colocação de placas de aviso e sinalização na viatura, a fixação da carga, o kit de transporte e o uso de dosímetros pessoais pelo motorista;
- c) verificar se o produto foi entregue ao remetente; e
- d) notificar ao responsável pelo material qualquer anormalidade ocorrida no transporte que tenha gerado risco a pessoas ou ao meio ambiente.

Previendo a possibilidade de ocorrência de acidentes, deve-se prever, continuamente, diversas ações. São elas:

- a) ações de avaliação visam a obtenção de informações necessárias que possibilitem a tomada de decisões, de modo a implementar medidas específicas de emergência;
- b) ações corretivas têm como finalidade melhorar ou terminar uma situação de emergência, de modo a prevenir uma liberação não controlada de material radioativo ou mesmo a reduzir a magnitude dessa liberação, caso ocorra;
- c) ações preventivas são medidas tomadas com o propósito de prevenir ou minimizar as exposições radiológicas de pessoas, que certamente ocorrerão, se essas medidas não forem tomadas.

No tratamento com rejeitos radioativos deve-se cumprir sempre os procedimentos de proteção radiológica, que visam a reduzir ao mínimo os níveis de radiação ionizante, garantindo a segurança radiológica das instalações e das pessoas. (IEN, 1987).

No capítulo seguinte é apresentada a metodologia de D. West para o cálculo do rendimento de nêutrons, sendo desenvolvidas as suas principais etapas, com as respectivas descrições.

3 METODOLOGIA DE D. WEST PARA O CÁLCULO DO RENDIMENTO DE NÊUTRONS

Após a apresentação dos fundamentos teóricos envolvidos no desenvolvimento desse trabalho científico, é apresentada a metodologia de D. West para o cálculo do rendimento de nêutrons.

O rendimento de nêutrons gerados por emissores de partículas alfa em contato com elementos leves é um assunto de relevância para o tratamento de rejeitos radioativos. Normalmente esses rejeitos encontram-se misturados formando uma mistura composta por vários elementos, tanto pesados, quanto leves, sendo os primeiros emissores e os segundos absorvedores. Esse cenário favorece a ocorrência de reações (α,n) , cujo rendimento destas esse trabalho procurou tornar mais preciso. Nesse capítulo é apresentada a metodologia usada por D. West para o cálculo do rendimento de nêutrons.

3.1 PRINCIPAIS ETAPAS DA METODOLOGIA

O rendimento total de nêutrons gerados por núcleos absorvedores de partículas alfa para cada material componente de uma mistura considerados separadamente, é (D.West, 1979):

$$p_j = n_j \int_0^{R_j} \sigma_\alpha^j(E) dx \quad \text{EQ 3.1}$$

R_j são os alcances das partículas alfa e $\sigma_\alpha^j(E)$ são as seções de choque para a reação (α,n) geradas por uma partícula α de energia E_α e n_j o número de núcleos.

Outro modo de expressar o rendimento é em função da energia E_α ao invés de expressá-lo em função do alcance R_j , aplicando-se a transformação de variável

$R_j \rightarrow E_\alpha$. Isso indica que α entra em $x=0$ com energia E_α e vai até ao alcance R_j , onde $E_\alpha=0$.

Notar que $dx = \frac{dx}{dE} dE$ ou $dE = \frac{dE}{dx} dx$.

Assim,

$$p_j = n_j \int_{E_\alpha}^0 \frac{\sigma_\alpha^j(E)}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_j} dE \quad \text{EQ 3.2}$$

Portanto, após a transformação na EQ 3.1, obtém-se a EQ 3.2, agora, em função de $p(E_\alpha)$, que será escrita da forma:

$$p_j = n_j \int_{E_\alpha}^0 \sigma_\alpha^j(E) (dx/dE)_j dE \quad \text{EQ 3.3}$$

onde E_α é a energia inicial da partícula α e $(dx/dE)_j$ é o inverso do poder de freamento, dados esses freqüentemente encontrados nas tabelas como $dE/d(\rho_j x)$, onde ρ_j é a massa específica do elemento j .

Seja uma mistura composta por j constituintes, cada um dos j constituintes contribuindo com uma quantidade n'_j de átomos.

O rendimento de nêutrons dessa mistura ou composto pode ser escrito da seguinte forma:

$$p^{mist} = \sum_j n'_j \int_{E_\alpha}^0 \sigma_\alpha^j(E) (dx/dE)_{mist} dE \quad \text{EQ 3.4}$$

Em que se tem o somatório dos rendimentos dos j compostos da mistura.

Considerando como verdadeira a afirmação que: $K_{jl} = \frac{(dE/dx)_j}{(dE/dx)_l}$, então teremos:

$$(dE/dx)_j = K_{jl} (dE/dx)_l \quad \text{EQ 3.5}$$

onde K_{jl} é uma constante, independente da energia, para dois materiais j e l , onde l refere-se a algum material padrão.

Alternativamente, pode-se usar valores tabelados

$$(dE/d\rho x)_j = \frac{\rho_l}{\rho_j} K_{jl} (dE/d\rho x)_l \quad \text{EQ 3.6}$$

Substituindo a EQ 3.5 na EQ 3.3 obtém-se:

$$p_j = \frac{n_j}{K_{jl}} \int_{E_\alpha}^0 \sigma_\alpha^j(E) (dx/dE)_l dE \quad \text{EQ 3.7}$$

Além desse ajuste, é necessário utilizar-se do Teorema de Bragg (W.H. Bragg and R. Kleeman, 1905) para poder de freamento. Sem essa lei nada além disso pode ser feito mesmo com conhecimento perfeito de $\sigma_j(E)$, ρ_j e $(dE/dx)_j$ dos constituintes da mistura. Assim, o Teorema de Bragg pode ser escrito da seguinte forma:

$$\frac{1}{\rho_{mis}} (dE/dx)_{mist} = \frac{\sum_j (dE/dx)_j n'_j A_j / \rho_j}{\sum_j n'_j A_j} \quad \text{EQ 3.8}$$

Sendo:

$$\rho_{mist} = \frac{1}{N} \sum_j n'_j A_j \quad \text{e} \quad \rho_j = n_j A_j / NA$$

Onde A_j é o peso atômico do elemento j , NA é o número de Avogadro, n_j refere-se a um elemento isoladamente e n'_j a elementos da mistura. A distinção entre n , para elementos considerados separadamente, e n' , quando se refere aos elementos misturados, se faz necessária tendo em vista que o comportamento dos elementos individualmente não é o mesmo quando ele encontra-se na mistura. Assim temos:

$$(dE/dx)_{mist} = \frac{\rho_{mis} \sum_j (dE/dx)_j n'_j A_j / \rho_j}{\sum_j n'_j A_j}$$

$$(dE/dx)_{mist} = \frac{\frac{1}{NA} \sum_j n'_j A_j \cdot \sum_j (dE/dx)_j n'_j A_j / \rho_j}{\sum_j n'_j A_j}$$

$$(dE/dx)_{mist} = \frac{\frac{1}{NA} \sum_j n'_j A_j \cdot \sum_j (dE/dx)_j n'_j A_j \frac{NA}{n_j A_j}}{\sum_j n'_j A_j}$$

Fazendo-se as devidas simplificações, resulta em:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{mist} = \sum_j \left(\frac{dE}{dx}\right)_j n_j / n_j \quad \text{EQ 3.9}$$

Usando a EQ 3.5:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{mist} = \sum_j K_{jl} \left(\frac{dE}{dx}\right)_l n_j / n_j, \text{ mas } l \text{ é material padrão, então } \left(\frac{dE}{dx}\right)_l \text{ pode}$$

ser colocado fora do somatório, resultando:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{mist} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_l \sum_j n_j K_{jl} / n_j \text{ o que implica em}$$

$$\left(\frac{dx}{dE}\right)_{mist} = \frac{\left(\frac{dx}{dE}\right)_l}{\sum_j n_j K_{jl} / n_j} \quad \text{EQ 3.10}$$

Inserindo essa expressão na EQ 3.4:

$$p^{mist} = \frac{\sum_j n_j \int_{E_\alpha}^0 \sigma_\alpha^j(E) \left(\frac{dx}{dE}\right)_l dE}{\sum_j n_j K_{jl} / n_j} \quad \text{EQ 3.11}$$

Por ser constante, o somatório que encontra-se no denominador é colocado fora da integral.

Referindo-se à EQ 3.7, o termo no interior da integral é diretamente expresso por p_j , e assim:

$$p^{mist} = \sum_j \frac{n_j}{n_j} K_{jl} p_j / \sum_j \frac{n_j}{n_j} K_{jl} \quad \text{EQ 3.12}$$

Assim, explicitou-se o rendimento de nêutrons da mistura, p^{mist} , como uma combinação linear dos rendimentos p_{js} dos constituintes desta, somados individualmente.

O fator peso para cada p_j é $n_j K_{jl} / n_j$, tendo os valores de K_{jl} como constantes independentes da energia para os materiais j e l , e considerando a lei de adição de Bragg, pode-se afirmar que a EQ 3.12 é exata, no ponto de vista matemático.

A EQ 3.12 não é expressa na forma mais conveniente para o uso prático, podendo ser transformada, como se segue, substituindo K_{jl} , por C_{jl} , onde:

$$C_{jl} = \frac{\rho_l}{\rho_j} K_{jl} \quad \text{EQ 3.13}$$

onde ρ_l e ρ_j são as massas específicas dos materiais l e j. Assim, da EQ 3.6 obtém-se

$$(dE/d\rho x)_j = C_{jl}(dE/d\rho x)_l \quad \text{EQ 3.14}$$

Usando C_{jl} em vez de K_{jl} na EQ 3.12 tem-se

$$p_{mistura} = \frac{\sum_j \frac{n'_j}{n_j} \frac{\rho_j}{\rho_l} C_{jl} p_j}{\sum_j \frac{n'_j}{n_j} \frac{\rho_j}{\rho_l} C_{jl}} \quad \text{EQ 3.15}$$

Se em determinado composto a molécula contém a_j átomos de peso atômico A_j , e existem n_m moléculas/cm³, então:

$$n'_j = n_m a_j$$

Substituindo essa expressão na EQ 3.15 e cancelando $\rho_l n_m$ e N no numerador e no denominador:

$$p^{mist} = \frac{\sum_j \frac{n_m a_j \rho_j C_{jl} p_j}{n_j \rho_l}}{\sum_j \frac{n_m a_j \rho_j C_{jl}}{n_j \rho_l}} \quad \text{EQ 3.16}$$

Considerando que $\rho_j = n_j A_j / N$ e fazendo as devidas simplificações obtém-se:

$$p^{mist} = \frac{\sum_j a_j A_j C_{jl} p_j}{\sum_j a_j A_j C_{jl}} \quad \text{EQ 3.17}$$

O fator peso para p_j é agora $a_j A_j C_{jl}$ onde $a_j A_j$ é proporcional à fração do peso do elemento j no composto ou mistura C_{jl} , pode ser obtido diretamente da tabela de poder de freamento usando a EQ 3.14. Concluindo, eis as duas situações em que a EQ 3.17 deve ser considerada:

- a) tem-se uma mistura em pequena quantidade de um material estranho 2 de composição variada, ou mesmo um material composto de apenas um único elemento:

$$p^{mist} = \frac{a_1 A_1 p_1 + a_2 A_2 C_{2,1} p_2}{a_1 A_1 + a_2 A_2 C_{2,1}} \quad \text{EQ 3.18}$$

Se entretanto, $a_2 A_2 C_{2,1} a_1 A_1 \ll 1$, então

$$p^{mist} = p_1 + \frac{a_2 A_2}{a_1 A_1} C_{2,1} p_2 \quad \text{EQ 3.19}$$

- b) se um componente da mistura tem rendimento de nêutrons igual a zero, isto é, $p_2=0$, então

$$p^{mist} = \frac{a_1 A_1 p_1}{a_1 A_1 + a_2 A_2 C_{2,1}} \quad \text{EQ 3.20}$$

$C_{2,1}$ é ainda envolvida apesar do fato de $p_2=0$

3.2 CONSIDERAÇÃO SOBRE A APROXIMAÇÃO FEITA NO MÉTODO

A metodologia utilizada nesse capítulo indica que a razão: $K_{jl} = \frac{(dE/dx)_j}{(dE/dx)_l}$ é constante conforme afirmado por D. West.

O rendimento para uma mistura ou composto pode ser escrito utilizando-se da EQ 3.4, expressa abaixo (D. West, 1979):

$$p^{mist} = \sum_j n'_j \int_{E_\alpha}^0 \sigma_\alpha^j(E) (dx/dE)_{mist} dE$$

O inconveniente no uso da expressão acima reside no fato que $\sigma_j(E)$ e $(dx/dE)_{mist}$ variam com a energia, e não é possível que, com o uso dos valores de p_j , possa ser calculados o valor do p_{mist} , se $\sigma_j(E)$ e $(dx/dE)_j$ não são conhecidos como função da energia. Na faixa de energia de 3 a 6 MeV, próxima da energia limiar da reação (α, n), a variação do dE/dx com a energia é pequena. Esse método de cálculo de rendimento de nêutrons não se utiliza dos dados de seção de choque e caracteriza-se por desprezar a variação de $(dx/dE)_{mist}$ com a energia, além de colocá-lo fora da integral na EQ 3.4. D. West afirma não ser essa uma má aproximação como parece em primeira vista, em face de $\sigma_j(E)$ ser zero abaixo do limite de reações endotérmicas. Uma aproximação muito bem aplicada, entretanto, a qual se despreza a variação de dE/dx com a energia e possibilita a utilização do poder de freamento da mistura em lugar de utilizar-se dos valores do poder de freamento de cada elemento individualmente.

Já se conhecendo a metodologia de D. West para o cálculo do rendimento de nêutrons, será desenvolvido, no próximo capítulo, o novo modelo matemático, sem a aproximação feita por D. West, para o cálculo do rendimento de nêutrons.

4 DESENVOLVIMENTO DO NOVO MODELO MATEMÁTICO

Após a metodologia de D. West ser conhecida, é desenvolvido o novo modelo matemático para o cálculo do rendimento de nêutrons, onde não é feita a aproximação matemática proposta por D. West.

4.1 INTRODUÇÃO AO MÉTODO

O tratamento de fontes de nêutrons devido à ocorrência de reações (α, n), tendo, por exemplo, a fonte de Am-Be, constitui uma importante questão quando se refere ao combustível já utilizado em um reator nuclear. O problema básico em questão consiste no cálculo do rendimento de nêutrons em uma mistura de elementos leves e pesados, estes últimos, emissores alfa. Os métodos existentes geralmente tratam do problema considerando os elementos individualmente ou tentam incluir todos os elementos presentes na mistura com dados baseados em aproximações.

Como exemplo da importância de uma estimativa com melhor precisão no conhecimento do rendimento de nêutrons em uma mistura pode-se citar o processo pirometalúrgico para a recuperação de transurânicos do combustível gasto por IFR (Integral Fast Reactors - Reator Rápido e Integral) em uso atualmente no ANL (Argonne National Laboratory). Elementos leves na forma de sais são misturados com combustível gasto e um processo de eletrotransporte é utilizado para separar os actínídeos dos produtos de fissão. Conseqüentemente são produzidos nêutrons por fissão espontânea e por reações (α, n) de actínídeos e suas misturas com elementos leves.

Assim, é importante nesse ponto examinar a característica do método de D. West e desenvolver uma metodologia que trata rigorosamente da fonte de nêutrons

em uma mistura, considerando a produção de nêutrons gerada, individualmente, por cada elemento.

Neste capítulo é descrita uma metodologia desenvolvida para tratamento da fonte de nêutrons a partir de fissão espontânea e reações (α, n) em uma mistura.

4.2 VISÃO GERAL DOS PROCEDIMENTOS

Antes da introdução da metodologia para calcular o rendimento de fontes de nêutrons em uma mistura de elementos leves e pesados devido às interações alfa é oportuno alguns comentários.

Em uma mistura de elementos leves e pesados partículas alfa resultantes do decaimento de elementos pesados podem interagir com elementos leves através de uma interação (α, n) em que são produzidos nêutrons. O número médio de nêutrons $v(\alpha, n)$ produzidos por decaimento alfa de um elemento pesado i na mistura é definido em termos de fração total λ_{ij} de todas as partículas alfa emitidas no decaimento de um elemento pesado e a probabilidade $p(E_{\alpha ij})$ de que uma partícula alfa de energia $E_{\alpha ij}$ interaja com elementos leves j produzindo nêutrons. O número médio de nêutrons produzidos por uma partícula alfa de um elemento i da mistura é definido como:

$$v_i(\alpha, n) = \sum_j \lambda_{ij} p(E_{\alpha ij}) \quad \text{EQ 4.1}$$

sendo:

λ_{ij} = fração de partículas alfa emitidas no decaimento do núcleo pesado i ; e

$p(E_{\alpha ij})$ = probabilidade com que uma partícula alfa, de energia E_{α} , emitida por um nuclídeo pesado i , interage com elemento leve j e produza nêutrons, ou seja, rendimento de nêutrons para alvo grosso.

A questão fundamental para o cálculo do número médio de nêutrons em tal cenário é a determinação da função $p(E_{\alpha ij})$. Ela tem sido medida ou determinada para vários elementos, assim como para composições binárias baseadas em uma

amostra de alvo infinitamente grosso. A função $p(E_{\alpha ij})$ também é chamada de rendimento de nêutrons em alvos grossos.

A seguir é apresentado o desenvolvimento de equações básicas para a função de rendimento de nêutrons em alvos grossos $p(E_{\alpha ij})$. Por simplicidade o i e j subscritos serão abandonados.

Considerar o caso em que um único elemento leve j com seção de choque microscópica σ_{α}^j para a reação (α, n) , diferente de zero, e sua densidade atômica N_j , esteja em uma região de alvo infinitamente grosso. Considere uma partícula alfa com energia E_{α} incidente sobre uma superfície de uma região alvo como indicado esquematicamente na FIG 4.1.

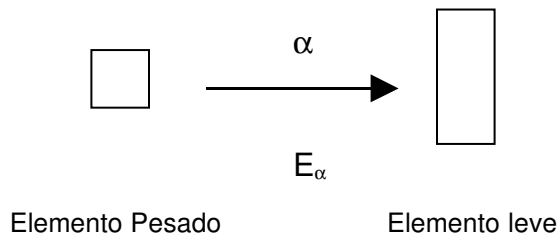


FIG. 4.1 Elemento Pesado emitindo partículas α com energia E_{α} que atinge a um elemento leve.

A probabilidade, por unidade de comprimento de trajetória percorrida, de que uma partícula alfa de energia E_{α} sofra uma reação (α, n) ao atingir um elemento leve j é dado pela seção de choque macroscópica para a referida reação definida como:

$$\Sigma_{\alpha}^j = N^j \sigma_{\alpha}^j \quad \text{EQ 4.2}$$

Por simplicidade essa seção de choque macroscópica é representada da forma Σ_{α}^j .

A definição acima será utilizada para descrever o rendimento de nêutrons para alvo grosso definido como $p(E_{\alpha})$, considerando que as partículas atinjam o alvo em $X = 0$, com energia E_{α} , e param em $X = x_s$, que é o alcance máximo da partícula alfa, onde $E_{\alpha} = 0$.

Daí,

$$p_j(R_j) = \int_0^{R_j} \sum_{\alpha}^j dx \quad \text{EQ 4.3}$$

Substituindo a EQ 4.2 na EQ 4.3, resulta:

$$p_j(R_j) = \int_0^{R_j} N^j \sigma_{\alpha}^j dx \quad \text{EQ 4.4}$$

Entretanto, considerando que:

- $dx = \frac{dx}{dE} .dE$ ou $dE = \frac{dE}{dx} .dx$; e
- $p_j(R_j)$ corresponde ao alcance máximo da partícula α de energia E_{α} no alvo, o que corresponde ao mesmo que $p_j(E_{\alpha})$.

Assim, por transformação de variável a EQ 4.3 pode ser escrita da forma:

$$p_j(E) = \int_{E_{\alpha}}^0 \sum_{\alpha}^j dE, \text{ de outro modo:}$$

$$p_j(E) = \int_{E_{\alpha}}^0 N^j \sigma_{\alpha}^j \frac{dx}{dE} dE \quad \text{que resulta}$$

$$p_j(E) = \int_{E_{\alpha}}^0 \frac{N^j \sigma_{\alpha}^j(E)}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_j} dE, \quad \text{EQ 4.5}$$

que é o rendimento de nêutrons em termos de E_{α} , energia da partícula α .

Visto que no ponto onde a energia é máxima, corresponde ao ponto onde a partícula atinge o alvo, e o ponto onde a energia é zero corresponde ao alcance da partícula alfa no alvo, pode-se então escrever a EQ 4.5 da forma:

$$p_j(E_{\alpha}) = \int_0^{E_{\alpha}^j} \frac{\sigma_{\alpha}^j(E)}{\varepsilon_j(E)} dE \quad \text{EQ 4.6}$$

onde $\varepsilon_j(E)$ é a seção de choque de freamento dada por:

$$\varepsilon_j(E) = -\frac{1}{N^j} \left(\frac{dE}{dx} \right)_j \quad \text{EQ 4.7}$$

Cabe ressaltar, entretanto, que o sinal negativo foi considerado quando são invertidos os limites de integração. Os valores de $\varepsilon_j(E)$ são tabelados e disponíveis na literatura.

Portanto, o rendimento de nêutrons em alvo grosso pode ser calculado dado que a seção de choque microscópica para a reação (α, n) expressa por σ_{α}^j assim como a seção de choque de freamento ε_j são conhecidos como funções da energia.

Partindo da EQ 4.6, multiplicando-se o numerador e o denominador por N^j resulta:

$$P_j(E_\alpha) = \int_0^{E_\alpha} \frac{N^j \sigma_\alpha^j(E)}{N^j \epsilon_j(E)} dE \quad \text{EQ 4.8}$$

Considerando agora o caso em que o elemento j é misturado a outro elemento k com seção de choque para a reação (α, n) , igual a zero, isto é, $\sigma_\alpha^k(E) = 0$, e densidade atômica N^k , Conforme FIG 4.2.

Se adicionarmos outro elemento leve k , com seção de choque para a reação (α, n) mas com, tem-se:

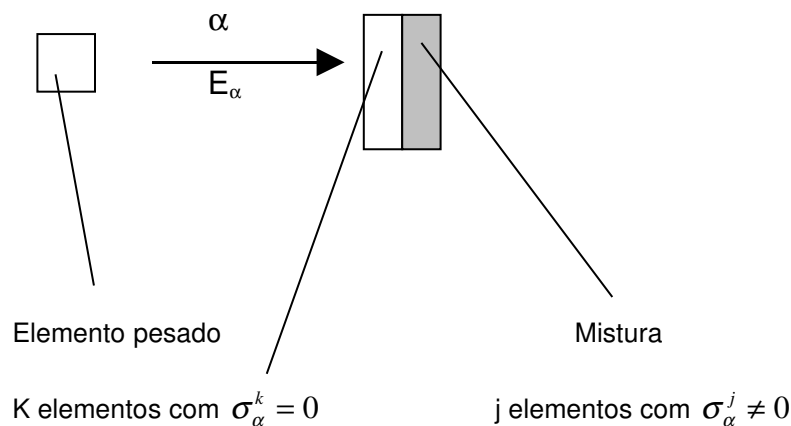


FIG. 4.2 Elemento pesado emitindo partículas α com energia E_α que atinge uma mistura com j elementos com $\sigma_\alpha^j \neq 0$ juntamente com outra mistura de k elementos com $\sigma_\alpha^k = 0$.

Assim a configuração final é:

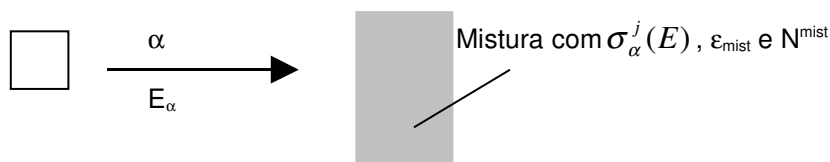


FIG. 4.3 Elemento pesado emitindo partículas α com energia E_α atingindo uma mistura com j elementos leves com $\sigma_\alpha^j \neq 0$ e k elementos $\sigma_\alpha^k = 0$.

Nessas circunstâncias tem-se:

$$p_j(E) + p_k(E) = \int_0^{E_\alpha} \frac{N^j \sigma_\alpha^j(E)}{N^j \epsilon_j(E)} dE + \int_0^{E_\alpha} \frac{N^k \sigma_\alpha^k(E)}{N^k \epsilon_k(E)} dE \quad \text{EQ 4.9}$$

Considerando que $N^k \sigma_\alpha^k = 0$, resulta:

$$p_j(E) + p_k(E) = \int_0^{E_\alpha} \frac{N^j \sigma_\alpha^j(E)}{N^j \epsilon_j(E)} dE \quad \text{EQ 4.10}$$

Em uma situação geral de uma mistura contendo M elementos em que somente J deles possuem seção de choque para a reação (α, n) $\neq 0$, o rendimento de nêutrons em alvo grosso é dado por:

$$p^{mist}(E) = \sum_{j=1}^J \int_0^{E_\alpha} \frac{N^j \sigma_\alpha^j(E)}{\epsilon_j(E) \cdot N^j} dE \quad \text{EQ 4.11}$$

Usando o teorema de Bragg-Klemann, ou seja,

$$\sum_j N^j \epsilon_j = N^{mist} \epsilon_{mist}(E), \quad \text{EQ 4.12}$$

resulta:

$$p^{mist}(E) = \sum_j \int_0^{E_\alpha} \frac{N^j \sigma_\alpha^j(E)}{\epsilon_{mist}(E) \cdot N^{mist}} dE \quad \text{EQ 4.13}$$

Se adicionarmos outro elemento leve L, com $\sigma_\alpha^L(E) \neq 0$, tem-se uma nova mistura com novo N^{mist} e ϵ_{mist} .

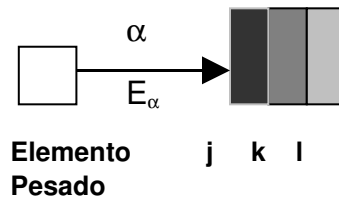


FIG. 4.4 Elemento pesado emitindo partículas α com energia E_α atingindo uma mistura com três elementos leves (j, k e l) com diferentes seções de choque e uma outra da mistura.

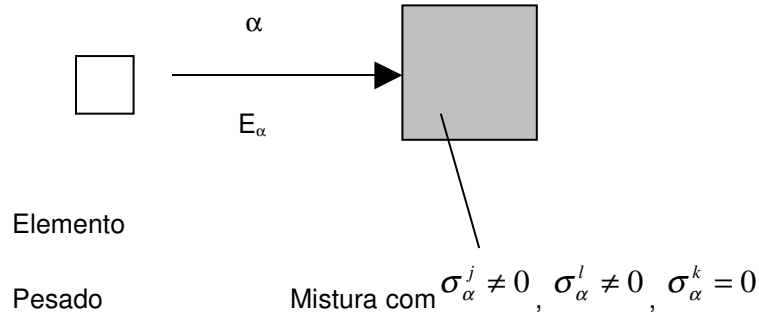


FIG. 4.5 Elemento pesado emitindo partículas α com energia E_{α} atingindo uma mistura de elementos leves em que são considerados os valores de N e de ϵ da mistura.

Partindo da EQ. 4.13, calculando-se os valores de $p_j(E)+p_l(E)$, resulta:

$$p^{mist}(E_{\alpha}) = \int_0^{E_{\alpha}} \frac{N^j \sigma_{\alpha}^j(E) + N^l \sigma_{\alpha}^l(E)}{\epsilon_{mist}(E) \cdot N^{mist}} dE \quad \text{EQ 4.14}$$

Generalizando:

$$p^{mist}(E) = \int_0^{E_{\alpha}} \frac{\sum_j N^j \sigma_{\alpha}^j(E)}{\epsilon_{mist}(E) \cdot N^{mist}} dE \quad \text{EQ 4.15}$$

então:

$$p^{mist}(E) = \sum_j \int_0^{E_{\alpha}} \frac{N^j \sigma_{\alpha}^j(E)}{\epsilon_{mist}(E) \cdot N^{mist}} dE, \quad \text{que é a EQ 4.13.}$$

Usando outra vez o Teorema de Bragg-Kleemann, EQ 4.12,

$$N^{mist} \epsilon^{mist} = \sum_k N^k \epsilon_K,$$

Assim:

$$p^{mist}(E) = \sum_j \int_0^{E_{\alpha}} \frac{N^j \cdot \sigma_{\alpha}^j(E)}{\sum_k N^k \epsilon_K(E)} dE \quad \text{EQ 4.16}$$

Generalizando para M elementos:

$$p(E) = \sum_{j=1}^M \int_0^{E_{\alpha}} \frac{N^j \sigma_{\alpha}^j(E)}{N^j \epsilon_j(E)} dE \quad \text{EQ 4.17}$$

Levando-se em consideração outra vez o Teorema de Bragg-Kleemann,

$$\sum_{j=1}^M N^j \varepsilon_j = N^{mist} \varepsilon_{mist}(E), \text{ resulta que, em uma situação mais geral de mistura}$$

contendo um total de M elementos dos quais apenas j possuem seções de choque diferentes de zero (α, n) o rendimento de nêutrons em alvo grosso para a mistura é dado por:

$$p^{mist}(E) = \sum_{j=1}^J \int_0^{E_\alpha^j} \frac{N^j \sigma_\alpha^j(E)}{N \varepsilon(E)} dE \quad \text{EQ 4.18}$$

Da EQ 4.18 deve-se considerar que:

- dos M elementos considerados na EQ 4.17 apenas j elementos ($j < M$) possui seção de choque para a reação (α, n), σ_α , diferente de zero;
- a seção de choque de freamento $\varepsilon(E)$ não se refere mais ao elemento j sozinho mas sim ao da mistura, conforme a EQ 4.18; e
- N é o número de densidade total, isto é, $N = N_j + N_k$.

Como se pode notar, o cálculo de p^{mist} pode ser feito desde que a seção de choque de freamento $\varepsilon(E)$ seja conhecido. Na prática, tal pedido pode ser um problema, pois é necessário determinar a seção de choque de freamento para cada caso.

4.3 NOVA ABORDAGEM PARA CÁLCULO DO RENDIMENTO DE NÊUTRONS EM ALVO GROSSO EM UMA MISTURA SOB BOMBARDEAMENTO α

Essa metodologia destina-se ao cálculo do rendimento de nêutrons em alvo grosso em uma mistura bombardeada por partículas alfa, considerando, para o cálculo, a contribuição individual de cada elemento. O método tem a capacidade de determinar o rendimento de alvo grosso de uma mistura a partir do conhecimento do rendimento de alvo grosso para cada constituinte individualmente. Nessa metodologia nenhuma aproximação matemática é feita durante o desenvolvimento dos cálculos. A seguir é dada uma descrição do método.

O rendimento de nêutrons em alvo grosso em uma mistura que contém M núclídeos é determinado de acordo com a EQ 4.13, em que o rendimento para cada elemento considerado separadamente é dado pela EQ 4.6.

O rendimento de nêutrons em alvos grossos para nêutrons pode ser calculado pela solução direta da EQ 4.13, tão logo a seção de choque microscópica $\sigma_{\alpha}^j(E)$ e a seção de choque de freamento $\varepsilon_j(E)$ sejam conhecidas como uma função da energia. Entretanto, dados experimentais e calculados de rendimento de alvos grossos para elementos individuais são freqüentemente encontrados na literatura. Portanto, antes de se resolver a EQ 4.13, uma outra alternativa é relacionar o rendimento de nêutrons em alvo grosso em uma mistura com os elementos individualmente. Antes de se realizar o desenvolvimento proposto, note-se que se multiplicarmos o numerador e o denominador da EQ 4.16 por ε_j resultará

$$p^{mist}(E_{\alpha}) = \sum_j^I \int_0^{E_{\alpha}} \frac{N^j \cdot \varepsilon_j(E) \sigma_{\alpha}^j(E)}{\sum_k^M N^k \cdot \varepsilon_k(E) \cdot \varepsilon_j(E)} dE \quad \text{EQ 4.19}$$

$$f_j(E) = \frac{N^j \varepsilon_j(E)}{\sum_1^M N^k \varepsilon_k(E)} \quad \text{EQ 4.20}$$

Daí,

$$p^{mist}(E_{\alpha}) = \sum_{j=1}^J \int_0^{E_{\alpha}^j} \frac{\sigma_{\alpha}^j(E)}{\varepsilon_j(E)} f_j(E) dE \quad \text{EQ 4.21}$$

Qualquer tentativa de relacionar o rendimento de nêutrons para alvo grosso, como as EQ 4.6 e 4.21 tem de lidar com a função $f_j(E)$ que aparece na integral desta última equação.

Deve-se notar que como uma consequência natural de como a EQ 4.21 foi obtida, $f_j(E)$ depende apenas da razão da seção de choque de freamento em vez da própria seção de choque. Outra característica importante da função $f_j(E)$ é que não só elementos leves da mistura são considerados, mas também os outros elementos. Esta característica é notada pela soma em k no denominador da EQ 4.20.

Relacionando dois rendimentos de alvo grosso para nêutrons, West assumiu que a razão da seção de choque de freamento é sempre constante, e que produz

bons resultados se a razão é avaliada em uma faixa de energia adequadamente escolhida. Entretanto, para uma mistura de vários elementos haverá variadas energias que gerará uma diversidade de razões envolvidas no cálculo de $f_j(E)$.

Pode-se ainda, antes de utilizar o teorema de Bragg-Kleeman multiplicar a EQ 4.13 por ϵ_j no numerador e no denominador, o que nada altera, ou seja,

$$P^{mist}(E_\alpha) = \sum_{j=1}^J \int_0^{E_\alpha^j} \frac{N^j \sigma_\alpha^j(E) \epsilon_j}{N \epsilon(E) \epsilon_j} dE$$

Mas
$$\frac{N^j \epsilon^j}{N^{mist} \epsilon_{mist}} = \frac{(N \epsilon)^j}{(N \epsilon)^{mist}} = f_j(E)$$

Ou seja,

$$f_j(E) = \frac{-(dE/dx)_j}{-(dE/dx)^{mist}} = \frac{(dE/dx)_j}{(dE/dx)^{mist}} \quad \text{EQ 4.22}$$

Da EQ 4.20
$$f_j(E) = \frac{N^j \epsilon_j(E)}{\sum_1^M N^k \epsilon_k(E)}$$

fazendo $N^j \epsilon_j = m_j$ e $N^k \epsilon_k = m_k$ com $k > j$.

Logo, por simplicidade:

$$\frac{m_j}{\sum m_k} = \frac{m_j}{m_1 + m_2 + m_3 + \dots + m_j + \dots + m_k} \quad \text{EQ 4.23}$$

Dividindo-se o numerador e o denominador por m_j tem-se:

$$\frac{\frac{m_j}{m_j}}{\frac{m_1}{m_j} + \frac{m_2}{m_j} + \dots + \frac{m_j}{m_j} + \dots + \frac{m_k}{m_j}} = \frac{1}{\frac{m_j}{m_j} + \frac{m_1}{m_j} + \frac{m_2}{m_j} + \dots + \frac{m_k}{m_j}} = \frac{1}{1 + \sum_{k \neq j} \frac{m_k}{m_j}} \quad \text{EQ 4.24}$$

$$f_j(E) = \frac{1}{1 + \sum_{k \neq j} \frac{N^k \epsilon_k(E)}{N^j \epsilon_j(E)}} \quad \text{EQ 4.25}$$

para que $f(E)$ seja constante temos que $\sum_{k \neq j} \frac{N^k \epsilon_k}{N^j \epsilon_j}$ deve ser constante também.

Mas pode não ser possível relacionar uma energia específica em que essa razão $f_j(E)$ não seja constante.

O método apresentado aqui consiste em integrar por partes a EQ 4.21, sem qualquer aproximação no cálculo da integral, de acordo com o desenvolvimento abaixo:

$$p^{mist}(E_\alpha) = \sum_{j=1}^J \int_0^{E_\alpha^j} \frac{\sigma_\alpha^j(E)}{\epsilon_j(E)} f_j(E) dE \quad \text{EQ 4.26}$$

Escrevendo a EQ 4.26 de forma mais conveniente tem-se:

$$p^{mist} = \sum_j \int_0^{E_\alpha} \underbrace{f_j}_{u} \underbrace{\frac{\sigma_j}{\epsilon_j}}_{dv} dE$$

$$u = f_j$$

$$du = f_j' dE$$

$$v = \int \frac{\sigma_\alpha^j}{\epsilon_j} dE$$

$$dv = \frac{\sigma_\alpha^j}{\epsilon_j} dE$$

O valor $v = \int \frac{\sigma_\alpha^j}{\epsilon_j} dE$ expresso acima é igual a p_j pela EQ 4.6, a menos dos

índices, desprezados propositalmente, assim, $p^{mist} = u.v - \int v.du$.

Isso leva à seguinte relação entre $p_j(E)$ e p^{mis} :

$$p^{mist}(E) = \sum_{j=1}^J \left[p_j(E) f_j(E) - \int_0^{E_\alpha} p_j(E) f_j'(E) dE \right] \quad \text{EQ 4.27}$$

A rigor, o limite inferior da integral deve ser a energia limiar para a ocorrência da reação (α, n) do elemento leve sob consideração, ou energia de Threshold,

simbolizada por E_{Th} . Como para $E \leq E_{Th}$, tem-se $p_j(E)=0$, o limite inferior da EQ 4.21 é trocado por E_{Th} . Portanto a integral nessa equação será feita da energia limiar do elemento leve E_{Th} até a energia E da partícula alfa emitida pelo elemento pesado da mistura.

O rendimento de alvo grosso para nêutrons em uma mistura como dado na EQ 4.21 pode ser facilmente calculado sem envolver aproximação matemática.

A função $f_j(E)$, e conseqüentemente sua derivada $f'_j(E)$ pode ser avaliada se conhecido N_j e a seção de choque de freamento ϵ_j .

A seção de choque de freamento é fornecida tanto por tabelas ou através de representação polinomial.

O método aqui apresentado é potencialmente útil para tratamento de fonte de nêutrons em uma mistura. Espera-se uma melhora no método incluindo um rigoroso tratamento da atenuação em uma mistura e a extensão da capacidade de se manipular isótopos como o oxigênio, que é uma restrição em boa parte dos métodos atuais.

Ao se obter um método que possa calcular o rendimento de nêutrons em função das seções de choque, surge aí uma razão forte para haver um interesse em se determinar experimentalmente, a única forma possível, esses valores, de forma a obtê-los mais precisos.

4.4 MOTIVAÇÕES DECORRENTES DO DESENVOLVIMENTO DO MÉTODO

Os valores de $p(E_{\alpha ij})$, probabilidade com que uma partícula alfa, de energia E_{α} , emitida por um nuclídeo pesado i , interage com um elemento leve j e produza nêutrons, ou seja, o rendimento de nêutrons para alvo grosso; λ_{ij} , fração de partículas alfa emitidas no decaimento do núcleo pesado, são determinados experimentalmente. Após a coleta desses dados experimentais para diversas energias pode-se encontrar, por intermédio de métodos numéricos computacionais, funções que se ajustam a esses fenômenos.

Da EQ 4.27 percebe-se que do lado direito da expressão não se encontram termos em função de dados da mistura, e sim o somatório dos resultados obtidos dos elementos individualmente.

O cálculo utilizado por D. West considerava a razão entre o poder de freamento da mistura e de cada elemento como constante, a expressão final não obrigava que se tivesse o conhecimento dos valores de seção de choque. Porquanto, não havia uma motivação para se desenvolver métodos experimentais para se obter essas grandezas.

Este modelo estimula o desenvolvimento de estudos no sentido de se obterem os valores de seção de choque mais precisos para a reação (α, n) em diversas faixas de energia, de acordo com os interesses propostos em cada pesquisa.

No capítulo seguinte é proposto um arranjo experimental para a determinação, com boa precisão, da seção de choque, para as reações (α, n) , onde serão abordados aspectos relacionados à metodologia para medida do tempo de vôo de nêutrons, e para discriminação $n-\gamma$ por um processo de análise de forma de pulso.

A expressão encontrada nesse modelo matemático é função da seção de choque. Entretanto os valores de seção de choque encontrados na literatura, quando existem, possuem erros de até 30 %. Ao se determinar esse novo modelo, surge então a motivação para que se desenvolvam métodos de determinação experimental das seções de choque com melhor precisão para que, juntamente com o avanço obtido nessa etapa, tendo como resultado melhor precisão matemática, se obtenha um resultado com significativa melhora na precisão para o cálculo do rendimento de nêutrons.

5 DETERMINAÇÃO EXPERIMENTAL DE SEÇÃO DE CHOQUE PARA A REAÇÃO (α , n)

Conhecido o novo método matemático, é proposto nesse capítulo um arranjo experimental de forma que se obtenha com melhor precisão os valores de seção de choque.

Neste capítulo é desenvolvido uma técnica para a determinação de seção de choque para reação (α , n) o mais precisa possível em que se utiliza duas técnicas de análise de espectro de nêutrons: a de determinação do tempo de vôo de nêutrons e a de discriminação de forma de pulso.

A determinação da seção de choque, preconizada por esse capítulo, é alcançada utilizando-se de um dispositivo experimental, o ciclotron CV-28 e demais equipamentos disponíveis no IEN. Para a medida da energia é utilizada a técnica para a determinação de tempo de vôo, para a qual, normalmente, é utilizada o ^{252}Cf , cuja técnica é apresentada neste trabalho, sendo, a seguir, apresentada a proposta inovadora de se medir o tempo de vôo de nêutrons utilizando-se o ciclotron para a produção de feixes de partículas alfa.

Um dos problemas para a determinação de seção de choque é a discriminação n- γ (nêutron-gama), tendo em vista que um processo simples de detecção pode-se confundir os pulsos gerados por nêutrons com os gerados por radiação gama, além dos nêutrons de “background”.

Através da utilização de detectores cintiladores, uma eletrônica associada e uma simples relação entre tempo de vôo de nêutrons e sua energia, pode-se chegar a um correspondente espectro de energia, com a possibilidade de análise específica de determinadas regiões, ou seja, análise separada de faixas de energias de interesse.

A discriminação de forma de pulso se torna possível face à grande diferença de forma, especialmente na componente lenta do espectro gerado no detector (constante de decaimento).

No presente trabalho, pretende-se fazer uso da análise das características do espectro obtido de tempo de voo de nêutrons, e de análise de forma de pulso, sendo este o ponto de partida para a obtenção do espectro de energia de nêutrons rápidos, provenientes de uma fonte conhecida.

Para que esses dados possam ser obtidos é indispensável a apresentação do detector cintilador NE-213, da eletrônica a ele associada, dos princípios de funcionamento e operação, bem como os fundamentos teóricos que envolvem a espectroscopia de nêutrons, e aquisição de dados nucleares em geral.

Neste estudo temos como finalidade a caracterização de um feixe de nêutrons relativamente a sua energia, através da medida de tempo de voo, e discriminação de forma de pulso.

5.1 ESPECTROMETRIA COM DETETORES CINTILADORES

O detetor proposto para ser utilizado neste trabalho foi do tipo NE-213. Esse detetor cintilador, é constituído por uma solução de naftaleno e xileno, onde as iniciais NE são indicadores do fabricante. Estes cintiladores são adequados a esse tipo de espectroscopia devido, dentre outras vantagens, a rápida resposta (ordem de nano-segundos), de registro da interação com os nêutrons incidentes.

Neste tipo de cintilador, as interações entre os nêutrons rápidos e os componentes do detector (H e C), são do tipo espalhamento elástico, onde o recuo dos núcleos de H ou C produzem pulsos luminosos (cintilação), que são convertidos em pulsos eletrônicos por meio de um fotomultiplicador acoplado ao cintilador por um guia óptico.

Os pulsos eletrônicos, assim produzidos, são utilizados para registrar o fim do percurso do nêutron, conforme montagem experimental do espectrômetro.

Os pulsos eletrônicos utilizados para determinar o início do percurso (voo) dos nêutrons, são fragmentos de fissão que são emitidos “simultaneamente” aos nêutrons.

A resposta do detector NE-213 para nêutrons é resultante do efeito dos nêutrons de diversas energias. Para a obtenção do espectro filtrado de nêutrons é necessário que se realize a desconvolução desse espectro obtido no equipamento. Para que isso seja possível, é necessário a obtenção das curvas de resposta para os nêutrons de diversas energias, montando-se, dessa forma, uma matriz composta por esses valores. Essas curvas são obtidas por intermédio de experiências realizadas com o ^{252}Cf , ao se estabelecerem faixas de energia para a obtenção de nêutrons monoenergéticos, como mostra a FIG. 5.5.

O tempo de vôo seria ideal com um “flight path”, que é o caminho a ser percorrido pelo nêutron, de 10 metros. Entretanto o IEN não tem como fazê-lo pois o ciclotron não possui “supressor de pulsos”, destinado a eliminar o número de pulsos necessários para que se meça o trajeto de nêutrons sem interferência de outros, e utiliza um “flight path” de 1m.

Para a realização da discriminação nêutron-gama o processo é feito em duas etapas, sendo a primeira a forma convencional, obtendo-se um espectro apresentado na FIG. 5.13, e a Segunda, a forma adicional apresentada na FIG. 5.14. Com o duplo sistema de discriminação e a desconvolução do espectro “filtrado de nêutrons, o IEN tem condições de realizar medidas mais precisas de espectro de energia dos nêutrons.

5.2 CONVERSOR DE TEMPO EM ALTURA DE PULSO

Os pulsos eletrônicos que registram o início e o fim de percurso dos nêutrons são injetados em um conversor de tempo em altura de pulso (TAC) que por sua vez gera um pulso de saída, cuja altura é proporcional ao intervalo de tempo entre o pulso que registra o início (“start” do TAC) e o pulso que registra o fim do percurso (“stop” do TAC).

Os pulsos de saída do TAC são então injetados em um analisador multicanal, que registra o número de pulsos com determinada altura (ou tempo de voo/percurso), gerando um espectro de tempo de voo de nêutrons.

5.3 ESPECTROMETRIA DE NÊUTRONS POR TEMPO DE VÔO

Neste tipo de espectrometria, a energia do nêutron é determinada por meio de sua velocidade, que por sua vez é deduzida cronometrando-se o tempo necessário para que os nêutrons percorram uma certa distância previamente estipulada (no presente caso 12 m) . Como já mencionado, o tempo zero do cronômetro é dado por um sinal que registra a detecção de um evento, que ocorre junto à fonte, e simultaneamente à emissão dos nêutrons.

O sistema de aquisição de tempo de voo consiste basicamente de dois detectores, sendo um detector de barreira de superfície em uma câmara de fissão, e outro cintilador NE-213 a uma distância fixa, um conversor de tempo em altura de pulso, um multicanal e um computador.

Colocando-se o detector NE-213 a uma distância fixa da fonte emissora, os sinais gerados pela detecção desses nêutrons, por tal detector, serão utilizados como registros do tempo de voo de nêutrons, desde a fonte até a posição relativa do detector NE-213.

Também, como já mencionado, os intervalos de tempo registrados pelo conversor de tempo em altura de pulso são injetados em um analisador multicanal, obtendo-se finalmente o espectro de tempo de voo de nêutrons.

Um espectro típico de tempo de voo de nêutrons de uma fonte de ^{252}Cf , em uma câmara de fissão, colocada a 12 m do detector NE-213, pode ser visto na FIG. 5.1, sendo esse o espectro fornecido para a presente análise.

Como já mencionado, nesta experiência, os fragmentos de fissão do ^{252}Cf , registram o tempo inicial, e, considerando que praticamente todos os fragmentos de

fissão são detectados, tem-se a geração de uma grande quantidade de sinais de “start”.

Por outro lado, como o detector NE-213 é colocado a uma distância de 12 m, a baixa geometria de detecção, devido ao pequeno ângulo sólido que abrange a superfície do detector, implica que apenas uma pequena fração de todos os possíveis sinais de “stop” são gerados pelo sistema de detecção. Assim, nem todo sinal de “start” terá seu correspondente “stop”, gerando uma sobrecarga de sinais de “start” sem o correspondente “stop”.

Assim, um artifício prático para contornar esse problema (sobrecarga de “start” sem correspondente “stop”), é a aplicação de uma linha de retardo eletrônico para os sinais de “start”, de tal modo que sua chegada ao módulo conversor de tempo em altura de pulso (TAC), fosse posterior ao sinal de “stop” gerado no detector NE-213.

Este retardo eletrônico é feito através de um módulo atrasador ou mesmo pela simples inclusão de cabo de sinal, na base de aproximadamente 1 ns por cada 33 cm de cabo.

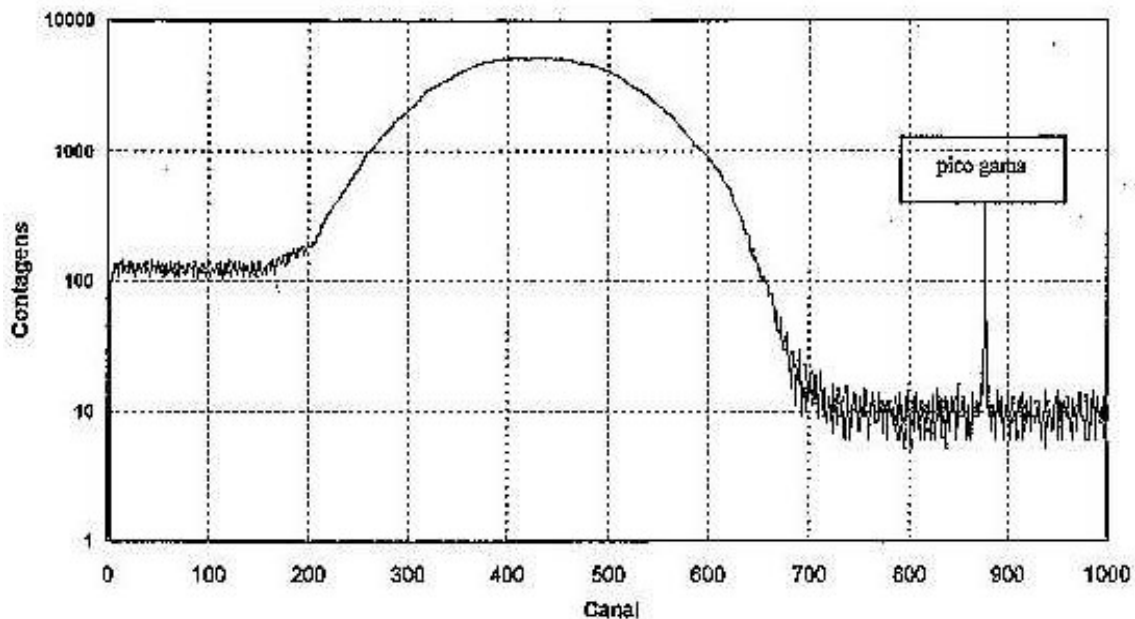


FIG. 5.1 Espectro de tempo de voo de nêutrons (TOF), do ^{252}Cf – com 0,972 ns/ch.

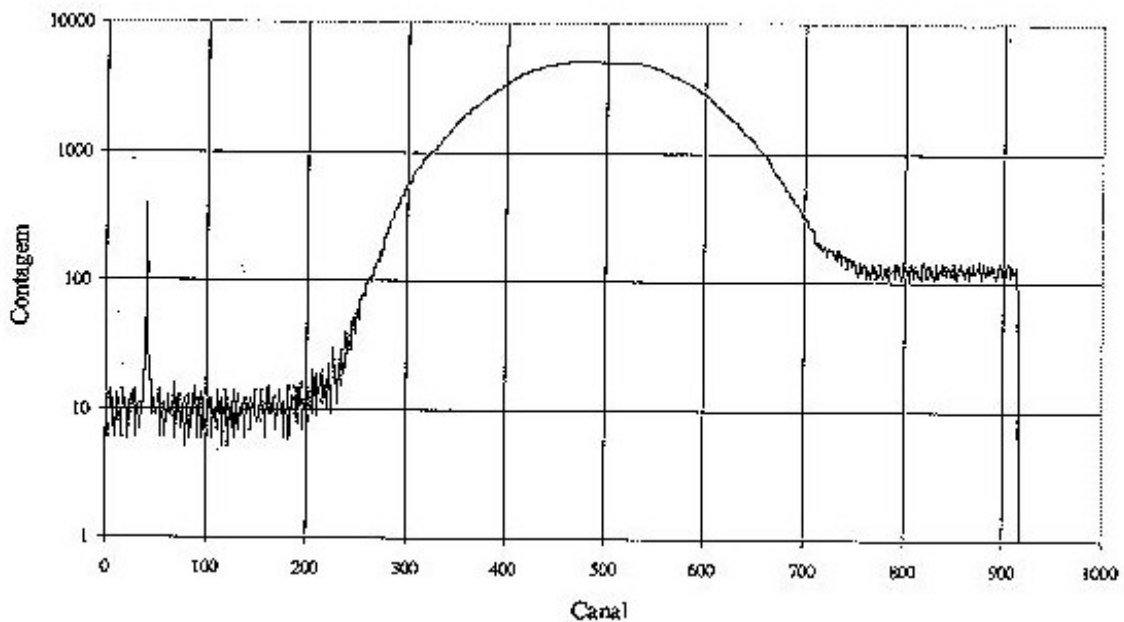


FIG. 5.2 Espectro de tempo de Vão de nêutrons, resultante da inversão do eixo dos tempos do espectro da FIG. 5.1.

Como resultado desse atraso, dado o sinal de “start”, ocorre uma inversão de “papéis”. O sinal de “start”, na prática, ocorre posteriormente ao sinal de “stop”, com a conseqüente inversão do espectro relativamente ao eixo das abscissas, ou seja, o eixo dos tempos.

Obviamente a quantidade de retardo incluído é suficiente para que mesmo os nêutrons mais lentos gerem sinais de “start”, no TAC, posteriormente ao correspondente sinal de “stop”.

Assim, todo o espectro de tempo de voo é obtido de forma invertida, sendo desse modo contornado o problema da sobrecarga de sinais de “start” sem o correspondente “stop”.

Através de um procedimento de calibração e inversão, que serão abordados a seguir, pode-se chegar a um espectro não invertido, como o da FIG. 5.2.

Ainda na FIG. 5.2, observa-se que uma estrutura diferente para a região dos nêutrons mais rápidos, relativamente à região dos nêutrons mais lentos, que possuem maior taxa de contagem. Este fato é explicado considerando que alguns nêutrons rápidos emitidos pela fonte, podem sofrer processo de espalhamento, chegando ao detector com energias mais baixas, contribuindo para um aumento na taxa de contagens na região de baixa energia. Esse processo gera ainda um

acrécimo estatístico de contagem por todo o espectro, que necessita de um procedimento prático para a sua subtração, quando da análise do espectro, o qual, após a sua implementação, obtém-se o espectro da FIG 5.3. Aliado à esse acréscimo estatístico existe também a contribuição de sinais gerados por nêutrons presentes no “background”, que são detectáveis.

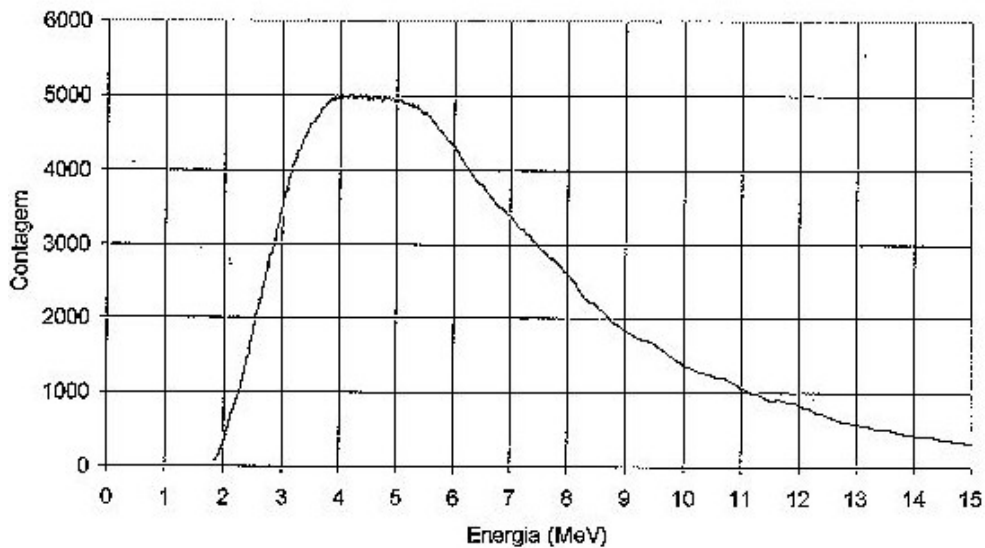


FIG. 5.3 Espectro de Nêutrons (contagens X Energia), posterior à subtração de background sinais espúrios e do pico gama.

5.4 METODOLOGIA PARA ANÁLISE DO ESPECTRO DE TEMPO DE VÔO

Para o cálculo da energia dos nêutrons, deve-se inicialmente determinar a origem para a contagem dos tempos de vôo. Essa determinação pode ser feita usando picos de raios gama e o tempo de vôo de fótons (velocidade da luz = $3,0 \times 10^8$ m/s), durante o percurso entre a fonte emissora e o detector NE-213 (12 m), valendo destacar que o tempo de vôo de fótons não depende de sua energia.

A relação entre o tempo de vôo de nêutrons e sua energia é dada pela expressão:

$$E = \frac{1}{2} m_n v^2 \quad \text{EQ 5.1}$$

Sendo m_n a massa do nêutron, E a sua energia e v a velocidade a ser calculada.

Dessa forma, temos que $v = \sqrt{\frac{2}{m}} \cdot \sqrt{E}$, o que resulta em $v = 1,38 \cdot 10^7 \sqrt{E}$, onde E dada em MeV.

Como $L = v \cdot T$, onde L é o comprimento da trajetória (distância entre a fonte e o detector) e T o tempo de vôo. Podemos também expressar da forma:

$$T = L/v \tag{EQ 5.2}$$

Assim:

$$T_{v\acute{o}o} = \frac{L}{1,38 \cdot 10^7 \sqrt{E}} \tag{EQ 5.3}$$

Com o auxílio da FIG. 5.5 pode-se determinar a energia de nêutrons monoenergéticos.

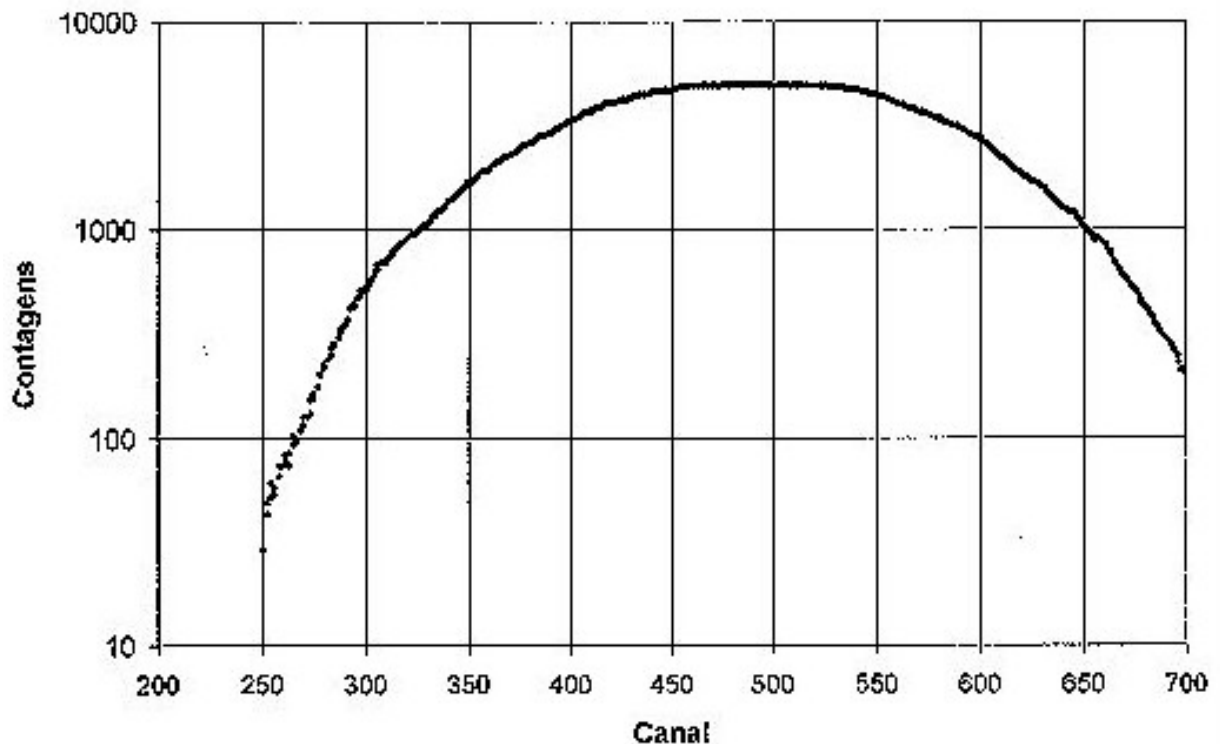


FIG. 5.4 Espectro de nêutrons Contagens x Canal.

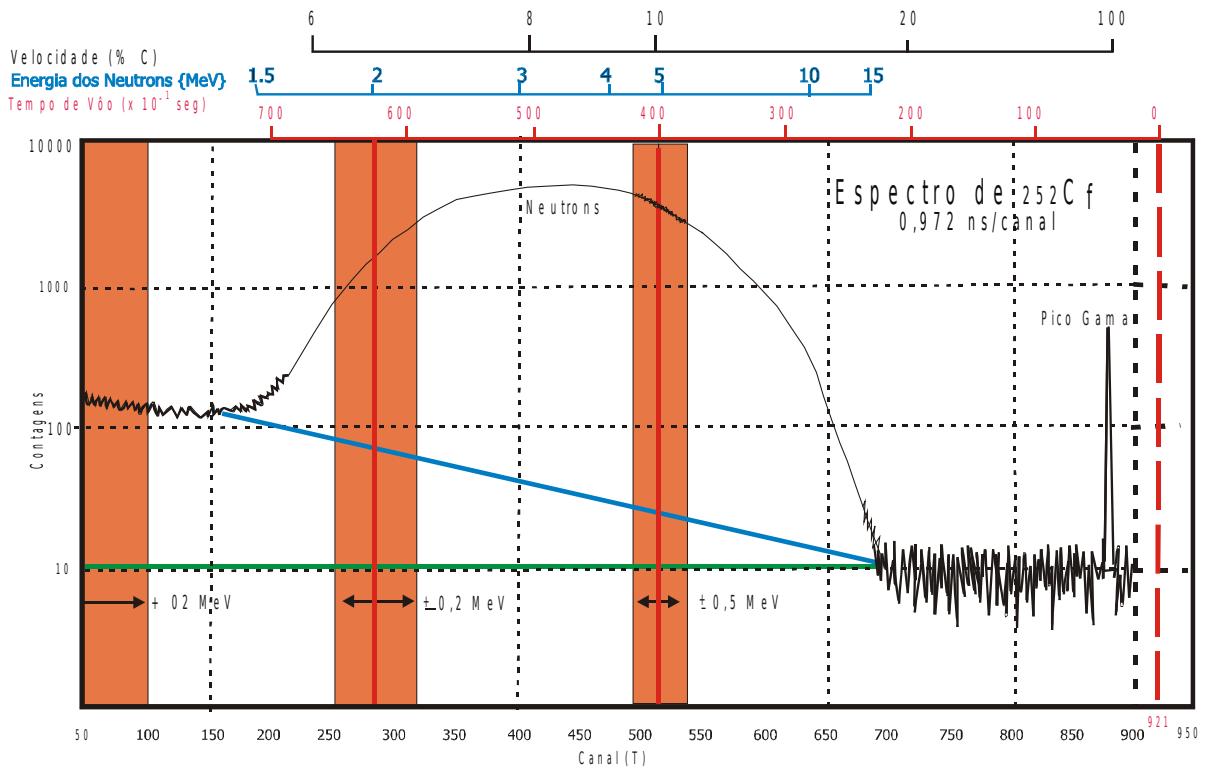


FIG. 5.5 TOF de nêutrons com fonte de 252-Cf – 0,972 ns/ch reproduzindo as regiões de 2,5 e 10 MeV.

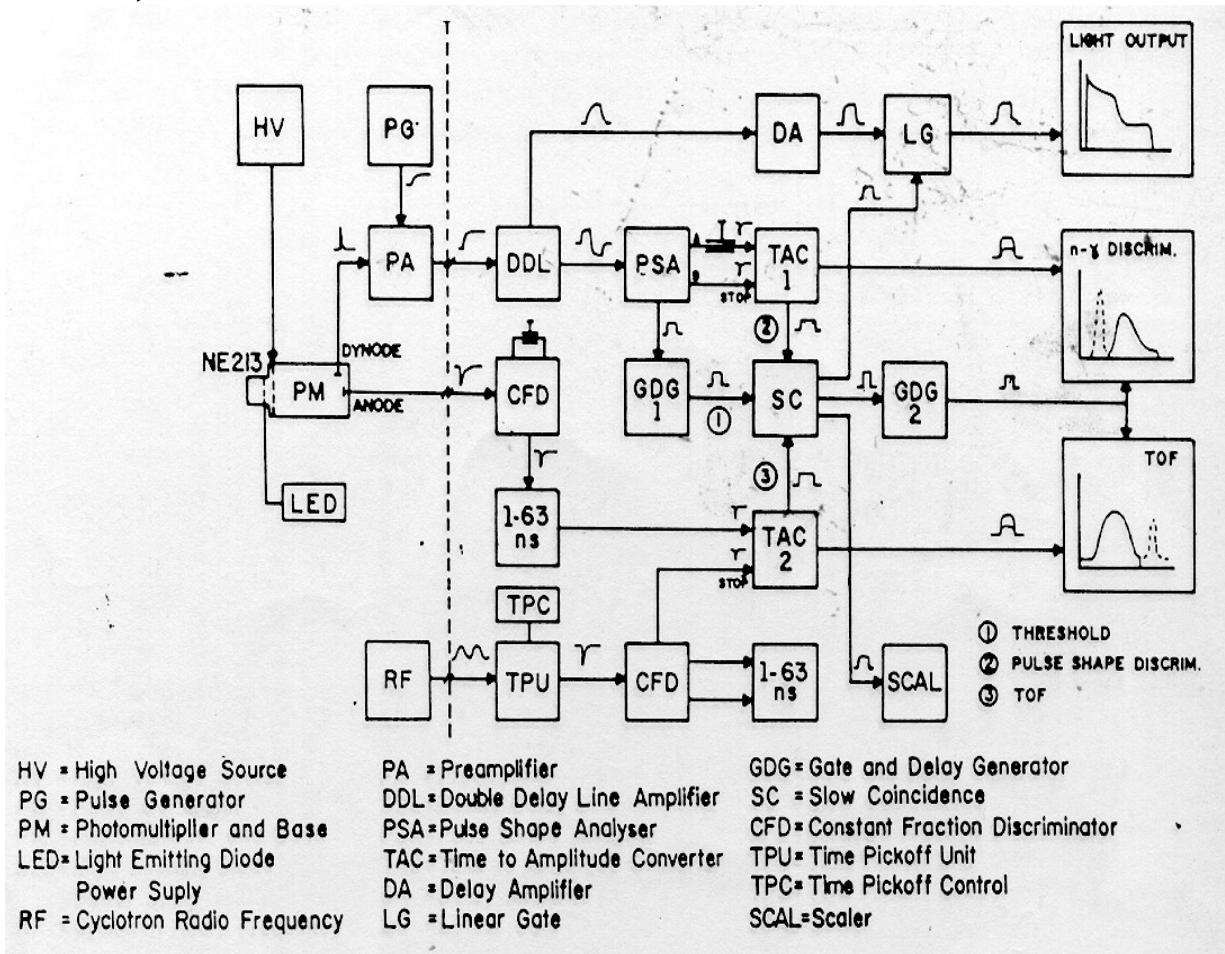


FIG 5.6 Diagrama de blocos da disposição dos equipamentos (Suito et al, 1987).

A determinação da qualidade das condições de discriminação nêutron-gama obtidas dos espectros de respostas dos detectores NE-213 para nêutrons, foram levantadas a partir das curvas e figura de mérito dos dois detectores utilizando uma fonte de Am-Be de 1 Ci de atividade, encapsulada num bastidor de aço. A fonte e Am-Be blindada por uma pequena espessura de parafina (10 cm), é adequada para este tipo de medida por permitir um espectro contínuo de nêutrons com energia máxima de cerca de 6 MeV e raios-gama de altas energias (2,2 a 4,4 MeV), que permitem a simulação das condições encontradas em irradiações com partículas carregadas.

5.5 METODOLOGIA PARA ANÁLISE DO ESPECTRO POR DISCRIMINAÇÃO DE FORMA DE PULSO

Para que se possa diferenciar a ocorrência de partículas que alcançam o detector, utiliza-se um método eletrônico de temporização dos eventos, de modo que os eventos relativos aos raios gamas ocorram inicialmente, e após um tempo de atraso, apareça os nêutrons. Esse controle de tempos é efetuado através das características dos Analisadores de Formas de Pulso (PSA) e dos conversores de tempo em altura de pulso (TAC). Este método é chamado de discriminação de forma de pulso, também conhecido como discriminador de tempo de subida, e é utilizado para sentir a diferença entre eventos, através da relevante diferença de forma de pulso apresentada pelo detector para raios gama e nêutrons.

A qualidade da discriminação nêutron gama com esse detetor (NE-213) é obtida a partir da figura de mérito, a qual é feita através da medida da separação e da resolução entre os dois fotopicos resultantes dos raios gamas e nêutrons que são apresentados em analisador multicanal.

Para isto, foi posto no fluxograma esquematizado na FIG. 5.6 o processo de discriminação de forma de pulso, especialmente onde a ramificação em que o PSA está inserido, tendo em vista que o dispositivo contempla a discriminação nêutron-gama e a determinação de tempo de voo.

Assim, o pulso proveniente do dinodo da fotomultiplicadora, depois de pré amplificado, na unidade PA, fornece um pulso integrado que mostra a forma bem definida na componente lenta tanto para a resposta ao nêutron, quanto para o gama produzidos, da forma apresentada na FIG 5.7. No amplificador DDL o pulso de entrada é amplificado e duplo-diferenciado, de tal forma que a informação de tempo contida na sua borda de subida ("leading edge"), é convertida para a calda ("trailing edge") do sinal de saída. O módulo de discriminação empregado foi uma unidade PSA que determina os instantes em que a cauda do pulso bipolar do amplificador DDL atinge a fração e 10% de sua amplitude máxima (saída A) e o cruzamento da linha de base (saída B). Este intervalo de tempo entre os dois sinais é maior quando a partícula incidente é um nêutron, o que torna possível a discriminação.

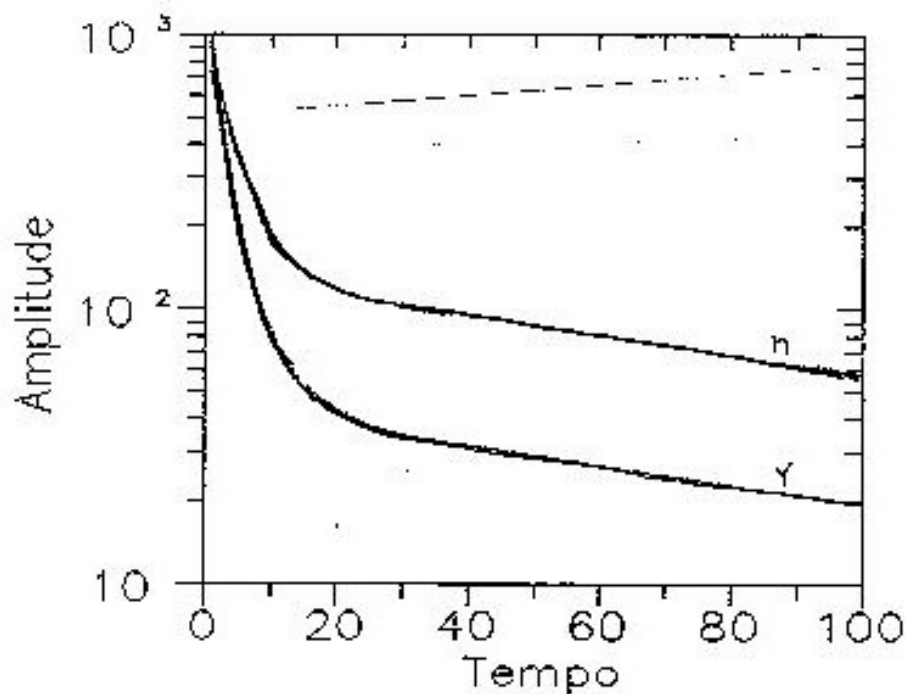


FIG 5.7 Decaimento dos pulsos de cintilação produzidos por nêutrons e raios gama (Suita, 1994).

Os pulsos eletrônicos oriundos de radiação gama e de nêutrons, no entanto, têm diferentes formatos. O pulso gerado por um nêutron decai mais lentamente porque um próton de recuo causa uma maior ionização específica no cintilador que um elétron, resultando em maior quantidade de luz retardada.

Tais características permitem diferenciar os pulsos de gama e de nêutrons através da técnica de processamento de sinal Discriminação de Forma de Pulso, mesmo quando tais tipos de radiação produzem a mesma quantidade de luz no cintilador, e portanto a mesma altura de pulso.

Uma cadeia eletrônica que realiza essa discriminação é mostrada na FIG. 5.8, juntamente com as formas de pulso de saída de cada módulo.

Acompanhando as legendas é possível identificar como o sinal é trabalhado em cada equipamento.

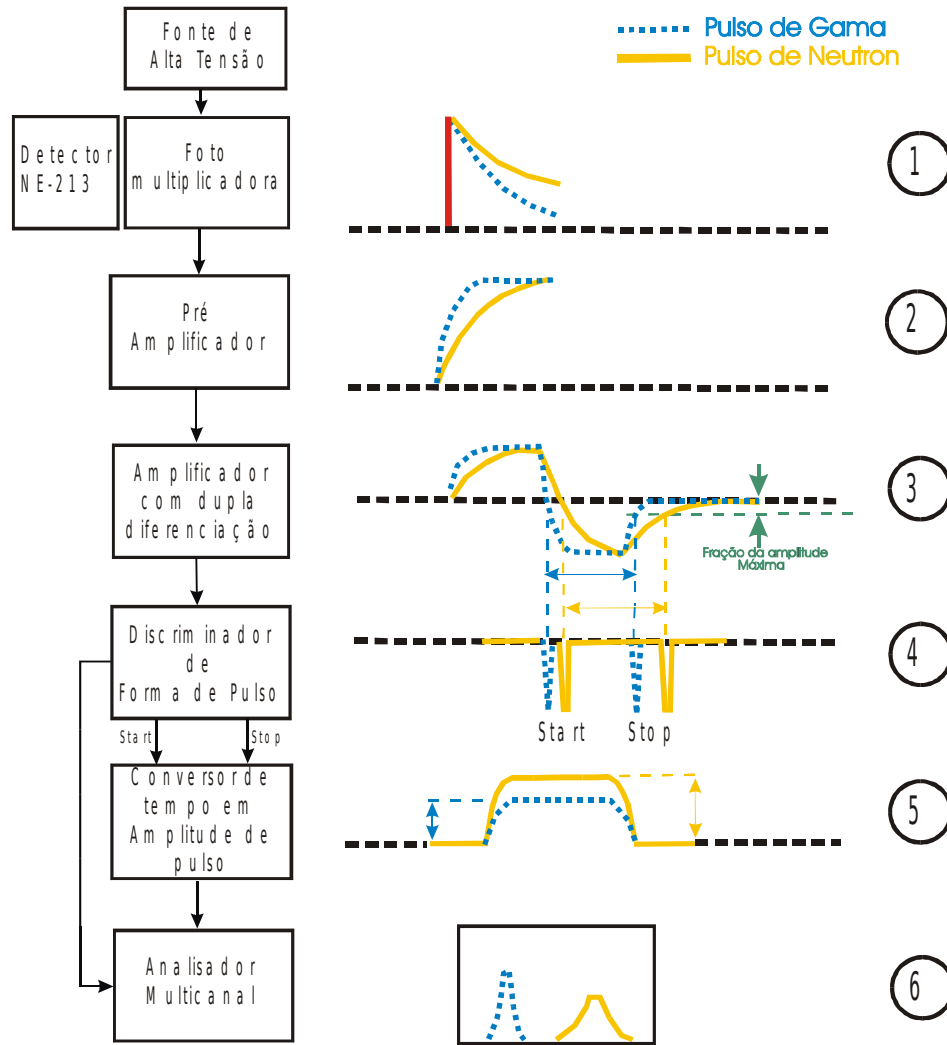


FIG 5.8 Representação esquemática da relação temporal entre os pulsos gerados nos módulos integrantes do sistema de discriminação n- γ .

- 1) os pulsos oriundos da fotomultiplicadora, causados por nêutrons e gama, têm nesse exemplo, a mesma amplitude, mas decaem com velocidades diferentes;
- 2) no pré-amplificador os pulsos são integrados por um circuito RC. Como o pulso original oriundo dos nêutrons decai mais lentamente, sua integral sobe mais lentamente;
- 3) o amplificador com dupla diferenciação transforma o pulso até então monopolar em pulso bipolar. Na primeira diferenciação o pulso volta a ter um comportamento similar ao do pulso oriundo da fotomultiplicadora (subida, máximo e descida) mas com uma maior largura, o que contribui para melhorar a relação sinal/ruído pela redução dos componentes de alta freqüência. Após a segunda diferenciação o pulso agora bipolar intercepta a linha de base quando a

derivada é zero (máximo no pulso monopolar oriundo da primeira derivação). Como o pulso de nêutrons injetado nesse amplificador sobe mais lentamente, aquele ponto de interseção ocorre mais tardiamente que o ponto correspondente para gama. O ponto onde o pulso bipolar intercepta a linha de base depende da forma do pulso inicial oriundo da fotomultiplicadora, mas é independente de sua amplitude. Tal característica é fácil de vislumbrar, imaginando-se um pulso ideal com uma forma de uma gaussiana (correspondente ao pulso oriundo do pré-amplificador após a primeira diferenciação). A derivada dessa curva cresce atingindo o seu máximo no ponto de inflexão (lateral esquerda), para em seguida decrescer e chegar a zero no máximo da gaussiana. Em seguida, a derivada diminui atingindo seu mínimo no outro ponto de inflexão (lateral direita), indo crescendo gradativamente a zero (cauda do pulso bipolar). Assim, o instante em que o pulso bipolar cruza a linha de base corresponde sempre ao máximo da gaussiana, sendo pois dependente da sua forma (gaussianas platicúrticas têm seu máximo deslocado para a direita) mas independente de sua amplitude;

- 4) o pulso bipolar é injetado no discriminador de forma de pulso (PSA), que conta o intervalo de tempo entre instante do cruzamento desse pulso com a linha de base e o instante em que sua cauda é reduzida a uma determinada fração da amplitude máxima do pulso. Em cada um desses eventos o módulo emite um pulso de partida (start) e um de parada (stop) que são enviados a o módulo seguinte;
- 5) o conversor de tempo em amplitude de pulso transforma o intervalo de tempo transcorrido entre os pulsos de start e stop em amplitude de pulso; e
- 6) os pulsos com amplitude proporcional ao tempo são processados por um analisador multicanal que os transforma num espectro de freqüência de eventos x tempo. Para evitar que o multicanal acumule contagens espúrias, um sinal do discriminador de forma de pulso aciona um gatilho para habilitá-lo sempre que ocorrer um evento relevante.

A capacidade de um sistema discriminador de forma de pulso de resolver os picos de gama e nêutron é normalmente expressa como uma figura de mérito apresentada na FIG 5.10.

O espectro proveniente da discriminação de forma de pulso é apresentado na FIG 5.9, com a demarcação dos dados necessários à determinação da figura de mérito.

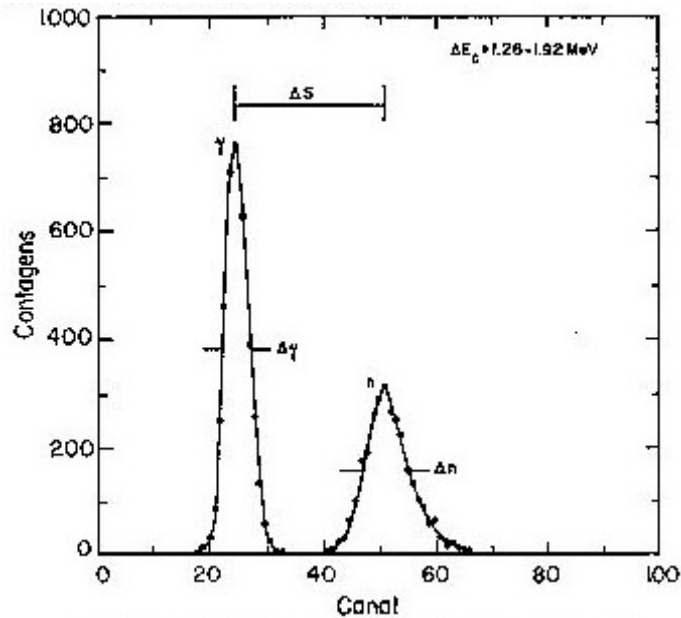


FIG. 5.9 Espectro de discriminação nêutron gama (Suita, 1994).

As medidas da figura de mérito foram feitas ajustando-se no monocanal e analisador de forma de pulso PSA uma janela de altura de pulso do sinal de luz (dL) que corresponde a um intervalo de energia de 0,64 MeV para elétrons Compton. Esta janela foi variada em passos de 0,64 MeV ao longo do espectro de altura e pulso em intervalos contíguos até uma amplitude correspondente a uma energia de 4,48 MeV para elétrons Compton (nêutrons de 8,5 MeV). Para cada posição da janela ajustada no monocanal, foi acumulado no multicanal um espectro de distribuição do intervalo de tempo entre os sinais A e B do PSA, fornecido pelo conversor de tempo em amplitude e pulso (TAC). A FIG. 5.9 mostra um dos espectros obtidos para o detector 2" x 2"φ. Para cada um dos espectros assim obtidos, foi determinada a "figura mérito", que é definida por:

$$M = \frac{\Delta S}{\Delta \gamma + \Delta n} \quad \text{EQ 5.4}$$

onde ΔS é o intervalo entre as posições dos picos de nêutrons e de gamas, e Δn e $\Delta \gamma$ são as respectivas larguras a meia altura.

Na FIG 5.10 tem-se o gráfico da figura de mérito versus a energia equivalente dos elétrons Comptons espalhados no detector NE-213 2"x2"φ. Como se pode ver a partir da EQ. 5.4 os dois picos estarão completamente separados quando o valor de M for maior que 1,5, ou seja, para energias de elétrons Compton $E_c > 0,7$ MeV, que correspondem a nêutrons de cerca de 2,0 MeV.

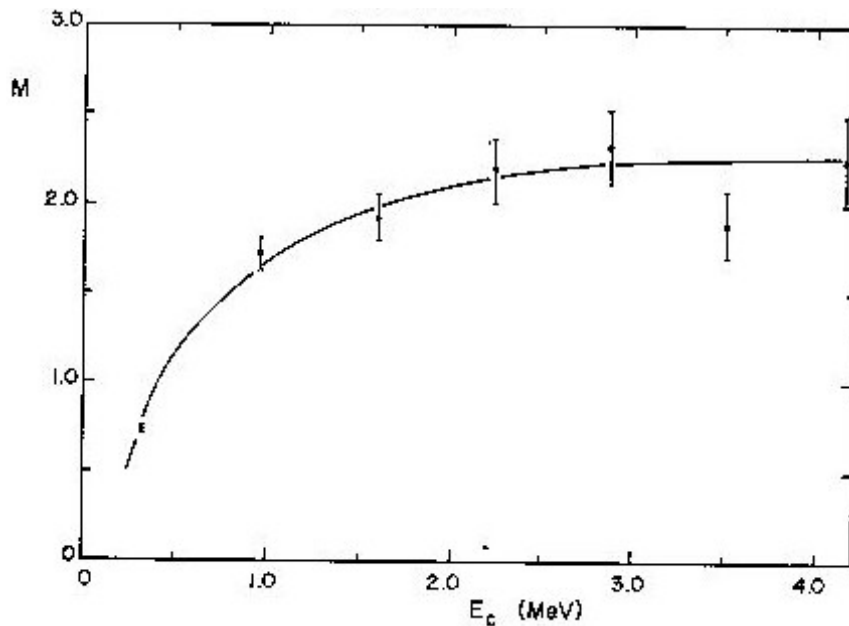


FIG 5.10 Figura de Mérito do detector 2" x 2" φ (Suita, 1994).

5.6 CURVAS DE RESOLUÇÃO DE DETETORES

A resolução de um detector NE-213 pode ser determinada empiricamente pela EQ. 5.5 (Suita, 1994):

$$\frac{dL}{L} = \sqrt{A^2 + \frac{B^2}{L} + \frac{C^2}{L^2}} \quad \text{EQ. 5.5}$$

Onde:

- dL é a largura total a meia altura do sinal luminoso de altura L ;

- A é o termo de dependência da resolução com a posição de incidência da radiação na superfície do detector;
- B é tempo de dependência estatística; e
- C é termo devido ao ruído eletrônico do sistema.

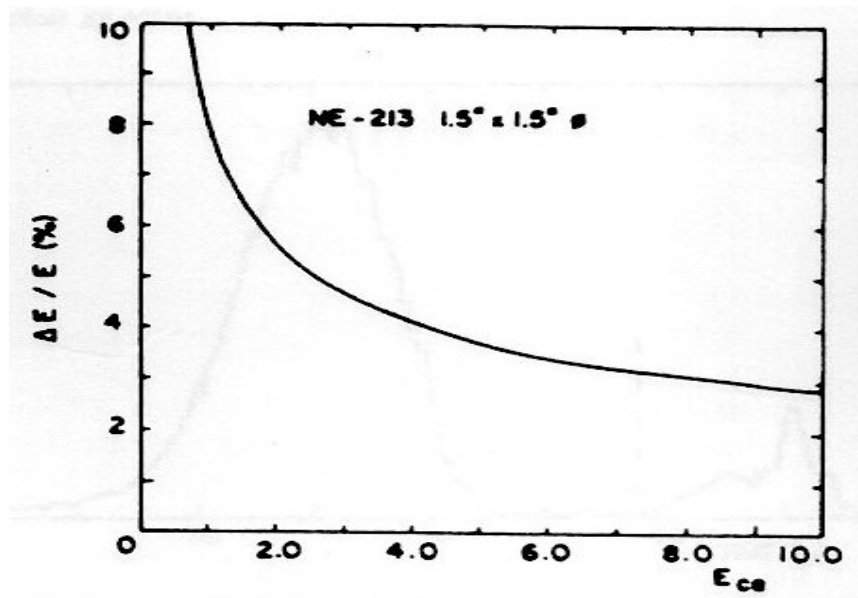


FIG. 5.11 Curva de resolução do detector NE-213 (Suíta, 1994).

5.7 DETERMINAÇÃO DAS CURVAS DE RESPOSTA DE LUZ E SISTEMA ELETRÔNICO ASSOCIADO

Para a utilização do detector NE-213 como espectrômetro de nêutrons rápidos faz-se necessário determinar a sua curva de resposta de luz emitida para prótons de recuo ("light output") de modo que se possa converter as distribuições de alturas de pulsos em espectros de energia de nêutrons no intervalo de energia de interesse, que é de 2 a 6 MeV no caso desse trabalho.

5.8 DESCRIÇÃO GERAL DO FUNCIONAMENTO DO ARRANJO EXPERIMENTAL

O esquema do sistema eletrônico empregado na obtenção dos espectros de resposta luminosa é apresentado na FIG 5.6. Este sistema é constituído basicamente de dois ramos. O primeiro, que contém as unidades de análise de forma de pulso (PSA) e conversor de tempo em altura de pulso (TAC); é o que permite a discriminação $n - \gamma$. O segundo, que passa pelo amplificador de atraso (DA) antes de chegar ao multicanal em coincidência com o pulso de “gate” do discriminador $n - \gamma$, é o que permite a obtenção do espectro de altura de pulso do sinal luminoso.

Os espectros de altura de pulso foram obtidos por intermédio do sistema eletrônico apresentado na FIG. 5.6. A eletrônica desse sistema pode ser subdividida em três ramificações distintas. Os ramos de aquisição do sinal de amplitude de luz do qual fazem parte o pré-amplificador (PA), o amplificador (DDL), amplificador de atraso (DA) e o “linear gate” (LG), e o de discriminação $n - \gamma$, com o analisador de forma de pulso (PSA) e o conversor de tempo em altura de pulso (TAC-1). A eletrônica associada a câmara de fissão que constitui o terceiro ramo, é composta de um pré-amplificador rápido, um amplificador rápido, um discriminador a fração constante (CFD-2), e um contador (SCA-1) para a monitoração da taxa de contagem dos fragmentos de fissão. A medida da radiofreqüência emitida pelo ciclotron é feita pelo TAC-2, tendo como “start” o sinal proveniente do CFD convenientemente atrasado (1-63ns). A inversão na ordem dos sinais de “start” e “stop” do sistema de medida do tempo de vô serve para evitar o maior número de coincidências não correlacionadas que haveria se o sinal da câmara (mais freqüente), fosse tomado como “start”. A condição de coincidência entre a discriminação $n - \gamma$ (TAC-1), o tempo de vô (TAC-2), e a discriminação da altura de pulso, (para a remoção dos pulsos de baixa amplitude), que é feita no analisador de forma de pulso (PSA), passando pelo gerador de atraso (GDG-1), é estabelecida na unidade de coincidência lenta (SC), que fornece o sinal de porta “gate” para os

analisadores multicanal. A tomada do espectro de altura de pulso de interesse é feita ajustando-se no espectrômetro de tempo de voo (TAC-2) uma janela correspondente ao intervalo de energia desejado. No sistema de discriminação n - γ são ajustadas uma janela em torno da estrutura de nêutrons (TAC-1), e um limiar de discriminação de altura de pulso (elétrons de cerca de 0,7 MeV) no PSA.

A FIG. 5.12 mostra os resultados finais obtidos para as curvas de resposta do sinal luminoso versus energia do nêutron para o detector NE-213. A amplitude do sinal de luz está expressa em LU (light units), sendo que uma LU corresponde a amplitude do sinal luminoso gerado pelos elétrons Compton retro-espalhados.

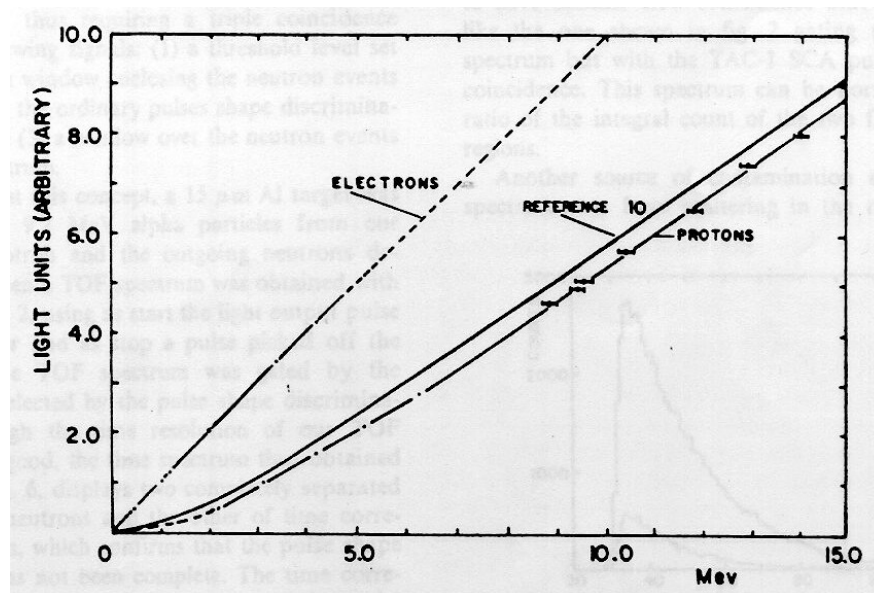


FIG. 5.12 Resposta de sinal luminoso versus energia para elétrons e prótons em detectores NE - 213 (Suíta, et all 1987).

5.9 DESCRIÇÃO E TESTE DA TÉCNICA

Nessa experiência os nêutrons encontram-se na faixa de energia de 2 MeV. Como pode ser visto na FIG 5.13, mesmo em condições adequadas em que nêutrons são emitidos por uma fonte de Am-Be, a discriminação de forma de pulso não é perfeita, pois há dois pulsos sobrepostos, que resultam do fato de que alguns

nêutrons não serão contados e que haverá raios gama contados como nêutrons. Para permitir a redução de raios gama, uma segunda discriminação pode ser feita utilizando-se da discriminação por tempo de vôo realizada por intermédio dos equipamentos dispostos de acordo com a correspondente ramificação da FIG 5.6, exigindo-se assim uma tríplice coincidência entre os seguintes sinais: (1) um limite mínimo posto no PSA; (2) uma janela encerrando os eventos de nêutrons como determinado pelo método de discriminação de forma de pulso convencional; e (3) uma janela sobre os eventos de nêutrons no espectro TOF.

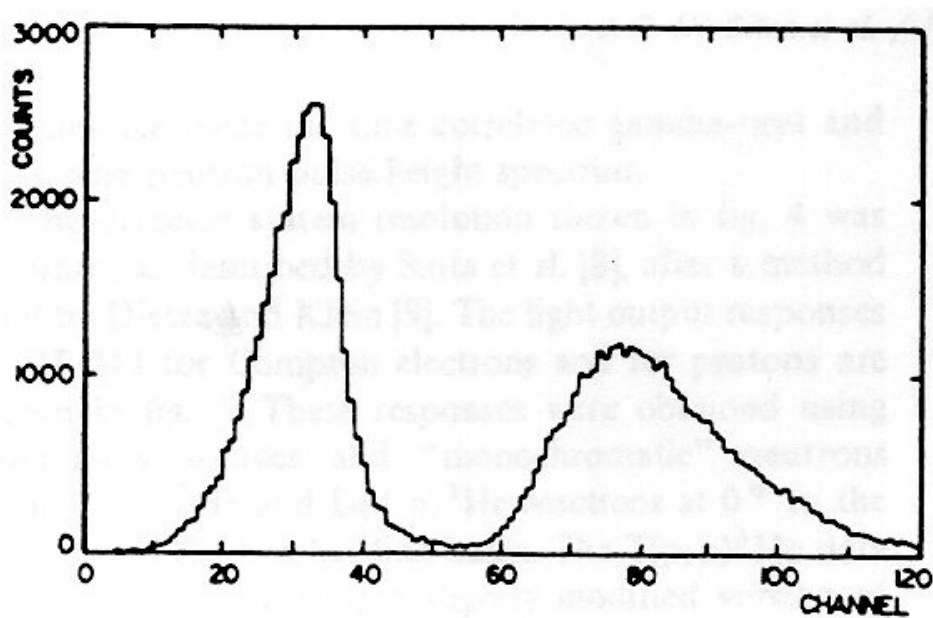


FIG 5.13 Espectro luminoso de forma de pulsos provenientes de nêutrons e raios gama emitidos por uma fonte de Am-Be (Suita et al, 1987).

Com a finalidade de testar esse conceito, pode-se bombardear 15 μm de alvo de Al com partículas alfa de 9,2 MeV pelo ciclotron CV-28, e detectar-se nêutrons saindo a 90°. Então um espectro TOF pode ser obtido com o TAC-2 da FIG 5.6, usando como “start” pulso luminoso para um detector e como “stop” um pulso “picked off” do ciclotron rf. O espectro TOF foi introduzido pelos nêutrons

selecionados pela discriminação de forma de pulso. Assim embora a resolução de tempo do nosso espectro TOF não seja boa, o espectro de tempo assim obtido e apresentado na FIG 5.14, apresenta duas regiões completamente separadas, uma de nêutrons e uma outra de raios gamas, a qual confirma que a discriminação de forma de pulso não foi completa. Os espectros de raios gama pode ser totalmente eliminado pelo espectro luminoso de nêutrons produzido pela construção de uma janela como marcado na FIG 5.14, necessitando da tríplice coincidência citada acima e introduzindo o pulso luminoso com o pulso de coincidência. Essa dupla discriminação n- γ assegura que não há pulsos luminosos provenientes de raios gama que sejam confundidos com pulsos luminosos proveniente de nêutrons.

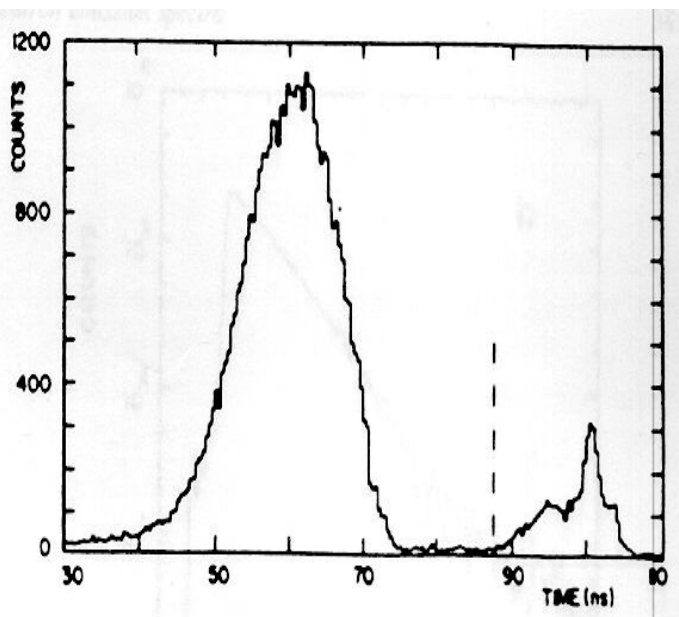


FIG 5.14 Espectro TOF de nêutrons proveniente do analisador de forma de pulso (Suita et all, 1987).

A ocorrência de background de raios gama proveniente do feixe radioativo induzido poderia apresentar-se de forma pouco significativa, conforme a FIG 5.14, entre as regiões de nêutrons e de raios gama. Como pode ser visto, esse background é muito pequeno provavelmente porque, ao lado da discriminação da forma de pulso, a (usualmente mais intensa) radiação de aniquilação são abafadas pelo elétron Compton de "cutoff" de 0,6 MeV. Se necessário o espectro normalizado de background de raios gama pode ser subtraído do espectro luminoso de nêutrons produzidos. Aquele espectro pode ser obtido concorrentemente com o experimento.

A idéia é ter outra unidade de baixa coincidência conectada exatamente como a apresentada na FIG 5.6 introduzindo o espectro de pulso luminoso mas com o pulso TAC-1 SCA conectado na anticoincidência. Esse espectro pode ser normalizado pela razão de contagem integral de duas regiões de “background”.

Outras fontes de contaminação do espectro de nêutrons vem da ocorrência de espalhamentos. Isso pode ser verificado com o uso do “shadow bar”. A FIG 5.15 apresenta o espectro luminoso produzido com dupla discriminação tomada com e sem o “shadow bar”, apresentando que aquele efeito é pequeno. Subtraindo o espectro luminoso normalizado produzido com o “shadow bar” do espectro luminoso produzido sem o “shadow bar”, obtém-se a produção de um espectro luminoso proveniente da emissão puramente de nêutrons o qual pode ser utilizado para produzir um espectro de energia de nêutron em um certo ângulo de laboratório. Espectros luminosos produzidos tomados com e sem o “shadow bar” para a ocasião em que esteja sem o alvo deve ser necessário quando a ocorrência de background para o feixe de “stop” não é negligenciável.

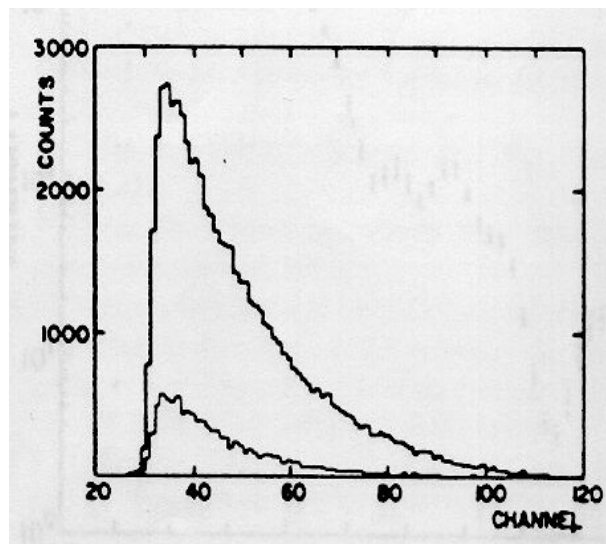


FIG 5.15 Espectro de nêutrons produzido pela dupla discriminação tomados sem e com o “shadow bar” (Suíta et all, 1987).

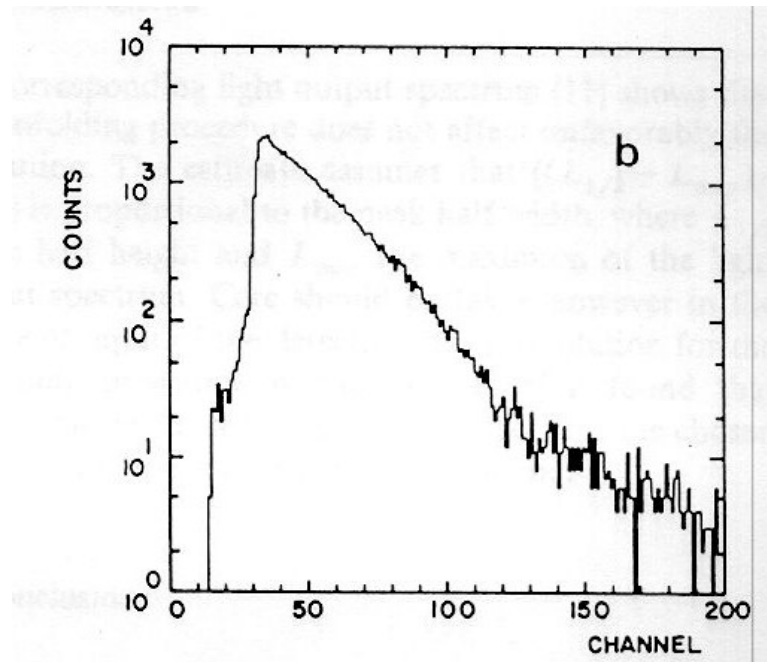


FIG 5.16 Espectro luminoso de saída de nêutrons com dupla discriminação (Suíta et all, 1987).

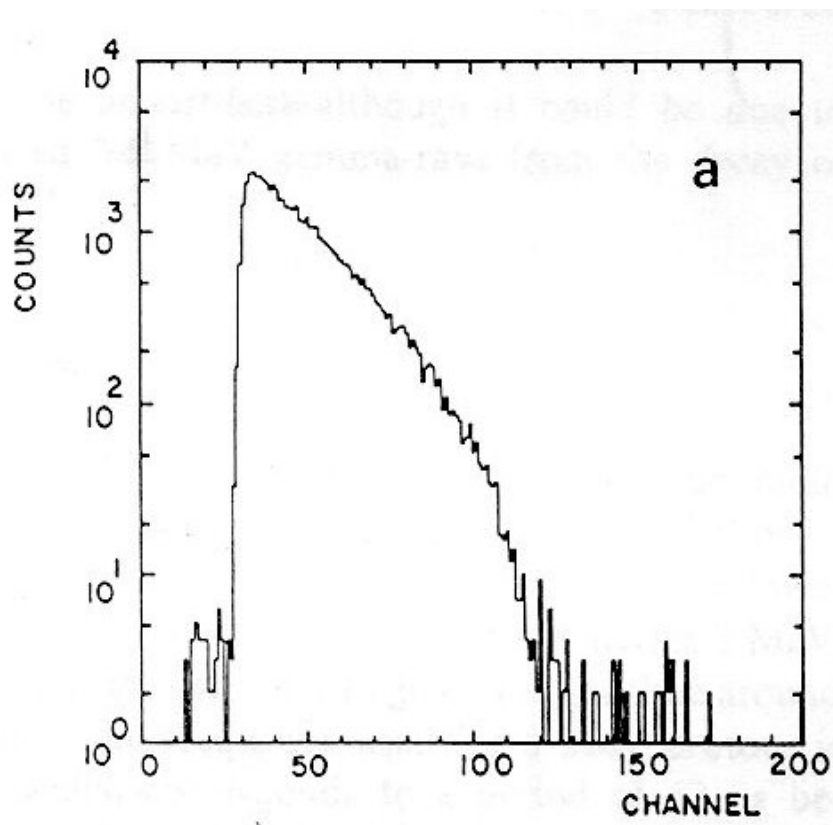


FIG 5.17 Espectro luminoso de saída sem dupla discriminação (Suita et al, 1987).

O efeito dessa dupla discriminação pode ser apreciada pela FIG 5.16 e FIG 5.17 apresentam respectivamente o espectro de nêutrons produzidos com e sem a dupla discriminação após a subtração do espectro normalizado tomado com o “shadow bar”, enquanto as FIG 5.18 e 5.19 são os respectivos espectros. Percebe-se que o pico de raio gama foi eliminado pela técnica. Nenhuma estrutura no espectro poderia ser tirada pela perda de energia pelas partículas alfa de cerca de 2 MeV no alvo de Al. A origem do pequeno pico para a direita do principal espectro de nêutrons está sendo verificado. Acredita-se que possa ser uma situação resultante da não ocorrência de raios gamas de 3,5 MeV proveniente do decaimento de 2,5 min ^{30}P .

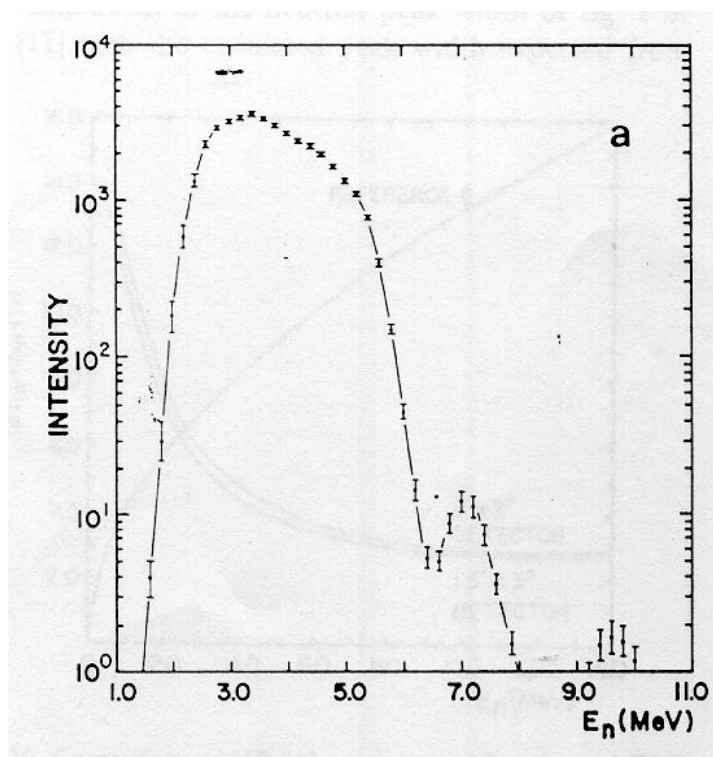


FIG 5.18 espectro de nêutrons correspondente à FIG 5.16 (Suita et al, 1987).

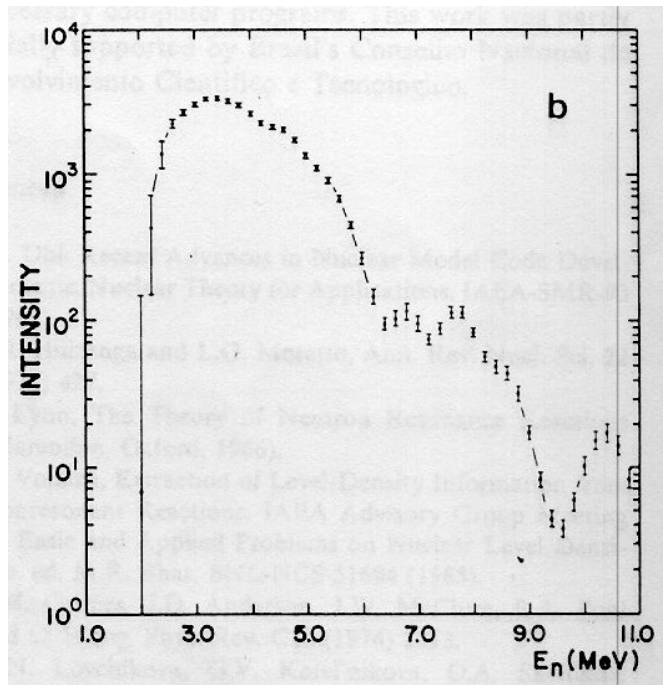


FIG 5.19 Espectro de nêutrons correspondente à FIG. 5.17 (Suïta et all, 1987).

6 CONCLUSÕES E SUGESTÕES

Este trabalho foi idealizado com a finalidade de dar uma contribuição para a aferição mais precisa no cálculo do rendimento de nêutrons em rejeitos radioativos.

Para que essa finalidade fosse cumprida o trabalho dividiu-se em duas etapas: a primeira voltada para a formulação matemática envolvida nesse cálculo, a segunda para a determinação de dados experimentais de seção de choque.

Na primeira etapa, que cuida de formulação matemática estudou-se a metodologia conhecida para o cálculo do rendimento de nêutrons, desenvolvida por D. West, em que foi proposta uma aproximação nos cálculos para se chegar a uma formulação matemática relativamente simples, expressa pela EQ 3.16. Para isso o autor partiu da premissa de que essa aproximação feita não causaria grandes distorções nos cálculos, isso em muito fundamentado no fato de que os valores de seção de choque existentes na bibliografia possuem erros estatísticos muito grandes, além de alguns valores dessa grandeza, que sequer existem em alguns casos, sendo usadas aproximações ainda mais grosseiras no ponto de vista matemático, quando é necessário suprir essa inexistência.

Dando continuidade ao desenvolvimento da primeira etapa que pretendia chegar a uma expressão matemática para o cálculo do rendimento de nêutrons, sem considerar a aproximação feita por D. West, foi desenvolvida uma nova metodologia matemática nos padrões já citados, usando-se as ferramentas oferecidas pela matemática, de maneira a chegar a um resultado final de formulação, sem nenhum artifício intermediário de aproximação, resultando em uma formulação exata, do ponto de vista matemático, para o cálculo do rendimento de nêutrons, permanecendo apenas as aproximações decorrente dos valores de seção de choque que dependem de resultados experimentais, tendo em vista que fórmula encontrada, EQ 4.18, é função dessa grandeza.

Poder-se-ia dar por encerrada a preocupação com a precisão na determinação do rendimento de nêutrons em uma reação (α, n), não fosse a marcante influência

dos valores de seção de choque nesse cálculo, gerando a necessidade de se determinar esses valores, obtidos experimentalmente com melhor precisão do que os existentes na bibliografia que, além de serem, boa parte deles, sobremaneira imprecisos, alguns sequer foram determinados, como é o caso do valor de seção de choque para a reação (α, n) no flúor.

Assim, na Segunda etapa do trabalho, destinada à determinação dos valores de seção de choque mais precisos, foi necessário um estudo relacionado com a espectrometria de nêutrons que, pelas características das reações dessas partículas não carregadas, apresentam muitas particularidades no seu tratamento.

Encontrando-se o espectro de nêutrons para uma fonte em que se conheça a atividade, pode-se calcular a seção de choque para a reação em estudo. Por essa razão surge a necessidade de determinar esse espectro.

Para que se pudesse chegar a uma proposta exeqüível no IEN, de acordo com a proposta inicial do trabalho, fez-se necessário propor um arranjo experimental dentro da realidade daquele Instituto, pois, do contrário, não se atenderia o previsto.

Seguindo essa linha do projeto, foi feita uma proposta de arranjo experimental para a determinação da seção de choque para a reação (α, n) baseada na dupla discriminação nêutron-gama, por intermédio de duas técnicas: a discriminação por tempo de voo de nêutrons e a de discriminação de forma de pulso.

Chegando-se a essa proposta, pode-se permitir um incremento considerável no processo de determinação do rendimento de nêutrons em uma reação (α, n), isso devido ao desenvolvimento matemático da formulação e da adequação experimental que permite fornecer dados de seção de choque que garante a utilização do modelo matemático desenvolvido.

Para a realização desse trabalho não houve dificuldades operacionais encontradas que superassem as expectativas previstas, considerando a escassez de equipamentos e as dificuldades associadas a essas que fazem parte do cenário da ciência e tecnologia nacional.

Na seqüência, como proposta de continuidade desse trabalho, fica sugerida a confecção de um código computacional em que seja contemplada a utilização da metodologia matemática proposta no capítulo 4, bem como os valores de seção de choque determinados pelo arranjo proposto, e com isso avaliar as melhorias advindas da aplicação desse trabalho.

7 BIBLIOGRAFIA

KNOLL, Glenn F. **Radiation Detection and a Measurement**. United States of America. 2 st. ed. JOHN WILEY & SONS, 1986. 754 p.

KAPLAN, Irving. **Nuclear Physics**. United States of America. 2 st. ed. Addison – Westey Publishing Company, Inc, 1962. 633 p.

CORK, J. M. **Assuntos Radioactivity and Nuclear Physics**. New York. 3 th. ed. D. Van Nostrand Company, Inc. 1957. 415p.

TSOUFANIDIS, Nicolas. **Measurement and Detection of Radiation**. United States of America. 2 st. ed. Taylor & Francis, 1995. ISBN 1-56032-317-5.

SUITA, Júlio C. **Medidas de seções de choque de reações induzidas por nêutrons rápidos**. 1994. Tese (Doutorado em Física Nuclear) – Universidade Federal do Rio de Janeiro, Instituto de Física, 1994.

WEST, D. **The Calculation of Neutron Yields in Mixtures and Compounds from the Thick Target (α,n) Yields in the Separate Constituents**. *Annals of Nuclear Energy*, v. 6, p.549-552, fev. 1979.

SUITA, J. C., D SILVA, A. G., AULER, L. T. and BARROS, S. **Neutron Induced Reaction Cross Sections between 9 and 14 MeV**. *Nuclear Science & Engineering*. 1997.

ATTIX, Frank Herbert. **Introduction to Radiological Physics and Radiation Dodimetry**. United States of America. 2 st. ed. JOHN WILEY & SONS, 1986.

SILVA, A. G., AULER, L. T. Auler, SUITA, J. C., ANTUNES, L. J. **Neutron Emission Spectra Obtained by a Double Neutron-Gamma Discrimination Technique**, *Nucl. Inst. and Methods in Physics Research*, v. A264, p.381 1988.

VUKOLOV, V. A. and CHUKREEV, F. E. **Tables of Recommended Standard Data**, INDC(CCP)-331, IAEA, 1991.

WILMORE, D. **CADE - A Computer Program for the calculation of nuclear cross sections from the Weisskopf-Ewing Theory.** AERE-R11515, Dec. 1984.

ANTUNES, L. J., BÖRKER, G., KLEIN, H. and BULSKI, G. **Unfolding of NE-213 Scintillation Spectra Compared with Neutron Time of Flight Measurements,** **Int. Conf. on Nuclear Data for Basic and Applied Science,** Santa Fe, p.1375, may, 1985.

SUITA, J. C., AULER, L. T., DA SILVA, A. G. **Características de Resolução e Linearidade de Dois Detectores NE-213.** I CGEN Proc., Rio de Janeiro. v. 2, p.54, mar. 1986.

MANSUR, L.K. and BLOOM, E.E. Bloom. **Radiation Effects in Reactor Structural Alloys.** Journal of Metals, 1982.

BRAGG, W.H. and KLEEMAN, R. P, **On the α particles of radium, and their loss of range in passing through various atoms and molecules.** Philadelphia Magazine, v.10, p.318, 1905.

ORTEC, MODELO 467. Conversor de Tempo em Altura de Pulso. 1982.

ORTEC, MODELO 583. Discriminador à Fração Constante. 1982.

ORTEC, MODELO 916. Analisador Multicanal. 1982.