



AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE  
DE SÃO PAULO

**DESENVOLVIMENTO DE DETECTOR DE NÊUTRONS  
USANDO SENSOR TIPO BARREIRA DE SUPERFÍCIE  
COM CONVERSOR (n,p) E CONVERSOR (n, $\alpha$ )**

**TUFIC MADI FILHO**

**Tese apresentada como parte dos  
requisitos para obtenção do Grau de  
Doutor em Ciências na Área de  
Tecnologia Nuclear - Aplicações.**

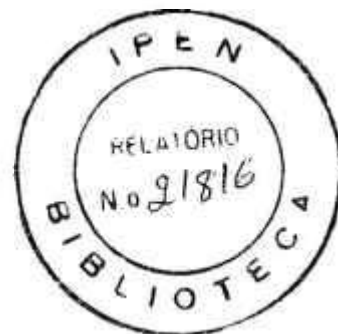
**Orientador:  
Dr. Carlos Henrique de Mesquita**

**São Paulo  
1999**

**INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES**  
**Autarquia associada à Universidade de São Paulo**

**DESENVOLVIMENTO DE DETECTOR DE NEUTRONS  
USANDO SENSOR TIPO BARREIRA DE SUPERFÍCIE  
COM CONVERSOR (n,p) E CONVERSOR (n, $\alpha$ )**

**TUFIC MADI FILHO**



**Tese apresentada como parte dos requisitos para  
obtenção do grau de Doutor em Ciências na Área  
de Tecnologia Nuclear**

**Orientador:  
Dr. Carlos Henrique de Mesquita**

**SÃO PAULO  
1999**

A meu DEUS

À minha esposa  
Maria Aparecida  
Às minhas filhas:  
Soraia Paula Fernanda  
Lilian Letícia ,  
Miriam

**A meus pais**

**Tufi Madi**

**e**

**Carmen Ismael Madi**

Ao meu orientador e amigo  
Carlos Henrique de Mesquita  
Pelo apoio e incentivo e análise na realização deste trabalho

À amiga Margarida Mizue Hamada  
Pela amizade, apoio, ajuda e fornecimento dos *wafers* de Si para  
realização deste trabalho

Meu agradecimento especial

## AGRADECIMENTOS

À MSc. Maria da Conceição  
Pela preparação das películas de  $^{10}\text{B}$

Ao MSc Héctor Carlos Camilo Rocca  
Pela elaboração das fotos deste trabalho

Ao colega Rogério Jerez  
Pelo apoio na realização de  
experimentos no Reator IPEN/MB-01

Ao MSc Rinaldo Fuga pelo apoio no Reator IPEN/MB-01

Ao colega Cesar Luiz Veneziani pela ajuda  
sempre que necessário

Ao Sr. José Carlos Sabino  
Pelo apoio e confecção das caixas para o detector

Ao Sr. Edvaldo de Oliveira e Sr. José Maria Jardim  
Pelo apoio na área de oficinas sempre que necessário

## DESENVOLVIMENTO DE DETECTOR DE NÊUTRON USANDO SENSOR TIPO BARREIRA DE SUPERFÍCIE COM CONVERSOR (n,p) e CONVERSOR (n, $\alpha$ )

Tufic Madi Filho

### RESUMO

Um detector semicondutor de Si, tipo de barreira de superfície, com um filme fino de material conversor capaz produzir partículas carregadas foi desenvolvido para ser usado como sensor de neutrons em um ambiente de um reator tipo potência zero. Foram usados dois tipos de conversores para melhorar a eficiência de detecção: (1) o polietileno, n(CH<sub>2</sub>) o qual é capaz de produzir protons de recuo pela interação (n,p) e, (2) o <sup>10</sup>B que gera partículas  $\alpha$  na reação (n, $\alpha$ ). As espessuras otimizadas desses conversores foram determinadas experimentalmente e especificamente para o polietileno o modelo matemático  $R(ips) = \varepsilon_p \cdot N_0 \cdot (1 - e^{-\Sigma \cdot X}) \cdot e^{-\mu \cdot X} + \varepsilon_n \cdot N_0 \cdot e^{-\Sigma \cdot X}$  foi usado para equacionar os dados experimentais. Para o conversor de polietileno a espessura foi de 0,058 cm (62,64 mg·cm<sup>-2</sup>) e para o <sup>10</sup>B foi igual a 6,55  $\mu$ m (1,54 mg·cm<sup>-2</sup>).

O conversor de polietileno melhorou a eficiência de detecção por um fator de 4,7 e o <sup>10</sup>B por um fator de 3,0. Da comparação entre o espectro da radiação de fundo com os espectros dos prótons de recuo e da radiação  $\alpha$  do <sup>10</sup>B foi concluído que o polietileno apresentou desempenho melhor que o conversor de <sup>10</sup>B.

# DEVELOPMENT OF NEUTRON DETECTOR USING SENSOR TYPE SURFACE BARRIER WITH (n,p) AND (n, $\alpha$ ). CONVERTERS

Tufic Madi Filho

## ABSTRACT

A Si semiconductor detector, surface barrier type, with a slim film of a converter material capable to produce charged particles was used as a sensor of neutrons in an environment of a zero power reactor. Two types of converters were used to improve the detection efficiency: (1) the polyethylene, n(CH<sub>2</sub>), which produces recoil protons from the (n,p) interaction and, (2) the <sup>10</sup>B which generates  $\alpha$  particle from the (n, $\alpha$ ) reaction. The optimal thickness of those converters was determined experimentally and specifically for the polyethylene a mathematical model  $R(ip\text{s}) = \varepsilon_p \cdot N_0 \cdot (1 - e^{-\Sigma \cdot X}) \cdot e^{-\mu \cdot X} + \varepsilon_n \cdot N_0 \cdot e^{-\Sigma \cdot X}$  was used to fit to the experimental data. For the polyethylene converter the thickness was of 0.058 cm (62.64 mg $\cdot$ cm<sup>-2</sup>) while for the <sup>10</sup>B it was equal to 6.55  $\mu$ m (1.54 mg $\cdot$ cm<sup>-2</sup>). The converter of polyethylene or <sup>10</sup>B improved the detection efficiency to a factor of 4.7 and 3.0 respectively.

The comparison of the spectrum of the background radiation with the spectra of the recoil protons and the  $\alpha$  radiation from the <sup>10</sup>B it was concluded that the polyethylene presented better performance than the <sup>10</sup>B converter.

## SUMÁRIO

	Página
<b>1 - INTRODUÇÃO</b>	<b>1</b>
1.1 Classificação dos neutrons	1
1.2 A detecção dos neutrons	2
1.3 Conversores de neutrons	7
1.3.1 Conversor $^3\text{He}$	8
1.3.2 Conversor $^6\text{Li}$	8
1.3.3 Conversor $^{235}\text{U}$	8
1.3.4 Conversor $^{10}\text{B}$	9
1.3.5 “Conversor” $^1\text{H}$ – (geradores de protons de recuo)	10
1.4 Interação de partículas pesadas e carregadas com a matéria	11
1.5 Interação de neutrons com a matéria	15
1.6 Detectores de neutrons	16
1.6.1 Detectores gasosos	16
1.6.2 Detectores proporcionais de boro	17
1.6.3 Câmaras revestidas de boro	18
1.6.4 Câmaras de fissão revestidas com urânio	18
1.6.5 Detectores auto-alimentados	18
1.6.6 Detectores que utilizam $^6\text{Li}$	19
1.6.7 Detectores tipo traço CR-39	19
1.6.8 Dosímetros pessoais	20
1.6.9 Detectores semicondutores	20
1.6.9.1 Quatro vantagens dos detectores de silício	22

1.6.9.2 Propriedades elétricas do semicondutor	24
1.6.9.2.1 Condutividade ( $\sigma$ )	24
1.6.9.2.2 Resistividade ( $\rho$ )	25
1.6.9.3 Efeitos da dopagem	26
1.6.9.4 Detectores homogêneos	27
1.6.9.5 Detectores de junção	27
1.7 Preamplificador	28
1.8 Desenvolvimento de detector de neutrons	29
<b>2 – PROPOSTA DE TRABALHO</b>	<b>31</b>
<b>3 – MATERIAIS E MÉTODOS</b>	<b>32</b>
3.1 Materiais utilizados na fabricação do detector	32
3.2 Materiais utilizados na fabricação do moderador	32
3.3 Eletrônica utilizada na caracterização do detector	32
3.4 Emissores: alfa, gama e neutrons utilizados	33
3.5 Preparação da pastilha de silício tipo "p"	35
3.6 Montagem do detector tipo barreira de superfície	36
3.7 Medidas experimentais	41
3.7.1 Altura de pulsos dos sinais gerados pelos detectores	41
3.7.2 Determinação da espessura do bloco de parafina para termalização dos neutrons	43
3.7.3 Determinação da espessura otimizada da película de boro	43
3.7.4 Determinação da espessura otimizada da película de polietileno	44
3.7.5 Estimativa da energia média dos neutrons incidentes	46
3.7.6 Esquema de medidas e da eletrônica utilizada na caracterização do detector	48
3.7.7 Correlação entre a potência de operação do Reator IPEN/MB 01 e a resposta do detector	50
<b>4 – RESULTADOS</b>	<b>52</b>

1.6.9.2	Propriedades elétricas do semicondutor	24
1.6.9.2.1	Condutividade ( $\sigma$ )	24
1.6.9.2.2	Resistividade ( $\rho$ )	25
1.6.9.3	Efeitos da dopagem	26
1.6.9.4	Detectores homogêneos	27
1.6.9.5	Detectores de junção	27
1.7	Preamplificador	28
1.8	Desenvolvimento de detector de neutrons	29
<b>2</b>	<b>– PROPOSTA DE TRABALHO</b>	<b>31</b>
<b>3</b>	<b>– MATERIAIS E MÉTODOS</b>	<b>32</b>
3.1	Materiais utilizados na fabricação do detector	32
3.2	Materiais utilizados na fabricação do moderador	32
3.3	Eletrônica utilizada na caracterização do detector	32
3.4	Emissores: alfa, gama e neutrons utilizados	33
3.5	Preparação da pastilha de silício tipo "p"	35
3.6	Montagem do detector tipo barreira de superfície	36
3.7	Medidas experimentais	41
3.7.1	Altura de pulsos dos sinais gerados pelos detectores	41
3.7.2	Determinação da espessura do bloco de parafina para termalização dos neutrons	43
3.7.3	Determinação da espessura otimizada da película de boro	43
3.7.4	Determinação da espessura otimizada da película de polietileno	44
3.7.5	Estimativa da energia média dos neutrons incidentes	46
3.7.6	Esquema de medidas e da eletrônica utilizada na caracterização do detector	48
3.7.7	Correlação entre a potência de operação do Reator IPEN/MB 01 e a resposta do detector	50
<b>4</b>	<b>– RESULTADOS</b>	<b>52</b>

<b>5 – DISCUSSÃO</b>	<b>65</b>
<b>6 – CONCLUSÕES</b>	<b>76</b>
<b>7 – APÊNDICE</b>	<b>78</b>
7.1 – Apêndice - I Dados gerais sobre os detectores de radiação	72
7.2 – Apêndice - II Secções de choque de interesse	78
7.3 – Apêndice - III Características energéticas dos neutrons da fonte de Am-Be e fator geométrico	84
<b>8 - REFERÊNCIAS BIBLIOGRAFICAS</b>	<b>95</b>

## LISTA DE FIGURAS

	Página
Figura - 1 Secção de choque de alguns conversores em função da energia do nêutron incidente	7
Figura - 2 Secção de Choque do $^{235}\text{U}$ e $^{239}\text{Pu}$ em função da Energia do nêutron incidente	9
Figura - 3 Efeitos do absorvedor sobre a resolução e energia do $^{210}\text{Po}$	12
Figura - 4 Perda de energia das partículas alfa por espessura de Ar	13
Figura - 5 Espectro esperado para fontes de partículas alfa de várias espessuras	14
Figura - 6 Atividade versus espessura	14
Figura - 7 Características de um detector $\text{BF}_3$ comercial	18
Figura - 8- Comparação da Resolução de Um Cintilador $\text{NaI}(\text{Tl})$ com um Semicondutor $\text{Ge}(\text{Li})$	22
Figura - 9 Representação bidimensional de uma estrutura de silício	26
Figura - 10 Esquema de Detector Semicondutor	27
Figura - 11 Dimensões da fonte de neutrons de Am-Be ( $\alpha, n$ ).	33
Figura - 12 Esboço do tanque de água do reator IPEN/MB-01.	34
Figura - 13 Detalhe de construção do detector de Silício. Figura adaptada de Takami e col	37
Figura - 14 Esboço da Montagem dos Detectores.	37
Figura - 15 Fotos das montagens de detectores de neutrons projetados neste trabalho	38
Figura - 16 Detector tipo barreira de superfície desenvolvido neste trabalho	39
Figura - 17 Esquema do preamplificador sensível à carga. projetado e construído para esse trabalho. Foi utilizado o amplificador operacional CS AMP-2 Soshin 9101	40
Figura - 18 Vista geral do preamplificador desenvolvido para este trabalho	41
Figura - 19 Detetor blindado com parede de 10cm de parafina utilizada nas medidas no laboratório	42
Figura - 20 Esquema de detecção de neutrons usando $^{10}\text{B}$ como conversor	49
Figura - 21 Esboço do sistema de medidas, detector e eletrônica utilizada	50

Figura - 22 Saída do preamplificador desenvolvido para este trabalho	52
Figura - 23 Saída preamplificador ORTEC modelo 142 A	52
Figura - 24 Tempo de subida do pulso de saída dos preamplificadores	53
Figura - 25 Espectro da radiação alfa de uma fonte de $^{241}\text{Am}$ obtido pelo detector de barreira de superfície	54
Figura - 26 Estudo da espessura ideal de parafina para termalizar os neutrons de uma fonte de $^{241}\text{Am-Be}$ A espessura de máxima eficiência avaliada graficamente é 70mm	55
Figura - 27 Atividade da radiação $\alpha$ em função das diferentes espessuras da película de $^{10}\text{B}$ . A espessura de máxima eficiência avaliada graficamente é $1,54 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-2}$	56
Figura - 28 Estudo da atividade em função da espessura X de polietileno. A espessura de eficiência máxima, determinada experimentalmente pelo ponto de maior taxa de contagem foi igual a 0,05832 cm	59
Figura - 29 Resultado experimental do espectro combinado das fontes de emissores gama: $^{22}\text{Na}$ , $^{60}\text{Co}$ , $^{137}\text{Cs}$ , $^{241}\text{Am}$	60
Figura - 30 Medida obtida com o detector desenvolvido e com detector comercial de próton de recuo(LND). Tempo de medida = 900 segundos	60
Figura - 31 Comparação das respostas dos detector em estudo. (a) polietileno, (b) $^{10}\text{B}$ , (c) barreira de superfície sem conversor, (d) radiação de fundo do laboratório	61
Figura - 32 Resposta do detector desenvolvido, versão próton de recuo, em ambiente de reator (UCRI)	62
Figura - 33 Relação entre a potência de operação do reator IPEN/MB-01 e as medidas realizadas no detector	63
Figura - 34 Resposta do detector desenvolvido, versão $^{10}\text{B}$ , em ambiente de reator (UCRI)	64
Figura - 35 Demonstrativo da vantagem do detector de menor área, (idealmente: área do detector $\ll$ área do feixe de neutrons)	69
Figura - 36 Espectro de neutrons de uma fonte de Am-Be. A área destacada representa % de neutrons de energia acima de 8,8 MeV	73
Figura - AI.1 – Nomograma para determinar a espessura da camada de depleção <sup>9</sup> .	78
Figura - AII.1 – Secção de choque do $^1\text{H}$ em função da energia do nêutron incidente	84

Figura - AII.2 – Secção de choque do $^3\text{He}$ em função da energia do nêutron incidente	85
Figura - AII.3 – Secção de choque do $^6\text{Li}$ em função da energia do nêutron incidente	85
Figura - AII.4 – Secção de choque do $^{10}\text{B}$ em função da energia do nêutron incidente	86
Figura - AII.5 – Secção de choque do $^{12}\text{C}$ em função da energia do nêutron incidente	86
Figura - AII.6 – Secção de choque do $^{27}\text{Al}$ em função da energia do nêutron incidente	87
Figura - AII.7 – Secção de choque do $^{28}\text{Si}$ em função da energia do nêutron incidente	87
Figura - AII.8 – Secção de choque do $^{235}\text{U}$ em função da energia do nêutron incidente	88
Figura - AII.9 – Secção de choque do $^{238}\text{U}$ em função da energia do nêutron incidente	88
Figura - AII.10 – Secção de choque do $^{239}\text{Pu}$ em função da energia do nêutron incidente	89
Figura - AII.11 – Secção de choque do $^{241}\text{Am}$ em função da energia do nêutron incidente	89
Figura - AIII.1 - Espectro de energia de neutrons de uma fonte de Am-Be	91
Figura - AIII.2 - Espectro de energia de prótons de recuo, devido a neutrons de uma fonte de Am-Be	91
Figura - AIII.3 - Relação entre a energia de prótons de recuo gerados num alvo de polietileno e de neutrons de uma fonte de Am-Be	92
Figura - AIII.4 - Espectro de energia de neutrons de duas fontes de Am-Be, (a) atividade de 370 GBq e (b) 37 GBq	93
Figura - AIII.5 - Espectro de energia de neutrons de uma fonte de Am-Be, de atividade de 3,7 GBq	93
Figura - AIII.6 – Fator Geométrico para uma fonte volumétrica e detector circular	94

## LISTA DE TABELAS

	Página
Tabela - 1 Vantagens e desvantagens dos detectores de Si	3
Tabela - 2 Fontes de neutrons, reação $\text{Be}(\alpha, n)$	6
Tabela - 3 Fontes fotoneutrônicas, reação $(\gamma, n)$	6
Tabela - 4 Neutrons produzidos em aceleradores	7
Tabela - 5 Perda de energia da partícula alfa	13
Tabela - 6 Dosímetros de neutrons	20
Tabela - 7 Algumas propriedades elétricas de dois materiais: condutor (cobre) e semicondutor (silício)	24
Tabela - 8 Secção de choque do alumínio e do silício para reação com neutrons	38
Tabela - 9 Densidade superficial do depósito de $^{10}\text{B}$	44
Tabela - 10 Espessura dos filmes de polietileno	45
Tabela - 11 Atividade (impulsos por segundo) da radiação $\alpha$ obtidas para diferentes espessura de $^{10}\text{B}$	56
Tabela - 12 Valores obtidos para determinar a espessura ótima de polietileno	57
Tabela - A 1 Características mecânicas, elétricas e operacionais dos detectores desenvolvidos	79
Tabela - A2 Sumário de Informações sobre Instrumentos para Detecção de Neutrons Térmicos. (ICRU n° 20)	79

## 1 INTRODUÇÃO

O sistema de monitoração de radiação é requisito importante nas instalações de um reator nuclear. A variedade de tipos de radiações (neutrons, gama, beta e produtos de fissão) existentes em um reator, associado ao amplo espectro energético dessas radiações, implica na necessidade do uso de uma diversidade de detectores para atuar no sistema de operação e de segurança do reator e na monitoração radiológica.

O reator de fissão nuclear é essencialmente um potente gerador de neutrons e, conseqüentemente, os detectores de neutrons que são utilizados tanto no controle de operação do reator, quanto na função de proteção radiológica são fundamentais na tecnologia dos reatores nucleares.

Fernández e col<sup>11</sup> descreveram sobre o crescente uso de neutrons nas aplicações médicas e industriais. Chamaram a atenção sobre a necessidade do desenvolvimento de detectores de neutrons que apresentassem características de facilidades e versatilidades.

Hall e Brenner<sup>13</sup> afirmaram que a radiobiologia de neutrons tem uma importante implicação social, uma vez que milhares de pessoas estão expostas a doses de neutrons em reatores nucleares ou sistemas correlatos.

O nêutron é uma partícula nuclear fundamental tendo massa e tamanho aproximadamente igual ao do próton (núcleo de hidrogênio), mas com carga elétrica igual a zero. É instável, quando livre no espaço onde se transforma em um próton e um elétron com meia vida de transformação de 12 minutos<sup>23</sup>.

### 1.1 Classificação dos neutrons

Os neutrons são classificados de acordo com sua energia<sup>16</sup>, a saber:

- **Ultra-rápidos** - neutrons com energia acima de 100 MeV
- **Rápidos** - neutrons com energia entre 1 e 100 MeV
- **Intermediários** - neutrons com energia entre 1 e 1000 keV

- **Epitérmicos** - neutrons no intervalo intermediário da termalização (0,025eV até poucos eV).
- **Lentos** - neutrons com energia entre 1 e 1000 eV, região de ressonância de absorção de neutrons por muitos núclídeos.
- **Térmicos** - neutrons com velocidade correspondente ao movimento dos átomos e moléculas em temperatura ambiente. Da alta velocidade são levados ao nível térmico por moderação em material hidrogenado. Os neutrons térmicos têm energia de aproximadamente 0,025 eV.
- **Frios** - neutrons com velocidade semelhante ao movimento dos gases em temperaturas extremamente baixas. São obtidos por atenuação em blocos de grafite. Sua energia está no intervalo de  $10^{-4}$  a  $10^{-3}$  eV.

## 1.2 A detecção de neutrons

A detecção de neutrons não é trivial devido à falta de carga dessas partículas e a peculiaridade de suas interações com a matéria. As fontes de neutrons geram também radiação gama as quais podem interferir na sua medida. É necessário que o sistema detector seja capaz de discriminar essas interferências. Os principais tipos de detectores sensíveis aos neutrons são: (a) gasosos, (b) auto-alimentados (self-power), (c) cintiladores e (d) semicondutores. Esses detectores possuem internamente um conversor de neutrons para produzir radiação ionizante. Os conversores são fundamentados em reações nucleares do tipo<sup>16,24,47,49,53</sup>.

### Nêutron + Conversor → Radiação ionizante

O conversor é um material que apresenta alta probabilidade de interação com o nêutron (alta secção de choque). A secção de choque é um parâmetro que expressa a probabilidade de interação do nêutron com o alvo. Ela é dependente da energia do nêutron incidente<sup>16,23</sup>.

Os detectores de Si são eficientes na detecção de partículas carregadas e seu uso apresenta uma série de vantagens e desvantagens. Assim, dependendo da aplicação as

desvantagens podem ser facilmente contornáveis. Shiraishi, Takami e Hosoe<sup>47</sup> enumeram as potencialidades e limitações dos detectores de Si (Tabela 1).

Tabela 1 - Vantagens e desvantagens dos detectores de Si <sup>49</sup>.

**VANTAGENS DO USO DOS DETECTORES DE SILÍCIO**

Tamanho compacto e leve;  
Não necessita de sistema de vácuo;  
Pode ser usado em temperatura ambiente;  
Não tem espessura de janela de entrada;  
Capaz de fazer espectroscopia de partículas carregadas  
Baixa tensão de operação

**LIMITAÇÕES DOS DETECTORES DE SILÍCIO**

Difícil de fabricar com grande área ou volume;  
Sensível a danos de radiação;  
Baixa amplitude de sinal de saída;  
Difícil de usar em ambiente de alta temperatura;  
Alto custo de fabricação.

Para fins de radioproteção, onde o detector é utilizado como monitor, as desvantagens citadas, a saber, (1) a sensibilidade aos danos de radiação e (2) a limitação do seu uso em temperaturas elevadas, não constituem problemas sérios, pois os níveis de radiação ocupacionais de trabalho são relativamente baixos e os detectores de Si operam bem à temperatura ambiente típica desses ambientes de trabalho.

No tocante ao pequeno sinal de saída de um detector de Si, sendo de aproximadamente 0,5 mV, convém notar que sinais dessa magnitude podem ser adequadamente processados com a utilização de amplificadores de baixo ruído, sendo que os preamplificadores do tipo sensíveis à carga operam satisfatoriamente com sinais dessa magnitude.

As desvantagens restantes, a saber, (a) o alto custo desses detectores e (b) serem utilizados somente em dimensões pequenas, constituem limitações que são praticamente resolvidas com o advento dos detectores de barreira de superfície (DBS) construído com Si tipo *p* de pureza ultra alta ( U.H.P. *p*-Si). Com a atual disponibilidade da tecnológica de fabricação dos detectores de Si eles são relativamente fáceis de serem obtidos

comercialmente a preços competitivos e quando o tamanho da superfície for essencial é possível construí-los na forma de mosaicos<sup>47,49</sup>.

Vários tipos de sensores utilizando o silício estão sendo desenvolvidos para a aplicação nas áreas da medicina, radioproteção e física das partículas<sup>10,20,26,32,34,51</sup>.

Um sensor, para obter um espectro desdobrado de neutrons é construído utilizando um fino 'radiador', gerador de prótons de recuo, acoplado a um detector de Si, em configuração denominada de "*wafer dE-E*". O sensor dE com espessura menor do que 0,01 mm é unido ao sensor E de maior espessura. O ângulo e a energia do próton de recuo podem ser calculados dos valores da saída dos detectores dE e E em cada evento de recuo<sup>51</sup>.

A construção de um detector de Si com pureza ultra-alta tipo p foi descrito por Shiraishi, Takami e Hosoe<sup>47</sup>. O detector é constituído de um cristal plano de Si com 65 mm de diâmetro por 5 mm de espessura, com resistividade de 50k $\Omega$ ·cm. Esse detector é útil para medidas ambientais ou de contaminação de superfícies. Sua utilidade é devida à fina janela que se interpõe entre a superfície contaminada e a região sensível do detector. Pode ser construído em tamanho pequeno, utiliza baixa tensão de trabalho e possui capacidade de identificar partículas  $\alpha$  e  $\beta$  presentes na mesma amostra.

Para uso como dosímetro pessoal de neutrons são utilizadas configurações especiais de Si. O dosímetro de Si é construído com camada múltipla tipo dE-E com um conversor fino de  ${}^6\text{Li}$  e uma placa relativamente espessa de polietileno posicionada na frente da face do sensor dE. A função dessa placa de polietileno é gerar prótons de recuo e moderar neutrons rápidos incidentes. Shiraishi e col.<sup>48</sup> descreveram que a configuração multicamadas tem sido usada para neutrons rápidos na detecção de prótons de recuo. O sensor fino dE serve para detectar e identificar partículas alfa, trítio e prótons de recuo e discriminar níveis de radiação de fundo (BG) provenientes da radiação gama. O sensor E é usado para discriminar prótons de alta energia.

Mireshghi e col.<sup>33</sup> utilizaram o método de simulação de Monte Carlo para projetar a espessura de gadolínio (Gd) como conversor **nêutron**  $\rightarrow$  **próton** de recuo de modo a

obter a melhor relação de eficiência global de detecção. Utilizaram o diodo de silício amorfo hidrogenado (a-Si:H *diodo*) com conversor, para melhorar a eficiência de detecção de neutrons. Nesse estudo concluíram que o recobrimento com película de aproximadamente 2µm de espessura de Gd sobre o diodo n-i-p amorfo alcançaria eficiência de 25% na detecção de neutrons. Nos resultados experimentais foram obtidos sinais de  $\frac{1200e^-}{\text{nêutron}}$  ( $\approx \frac{2 \cdot 10^{-16} \text{ C}}{\text{nêutron}}$ ), valor significativamente maior que o ruído eletrônico.

Para o detector semiconductor a resistência à radiação tem sido investigada devido ao crescente uso desses detectores em experimentos da física das partículas em ambiente altamente radioativo e também na dosimetria. Antonuk e col.<sup>1</sup> realizaram estudo para avaliar danos de radiação em fotodiodos de silício submetidos a campo de raios X. Mieczyslaw e Traczyk<sup>32</sup> elaboraram um estudo com vários tipos de fotodiodos comerciais da Hamamatsu para serem utilizados como dosímetros de raios X e  $\gamma$  para energias baixas e altas. Na linha de estudo de medida de raios X, Eisen e col.<sup>10</sup> utilizaram o diodo de silício como dosímetros portáteis sensíveis a raios X. Lemeilleur e col.<sup>24</sup> relataram a ocorrência de danos de irradiação induzidos por neutrons em detectores de Si. Foram testados diferentes detectores de Si tipo-n e tipo-p com resistividade inicial entre 2,6 a 12,9 k $\Omega$ ·cm e irradiados com neutrons de energia de aproximadamente 1 MeV em fluxo de  $5 \times 10^{13}$  neutrons·cm<sup>-2</sup>·s<sup>-1</sup>. Nessas condições, constataram a indução de defeitos no cristal com a criação de centros de carga que agem como receptores ou aceitadores, modificando a concentração da dopagem inicial e conseqüentemente a resistividade do semiconductor. Concluíram que os efeitos observados foram proporcionais à intensidade do fluxo de neutrons. Giubellino e col.<sup>12</sup> constataram danos de desordenamento submetendo os detectores ao fluxo de  $6,1 \cdot 10^{14}$  neutrons·cm<sup>-2</sup>·s<sup>-1</sup>. Várias amostras expostas mostraram grande dependência da corrente com o fluxo recebido.

Nos reatores de pesquisa as dimensões do detector são importantes para que o fluxo estudado não sofra interferências ou deformações introduzidas pela presença do detector. Reduzindo o tamanho do detector, consegue-se diminuir a deformação do fluxo. Esse assunto recebeu a atenção de Dalton e Osborn<sup>8</sup> que desenvolveram uma equação de transporte para avaliar a população de neutrons na posição do detector e assim corrigir a influência do detector no fluxo de neutrons.

Nos reatores nucleares tipo fissão, os neutrons gerados no processo primário possuem energias no intervalo de 0 a 20 MeV com predominância de neutrons classificados como *rápidos*. Outras fontes de neutrons (Tabela 2 e 3) construídas com elementos que produzem as reações nucleares ( $\alpha,n$ ) e ( $\gamma,n$ ) produzem neutrons rápidos<sup>55</sup>. Aceleradores de partículas<sup>55</sup> produzem neutrons caracterizados na Tabela 4. Esses dados indicam que as principais fontes geram neutrons rápidos. Os conversores nucleares mais utilizados nos projetos de detectores são pouco eficientes nesse nível de energia. Pode-se contornar essa limitação submetendo os neutrons dessas fontes a ação de moderadores<sup>23,48</sup>. Materiais contendo alta concentração de hidrogênio, a saber, a água, a parafina, e o polietileno são considerados bons moderadores. A eficiência da ação moderadora do hidrogênio é atribuída à semelhança nucleônica entre o nêutron e próton (núcleo do hidrogênio), favorecendo a transferência da energia do nêutron para o hidrogênio em choques do tipo elástico.

Tabela 2 - Fontes de neutrons, reação  $\text{Be}(\alpha,n)$ <sup>55</sup>

Radioisótopo	Energia Média dos Neutrons (MeV)
<sup>226</sup> Ra	3,6
<sup>210</sup> Po	4,3
<sup>239</sup> Pu	4,5
<sup>241</sup> Am	4,0
<sup>238</sup> Pu	4,0
<sup>242</sup> Cm	4,0

Tabela 3 - Fontes fotoneutrônicas, reação ( $\gamma,n$ )<sup>55</sup>

Radionuclídeo	Alvo	Energia do Nêutron (MeV)
<sup>24</sup> Na	Be	0,20
	D <sub>2</sub> O	0,80
<sup>56</sup> Mn	Be	0,20
	D <sub>2</sub> O	0,20
<sup>72</sup> Ga	Be	0,20
	D <sub>2</sub> O	0,13
<sup>88</sup> Y	Be	0,16
	D <sub>2</sub> O	0,30
<sup>124</sup> Sb	Be	0,02
<sup>140</sup> La	Be	0,60
	D <sub>2</sub> O	0,15

Tabela 4 - Neutrons produzidos em aceleradores<sup>55</sup>

Reação Nuclear	Energia Média dos Neutrons
D(d,n) <sup>3</sup> He	2,448 MeV
T(d,n) <sup>3</sup> He	63,9 keV
T(d,n) <sup>4</sup> He	14,05 MeV
Be(α,n) <sup>12</sup> C	5,26 MeV
<sup>12</sup> C(d,n) <sup>13</sup> N	3,4 keV
<sup>13</sup> C(d,n) <sup>16</sup> O	2,07 MeV
<sup>7</sup> Li(p,n) <sup>7</sup> Be	29,9 keV

### 1.3 Conversores de neutrons

Para cada energia do nêutron incidente, a probabilidade de ocorrer a reação de conversão depende da secção de choque do nuclídeo conversor. A relação entre a secção de choque de vários nuclídeos usados como conversores em função da energia do nêutron incidente é mostrada na Figura 1<sup>53</sup>.

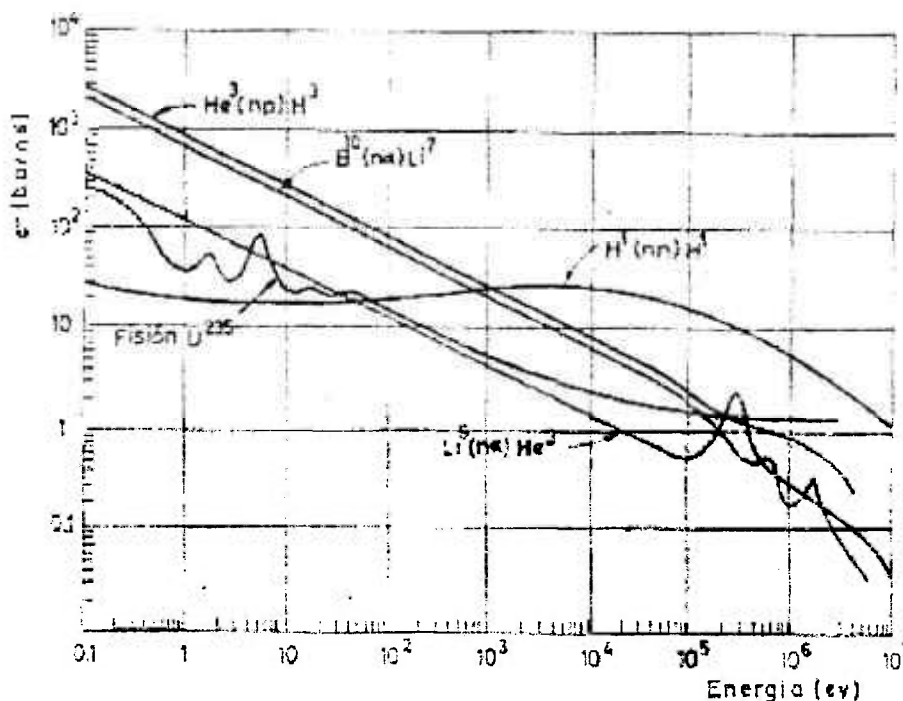
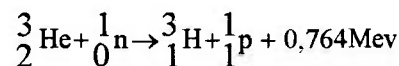


Figura 1 - Secção de choque de alguns conversores em função da energia do nêutron incidente<sup>53</sup>.

### 1.3.1 Conversor $^3\text{He}$

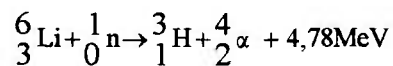
O  $^3\text{He}$  é utilizado no desenvolvimento de detectores gasosos. Ele apresenta secção de choque de 5330 b (barns) para neutrons térmicos<sup>22</sup>. A conversão é feita por meio da reacção:



Nesta reacção o próton emitido possui energia cinética de  $E_p = 0,573 \text{ MeV}$  enquanto o núcleo do trítio é emitido com  $E_{^3\text{H}} = 0,191 \text{ MeV}$ .

### 1.3.2 Conversor $^6\text{Li}$

O  $^6\text{Li}$  é um elemento usado como conversor para a detecção de neutrons térmicos. Ele apresenta secção de choque de 940 barns para neutrons térmicos<sup>22</sup>. A reacção de neutrons térmicos com o  $^6\text{Li}$  usado em detectores pode ser escrita como:



Nesta reacção o trítio emitido possui energia cinética de  $E_{^3\text{H}} = 2,73 \text{ MeV}$  enquanto a partícula  $\alpha$  é emitida com  $E_\alpha = 2,05 \text{ MeV}$ .

### 1.3.3 Conversor $^{235}\text{U}$

O  $^{235}\text{U}$  é utilizado nos detectores de fissão. Os neutrons térmicos ao atingirem o detector podem produzir fissão do  $^{235}\text{U}$  cujos produtos de fissão produzirão ionização detectável. O  $^{235}\text{U}$  e o  $^{239}\text{Pu}$  possuem alta secção de choque para neutrons térmicos. A Figura 2 apresenta a secção de choque do  $^{235}\text{U}$  e do  $^{239}\text{Pu}$  para neutrons térmicos<sup>22</sup>.

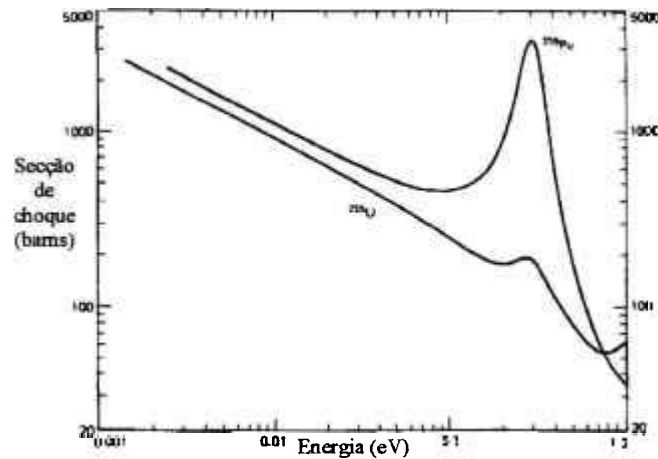
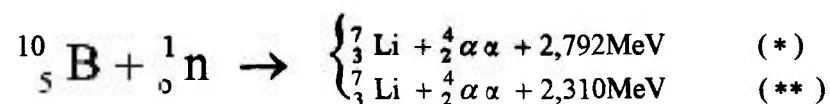


Figura 2 – Seção de Choque do  $^{235}\text{U}$  e  $^{239}\text{Pu}$  em função da energia do nêutron incidente<sup>22</sup>.

### 1.3.4 Conversor $^{10}\text{B}$

O  $^{10}\text{B}$  é usado em vários tipos de detectores de neutrons principalmente nos detectores gasosos usando o gás  $^{10}\text{BF}_3$  ou detectores revestidos com boro (boron-lined). Esse elemento apresenta seção de choque de 3840 barns para neutrons térmicos<sup>22</sup>.

No  $^{10}\text{B}$  um nêutron é absorvido com subsequente transmutação para  $^7_3\text{Li}$  e emissão de uma partícula  $\alpha$ . No  $^{10}\text{B}$  a reação de conversão (n, $\alpha$ ) pode ser escrita conforme esquema a seguir:



(\*) Estado Fundamental – a frequência dessa vertente é de apenas 6%

(\*\*) Estado Excitado – a frequência dessa vertente é 94%, nessa reação o núcleo do  $^7\text{Li}$  emitido possui energia cinética de  $E^7_{\text{Li}} = 0,840 \text{ MeV}$  e a partícula  $\alpha$  é emitida com  $E_\alpha = 1,47 \text{ MeV}$ .

No item 1.6, especialmente nos sub-itens 1.6.2 e 1.6.3 encontram-se descritos o princípio de funcionamento de detectores de neutrons fazendo-se uso do  $^{10}\text{B}$ .

### 1.3.5 “Conversor” $^1\text{H}$ – (geradores ou radiadores de prótons de recuo).

Embora na literatura seja usado o termo “conversor  $^1\text{H}$ ” para designar o efeito de recuo que sofre o núcleo de hidrogênio ao colidir com o nêutron faz-se mister considerar que o termo “conversor” incorre num erro conceitual. Na interação (n,p) com os produtos hidrogenados, no nível de energia das fontes convencionais de neutrons, não ocorre propriamente reações de transmutação. Nesse caso, o nêutron continua como nêutron e o próton somente sofre um impulso devido a transferência de energia transferida pelo nêutron. O hidrogênio, o deutério e o hélio são núcleos alvos de interesse como produtores de prótons de recuo. Esses elementos servem como fornecedores de prótons de recuo devido à reação (ou interação) de espalhamento elástico ser mais favorável nos núcleos leves. Dentre eles o hidrogênio é o mais utilizado<sup>53</sup>.

No espalhamento elástico, a energia ( $Q$ ) liberada na reação de conversão é igual a zero devido ao princípio da conservação da energia. A energia cinética total é conservada na reação<sup>22</sup>.

O núcleo do átomo de hidrogênio possui apenas um próton e que ao ser espalhado é chamado de próton de recuo. Os detectores fundamentados nesse tipo de reação são os detectores de próton de recuo<sup>22,53</sup>.

Os detectores gasosos tipo próton de recuo são usados na detecção de neutrons de várias energias. Nesses detectores, para cada região de energia do nêutron incidente, o gás de preenchimento é aplicado a uma pressão apropriada a fim de otimizar o rendimento da detecção do fluxo de neutrons.

Em detectores do estado sólido que utilizam materiais que tem em sua constituição hidrogênio, como por exemplo o polietileno, são usados como geradores de prótons de recuo<sup>52,53</sup>. Como já foi mencionado anteriormente, a água, a parafina e os plásticos como o polietileno são substâncias que mantêm grandes proporções de hidrogênio em suas constituições. Dentre esses, o polietileno, cuja fórmula mínima é  $n(\text{CH}_2)$ , possui 66% da constituição atômica do plástico. Além de ser um componente rico em hidrogênio possui excelentes qualidades físicas e mecânicas. O polietileno suporta

temperaturas relativamente elevadas tendo ponto de amolecimento acima de 80°C e características mecânicas como a rigidez, a dureza que são desejáveis nos projetos dos detectores.

Salgir e Walker<sup>43</sup>, descreveram um estudo relacionando a energia do nêutron incidente e o próton de recuo em material plástico. Os resultados gráficos desse estudo encontram-se nas figuras AIII.1, AIII.2 e AIII.3 mostradas no apêndice. Os dados de Salgir e Walker<sup>43</sup> mostram que numa fonte de Am-Be a quantidade de neutrons emergentes em função da energia (entre  $\cong 2,5$  a  $\cong 12,25$  MeV) apresenta um perfil complexo com um valor de pico ao redor de 5 MeV. Esses neutrons ao incidirem em um filme de polietileno de espessura de  $0,8 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-2}$  produzem prótons de recuo num intervalo de aproximadamente  $\cong 1,3$  a  $\cong 6$  MeV com um perfil de distribuição semelhante ao perfil gráfico da emissão dos neutrons pela fonte de Am-Be. A semelhança entre a distribuição de energia dos neutrons da fonte de Am-Be e dos prótons de recuo no filme plástico induz que a energia dos prótons de recuo em função da energia dos neutrons incidentes obedece a uma relação linear com coeficiente angular próximo de dois (Figura AIII.3, no anexo), isto é, o próton de recuo possuem praticamente a metade da energia do nêutron incidente.

#### 1.4 Interação de partículas pesadas e carregadas com a matéria

Quando as partículas alfas, os prótons e os produtos de fissão atravessam a matéria perdem energia cinética nos processos de excitações e ionizações no meio. Devido a grande massa dessas partículas elas não sofrem desvios apreciáveis em sua trajetória ao interagirem com os elétrons atômicos. Para cada par de íons formados perdem pequena fração de suas energias. Por essa razão suas trajetórias é linear e acabam abruptamente. Isso acontece quando a partículas com energias cinéticas muito reduzida é capaz de capturar o número de elétrons equivalentes à sua carga e se transformarem nos átomos neutros correspondentes. As diferenças no comprimento da trajetória das partículas de mesma energia são devidas as flutuações estatísticas, tanto do número de colisões ocorridas quanto da energia perdida por ionização<sup>53</sup>.

Conforme a radiação  $\alpha$  desenvolve seu percurso no ar há perda energia. O poder de freamento é um parâmetro relacionado com a capacidade dos materiais "frearem" a partícula e é definido como a energia média perdida por cada partícula ao atravessar uma unidade de comprimento na substância estudada. O poder de freamento relativo de uma substância é encontrado em tabelas e freqüentemente referido ao ar nas condições normais de pressão e temperatura<sup>22,53</sup>.

A perda de energia da partícula alfa antes de atingir o detector pode ocorrer em função da espessura de absorvedores posicionados entre a fonte e o detector ou devido a auto-absorção na própria fonte. Em função dessa variação de energia, o detector perde a resolução como mostram as Figuras 3 e 4. A Tabela 5 apresenta a perda de energia e a variação da resolução em função da espessura de ar entre a fonte e o detector<sup>50</sup>. A Figura 5 apresenta a degradação do espectro  $\alpha$  devido à auto-absorção<sup>17,58</sup>. A Figura 6 mostra um resultado experimental elaborado por Rodrigues, Sanches e Tomé<sup>42</sup> sobre o efeito na medida da taxa de atividade de um emissor em função da auto-absorção induzida pela espessura da fonte radioativa.

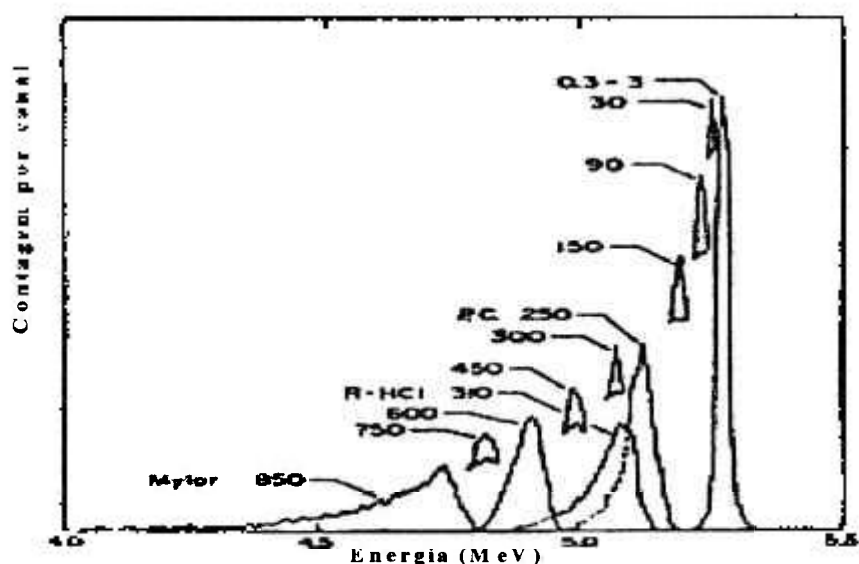


Figura 3 – Efeitos do absorvedor sobre a capacidade de resolução da energia do  $^{210}\text{Po}$ . Os números são referentes a espessuras em  $\mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$  dos absorvedores: Ar, PC – polycarbonato, R-HCl - borracha com hidrocloreto, Mylar<sup>17</sup>.

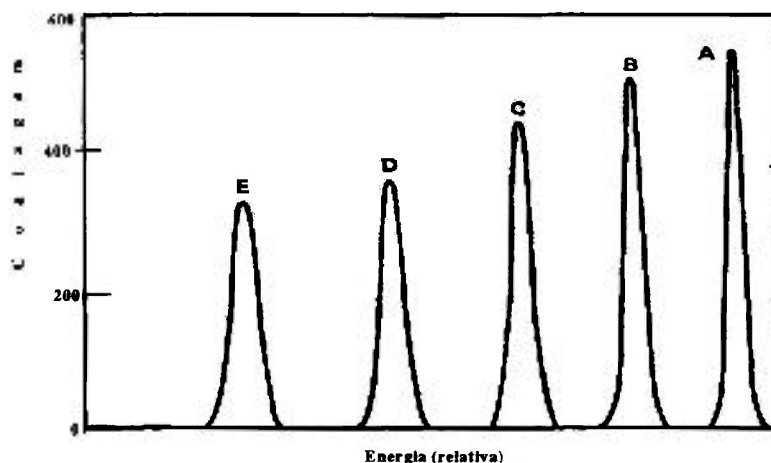


Figura 4 – Perda de energia das partículas alfa por espessura de Ar <sup>58</sup>

A) espessura do ar 0,00 mg·cm<sup>-2</sup>, B) espessura do ar 0,95 mg·cm<sup>-2</sup> C) espessura do ar 1,89 mg·cm<sup>-2</sup>, D) espessura do ar 2,84 mg·cm<sup>-2</sup>, E) espessura do ar 3,78 mg·cm<sup>-2</sup>.

Tabela - 5 Perda de energia da partícula alfa <sup>55</sup>

Curva	Ar Espessura (mg·cm <sup>-2</sup> )	Partícula α		ΔE (MeV)	
		Energia (MeV)	Resolução (keV)	Medido	Calculado
A	0,00	5,47	137	0,00	0,00
B	0,95	4,77	149	0,73	0,73
C	1,89	3,96	168	1,54	1,52
D	2,84	3,03	195	2,47	2,46
E	3,78	1,95	230	3,55	3,60

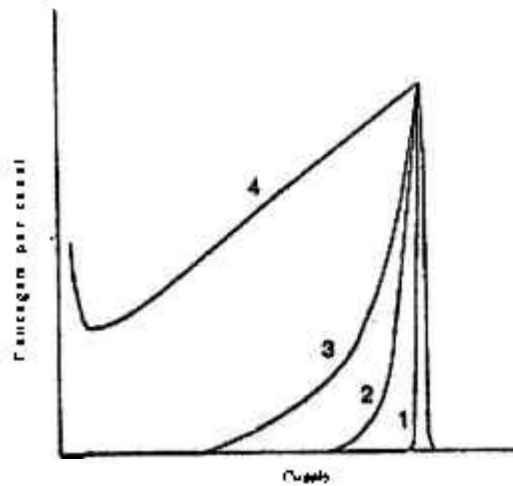


Figura 5 – Espectro esperado para fontes de partículas alfa de várias espessuras. Os números fazem referência a espessura relativa. (1) fonte fina e (4) fonte infinitamente espessa<sup>50</sup>.

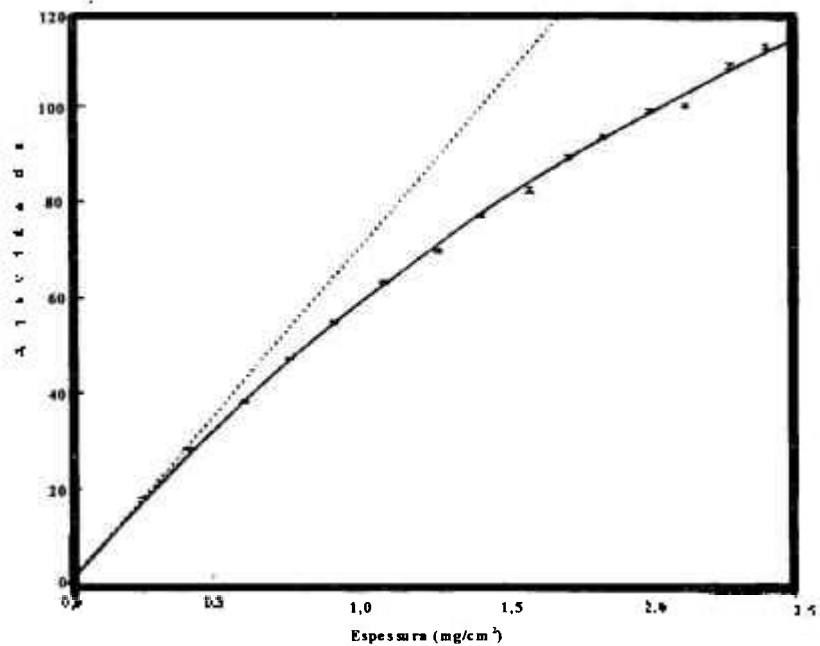


Figura 6 – Atividade versus espessura da fonte. A linha pontilhada representa o comportamento teórico esperado sem auto-absorção. A linha sólida representa os valores experimentais<sup>42</sup>.

### 1.5 Interação de neutrons com a matéria.

O projeto e construção de detectores de neutrons dependem fundamentalmente do processo pelo qual os neutrons interagem com os núcleos atômicos.

Os neutrons interagem com os núcleos por vários processos, a saber <sup>23</sup>:

- Espalhamento Elástico (n,n)

Neste caso o núcleo não sofre nenhuma modificação em sua composição isotópica ou na sua energia interna após a colisão. A energia do neutrons se mantém.

- Espalhamento Inelástico (n,n')

Nessa interação o núcleo não sofre nenhuma modificação em sua composição isotópica, mas é deixado em estado excitado. O nêutron transfere energia para o núcleo.

- Reações de Absorção

As reações de absorção podem ser divididas em função da energia do nêutron incidente e do produto final, conforme esquema abaixo:

- a) Captura Radioativa (n, $\gamma$ )
- b) Partícula Carregada (n,p), (n, $\alpha$ )
- c) Neutrons de Alta Energia (n,2n), (n,3n)
- d) Nêutron Altamente Energético (n,pn), processo raro de ocorrer

- Reações de Fissão

Nas reações de fissão o nêutron colide com certos núcleos pesados que se quebram em dois fragmentos, liberando considerável energia. Na reação com o urânio, o processo libera dois, três ou quatro neutrons, sendo em média 2,43 neutrons<sup>23</sup>.



## 1.6 Detectores de neutrons

Os neutrons são detectados por vários tipos de sensores tais como: (a) câmaras de ionização, (b) câmaras de fissão, (c) cintiladores líquidos acoplados a fotomultiplicadoras, (d) detectores proporcionais gasosos ( $\text{BF}_3$ ,  $^3\text{He}$ ) e (e) detectores semicondutores<sup>9,22,53</sup>. Radiações de mesma energia geram, nas mesmas condições de medida, maior carga no detector semicondutor comparativamente aos detectores gasosos. Isso, porque no semicondutor são necessários aproximadamente 3,6 eV para a criação de um par elétron-lacuna e os detectores gasosos necessitam de aproximadamente 30 eV para a criação de um par de íons. Assim, em um detector semicondutor a energia da radiação incidente poderá ser melhor estimada, isto é, consegue-se melhor resolução do que em um detector gasoso. O princípio de operação de um semicondutor de silício baseia-se na produção de pares de elétron-lacuna quando a radiação incide no cristal. Os pares criados na região de depleção serão separados pelo campo produzido pela diferença de potencial aplicada aos seus eletrodos produzindo assim um sinal elétrico<sup>53</sup>.

Os detectores de neutrons mais utilizados para monitoração ambiental e controle de reatores nucleares são: as câmaras de ionização, os detectores proporcionais e os detectores cintiladores contendo substância conveniente para responder a algum efeito secundário necessário na detecção de neutrons<sup>9,22,53</sup>. Os detectores tipo auto-alimentados (self power) por necessitarem de um fluxo elevado de neutrons, limitam-se a aplicação em reatores nucleares de potência<sup>41</sup>. Na Tabela A.1 (Apêndice I) é apresentado um sumário dos vários tipos de detectores para neutrons térmicos.

### 1.6.1 Detectores gasosos

Os tipos de detectores mais empregados na detecção de radiação são os detectores gasosos. Todos os tipos de detectores gasosos são essencialmente constituídos por um recinto cheio de um determinado tipo de gás, a uma pressão conveniente com dois eletrodos isolados entre si, aos quais se aplica uma tensão elétrica.

O gás de enchimento do detector deve ser um bom isolante. Assim, em condições normais, nenhuma corrente elétrica apreciável circulará entre os eletrodos. Mas, se uma radiação nuclear provocar uma ionização no gás, o campo elétrico existente no detector

provocará o movimento das cargas no sentido dos eletrodos (cátodo ou ânodo). Dessa forma originam-se no detector correntes ou pulsos elétricos que podem ser medidos externamente. Eles revelam a presença de radiação incidente e podem em determinadas condições, indicar a energia e a natureza desta radiação<sup>22,53</sup>.

Nos detectores de neutrons gasosos, os íons formados na reação entre os conversores e os neutrons incidentes provocam a ionização do gás de enchimento do detector. O movimento das cargas formadas produzirá no coletor um pulso ou corrente elétrica detectável<sup>53</sup>.

### 1.6.2 Detectores proporcionais de boro.

Nesses detectores é utilizada a reação nuclear  $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ . Tanto a partícula alfa como o núcleo de lítio formado provocam uma densa ionização no gás de uma câmara ou de um detector proporcional. O movimento das cargas resultantes formará no eletrodo coletor um pulso elétrico em resposta ao nêutron detectado<sup>9,22,53</sup>.

Uma câmara de ionização ou um detector proporcional podem ser preenchidos com gás contendo boro. O gás normalmente empregado é o trifluoreto de boro ( $\text{BF}_3$ ). O  $\text{BF}_3$  é quase uma escolha universal devido as suas propriedades superiores como um gás proporcional. A Figura 7 apresenta as características de um detector  $\text{BF}_3$  da empresa Reuter-Stokes com pressão do gás de 55 cm de Hg ( $\approx 0,724$  atm), com tensão de operação de 1300V, apresentando sensibilidade de 0,36 cps/nv. O produto  $n\nu$  é definido como um feixe com  $n$  neutrons por  $\text{cm}^3$  com velocidade de  $1 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$  atingindo simultaneamente um alvo, i.é,  $1n\nu = 1n\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ .

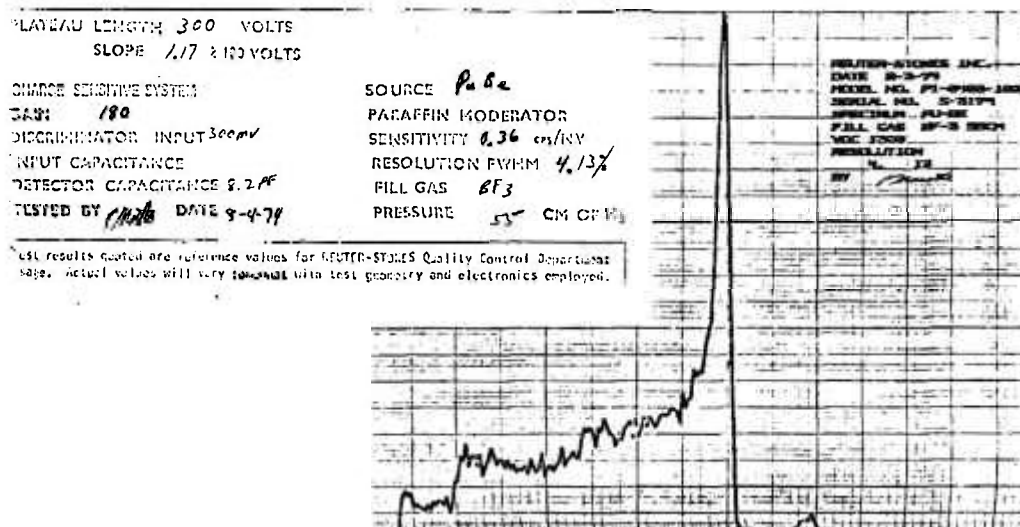


Figura 7 – Características de um detector  $\text{BF}_3$  comercial. Figura e dados extraídos da ficha técnica do equipamento. Reuter Stokes model PI-0403-102

### 1.6.3 Câmara revestidas com boro

Para a medida de fluxo de neutrons térmicos superiores a  $10^3$  neutrons $\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ , pode-se utilizar câmaras de ionização cheias com gás inerte e com seus eletrodos revestidos de boro enriquecido com  $^{10}\text{B}$ .

No Apêndice-I (item I-3) são apresentados alguns parâmetros necessários para o recobrimento homogêneo dos eletrodos por deposição eletroforética<sup>44</sup>.

### 1.6.4 Câmara de fissão revestida com urânio

As câmaras de fissão são detectores que utilizam como material conversor o urânio. É usado o urânio natural como sensor de neutrons rápidos ou urânio enriquecido ( $^{235}\text{U}$ ) a 93% como sensor de neutrons térmicos<sup>22,53</sup>

### 1.6.5 Detectores auto-alimentados (Detectores tipo *Self Power*)

Os detectores auto-alimentados são construídos com materiais que possuem alta secção de choque para neutrons. Após a reação com o nêutron o material emite uma

partícula beta ou uma radiação gama. A corrente gerada pelas partículas beta é proporcional a taxa de reação de neutrons no material. Sendo a corrente de beta medida diretamente, não é necessário tensão externa de alimentação. Por essa razão ele é chamado auto-alimentado. A radiação gama emitida interage com o material por efeito: Compton, Fotoelétrico ou Formação de Pares. A corrente dos elétrons secundários é usada como sinal básico do detector<sup>22</sup>.

### 1.6.6 Detectores que utilizam ${}^6\text{Li}$

Cintiladores de iodeto de  ${}^6\text{Li}$  ativado com európio  ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$  são utilizados para a detecção de neutrons térmicos e rápidos. O  ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$  é semelhante ao  $\text{NaI}(\text{TI})$ . Ambos cristais são higroscópicos, por essa razão, para serem utilizados devem ser construídos em arranjos herméticos de modo a evitar que sejam expostos a água<sup>22</sup>.

O cristal cintilador  ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$  tem o seu uso prejudicado à temperatura ambiente por ter resposta não linear na produção dos trítios e partículas alfas, geradas na reação nuclear com o lítio. Mas, à temperatura do nitrogênio líquido apresentam boa linearidade<sup>22</sup>.

O  ${}^6\text{Li}$  pode ser incorporado a outros materiais na produção de cristais ou soluções cintiladores para a detecção de neutrons rápidos, Schelten e col.<sup>45</sup> descrevem o uso de  ${}^6\text{LiF}$  como conversor  $(n,\alpha)$  para detector de neutrons usando cristal de silício. Mesmo apresentando alguns problemas, tem a vantagem de que a energia do alfa emitida permite boa discriminação da radiação gama eventualmente presente<sup>22</sup>.

### 1.6.7 Detectores tipo traço CR-39

O material comercial conhecido como *Columbia Resin* número 39 (CR-39) é constituído de carbono, oxigênio e hidrogênio ( $\text{C}_{12}\text{H}_{18}\text{O}_7$ ). Foi originalmente desenvolvido para ser utilizado como lente óptica. Em 1978 Cartwright, Shirk e Price (apud Padilha<sup>37</sup>) demonstraram suas propriedades como detector de traços nucleares.

O CR-39 é um detector de estado sólido tratado quimicamente. Este plástico sofre danos (traços) ao ser exposto à radiação.

Fernández e col.<sup>11</sup> utilizaram o detector CR-39 como dosímetro de neutrons rápidos. Em suas análises encontraram pouca dependência da energia ou ângulo dos neutrons incidentes com a dose. Hussein e col.<sup>18</sup> utilizaram o CR-39 no estudo de detecção de partículas  $\alpha$  e neutrons por próton de recuo e concluíram que os processos de tratamento químico e eletroquímico dos detectores de plástico CR-39 são muito importantes para a caracterização do traço e identificação da partícula incidente. A densidade de traços produzida por próton recuo devido a irradiação com neutrons é fortemente dependente da dose absorvida.

### 1.6.8 Dosímetros pessoais

Recentemente Barthe, Bordy e Lahaye<sup>3</sup> apresentaram uma revisão dos vários tipos de dosímetros pessoais sensíveis a neutrons (Tabela 6). Neste trabalho é feita apenas uma explicação genérica sobre cada tipo de dosímetro com o objetivo de apresentar o estado da arte da construção dos dosímetros pessoais.

Tabela 6 – Dosímetros de neutrons<sup>3</sup>

Dosímetro	Sistema de Leitura Associado
Diodos PIN	Medida da Voltagem Relativa
Tecido Equivalente	Analizador Multicanal
Um ou Dois Diodos com conversor	Contagem Simples ou Diferencial
Diodo com Conversor e Tempo de Subida	Contagem Simples e Contagem Estatística
CCD ou Chip de Memória de Computador	Discriminador de tempo de Subida e Contador
Dosímetro “Bubble”	Análise Acústica de Pulso e Contagem

### 1.6.9 Detectores semicondutores

Em um cristal os átomos estão agregados segundo uma determinada estrutura. Devido a essa estrutura, os elétrons orbitais se “misturam” e os níveis de energia nos quais podem estar os elétrons se agrupam em bandas de energia denominadas permitidas, de cuja largura dependem as forças de interação entre os átomos. Cada banda contém tantos níveis

discretos quantos são os átomos no sólido. Sendo a densidade num sólido cristalino da ordem de  $10^{22}$  átomos/cm<sup>3</sup>, cada banda contém um grande número de níveis separados por diferenças de energias tão pequenas que para efeitos práticos, a banda pode ser considerada contínua de níveis permitidos. Essas bandas são separadas por intervalos de energia que o elétron não pode ocupar. São as chamadas bandas proibidas<sup>9,22,53</sup>.

Os elétrons das camadas mais externas ou de valência são considerados livres no interior do cristal, como se não pertencessem a nenhum átomo em particular. A banda onde se localizam esses elétrons é chamada de valência. Os elétrons da banda de valência podem ser acelerados por um campo elétrico externo e passar para a banda denominada de condução. Quando um elétron passa para a banda de condução o lugar que ocupava fica vago. Essa ausência é denominada lacuna ou vacância<sup>9,22,53</sup>.

Na banda de condução a população dos elétrons depende da natureza e da temperatura do cristal. Por elevação da temperatura, os elétrons da banda de valência podem adquirir energia suficiente para saltar a banda proibida e chegar a banda de condução. Nos semicondutores, a banda proibida possui uma largura tal que a zero Kelvin, a banda de valência está repleta e a de condução vazia, não havendo passagem de elétron nem mesmo sob a ação de um campo elétrico externo<sup>53</sup>.

Quando a temperatura é aumentada, alguns elétrons têm energia para saltar a banda proibida. Se o elétron passa para a banda de condução, surgem dois portadores de carga elétrica: o elétron que se desloca na banda de condução sob a ação de um campo elétrico externo e a lacuna que se desloca na banda de valência, pois o elétron vizinho pode ocupar a lacuna deixando seu lugar vago e assim sucessivamente. Desta forma num semiconductor surgirão duas correntes elétricas: a dos elétrons e a das lacunas<sup>9,53</sup>.

A criação de um par elétron-lacuna não ocorre apenas por variação da energia térmica, mas também por energia cedida por radiação ionizante que incida no semiconductor. O silício (Si), com banda proibida de 1,09 eV, e o germânio (Ge), com banda proibida de 0,79 eV, são os semicondutores mais utilizados como sensores de radiação ionizante<sup>22,53</sup>.

### 1.6.9.1 Quatro vantagens dos detectores de silício

A primeira vantagem do uso do detector de silício é devida a alta densidade do silício. Assim, a partícula ionizante perde toda sua energia em curto trajeto. Partículas  $\beta$  e prótons de alta energia chegam a percorrer um metro de ar sem serem barradas. Em contrapartida, são totalmente freadas em um centímetro de silício. Consequentemente, é conseguida uma considerável eficiência de detecção por unidade de volume efetivo do detector. O alcance das partículas  $\alpha$  no silício varia de  $10\mu\text{m}$  a  $1000\mu\text{m}$  para energias de  $3,0\text{ MeV}$  à  $50\text{ MeV}^{53}$ . As partículas  $\alpha$ , produzidas na reação dos neutrons com o  $^{10}\text{B}$ , têm um alcance que depende da energia inicial da partícula. O silício possui boa sensibilidade para detecção de prótons. Os prótons, núcleos dos átomos de hidrogênio, ao sofrerem choque com neutrons são liberados dentro de um intervalo de energia que depende da energia do nêutron incidente e do ângulo de incidência. O alcance do próton no silício varia de aproximadamente  $90\ \mu\text{m}$  à  $1000\ \mu\text{m}$  para partículas com  $3\text{ MeV}$  a aproximadamente  $12\text{ MeV}^{53}$ .

A segunda vantagem de um detector semiconductor é a sua capacidade para produzir um par elétron-lacuna. No silício, para produzir um par elétron-lacuna, são necessários somente  $3,6\text{ eV}$  de energia e esse valor independe do tipo de radiação e da sua energia inicial. Já no germânio, para produzir um par elétron-lacuna, a energia necessária é de somente  $2,8\text{ eV}$ . Essas energias são aproximadamente oito vezes menores do que a necessária para ionizar o gás Argônio e ao redor de 200 vezes menor do que a necessária para liberar um fotoelétrons no cátodo de uma fotomultiplicadora usada com os detectores cintiladores<sup>53</sup>.

Para uma mesma energia da partícula incidente são liberados um número consideravelmente maior de cargas elementares em um cristal de silício ou germânio comparativamente a uma câmara de ionização ou em um detector de cintilação. Assim, as flutuações estatísticas são notavelmente menores e, portanto, levam a um maior poder de resolução da partícula detectada (Figura 8)<sup>53</sup>.

A terceira vantagem do detector de silício se deve a elevada mobilidade de elétrons e lacunas. Esta característica, unida as pequenas dimensões do detector, resulta em um

A terceira vantagem do detector de silício se deve a elevada mobilidade de elétrons e lacunas. Esta característica, unida as pequenas dimensões do detector, resulta em um tempo de coleção muito curto e, portanto, um elevado poder de resolução em tempo que pode chegar a ser da ordem de nanosegundos<sup>53</sup>.

A quarta vantagem é referente à facilidade de construir detectores constituídos de lâminas muito finas de modo a absorver uma pequena parte da energia da partícula incidente obtendo-se com isso uma medida da ionização específica  $dE/dx$ <sup>53</sup>.

O silício é mais usado do que o germânio na fabricação de detectores porque pode ser operado em temperaturas do ambiente dos laboratórios. O germânio, ao contrário, devido a maior facilidade de produção espontânea de pares elétron-lacuna, necessita ser operado em temperaturas baixas e geralmente é refrigerado com nitrogênio líquido.

Philippot (apud Knoll<sup>22</sup>) comparou a resolução de um detector cintilador de NaI(Tl) com um detector semiconductor de Ge(Li). Como se infere desse trabalho, o cristal de Ge(Li) mostra melhor desempenho de resolução do que o cintilador NaI(Tl) na espectrometria  $\gamma$  (Figura 8).

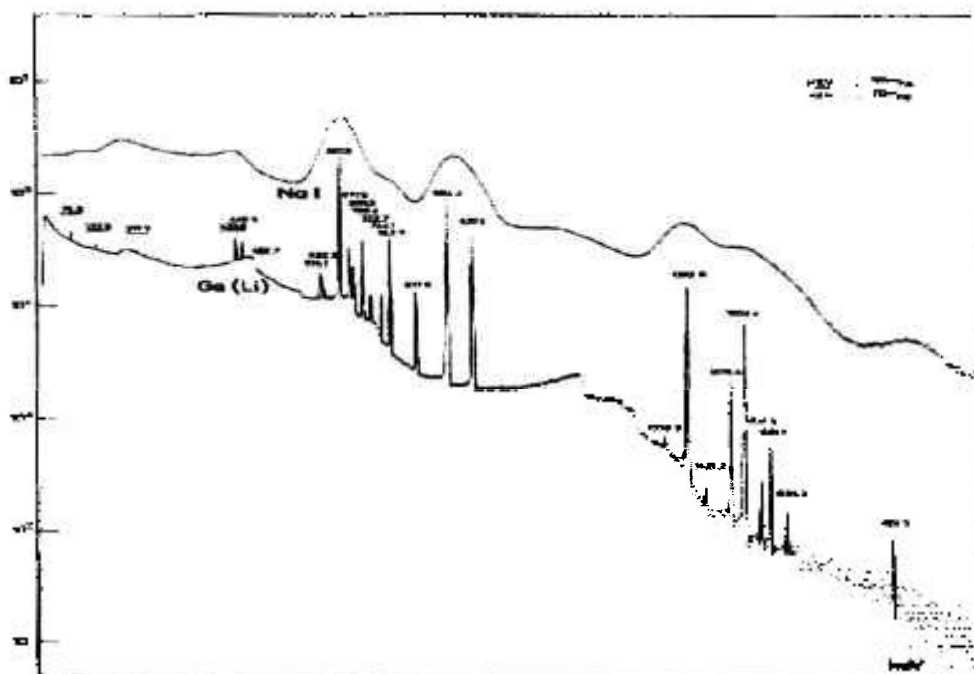


Figura 8 – Comparação da resolução de um cintilador de NaI(Tl) com um semiconductor de Ge(Li)<sup>22</sup>.

## 1.6.9.2 Propriedades elétricas do semiconductor

### 1.6.9.2.1 Condutividade ( $\sigma$ )

Os portadores de cargas, elétrons e lacunas se movem em sentido contrário em um campo elétrico, mas devido a diferença de sinais a corrente gerada por cada um deles tem o mesmo sentido. Assim, a densidade de corrente total é determinada pela equação abaixo<sup>14</sup>:

$$J = (n\mu_n + p\mu_p) \cdot q \cdot E = \sigma \cdot E \quad (1.1)$$

sendo:

$$\sigma = (n\mu_n + p\mu_p) \cdot q \quad (1.2)$$

e:

$\mu_n$  = mobilidade dos elétrons

$\mu_p$  = mobilidade das lacunas

$n$  = concentração dos elétrons livres

$p$  = concentração das lacunas

$q$  = carga elétrica

$\sigma$  = condutividade

A mobilidade  $\mu$  é dada por:

$$\mu = \frac{V_d}{E} \quad (1.3)$$

sendo

$V_d$  = velocidade de deriva ou fluxo direto dos portadores de carga

$E$  = campo elétrico.

Tabela 7 Algumas propriedades elétricas de dois materiais: condutor (cobre) e semiconductor (silício)<sup>14</sup>

Tipo de Condutor	Unidade	Cobre <sup>a</sup>	Silício <sup>a</sup>
		Metal	Semiconductor
Densidade de Portadores de Carga <sup>b</sup> - $n$	$m^{-3}$	$9 \cdot 10^{28}$	$1 \cdot 10^{16}$
Resistividade - $\rho$	$\Omega m$	$2 \cdot 10^{-8}$	$3 \cdot 10^3$
Coeficiente de temperatura da resistividade - $\alpha$	$K^{-1}$	$+4 \cdot 10^{-3}$	$-70 \cdot 10^{-3}$

$a$  - Todos os valores são para temperatura ambiente.

$b$  - o valor para o semiconductor inclui elétrons e lacunas

### 1.6.9.2.2 Resistividade ( $\rho$ )

Um condutor típico como o cobre tem muito mais portadores de carga que os semicondutores. A Tabela 7 apresenta uma relação entre algumas características do cobre e do silício. O número dos portadores de carga do cobre é da ordem de  $10^{13}$ , maior que do silício. Os portadores de carga no cobre são os elétrons de condução presentes na razão de um por átomo<sup>14</sup>.

A Tabela 7 mostra que à temperatura ambiente a resistividade do silício é maior que a do cobre, sendo essa diferença da ordem de  $10^{11}$  vezes. Para os dois elementos a resistividade  $\rho$  é calculada usando a equação (1.4):

$$\rho = \frac{m}{e^2 n \tau} \quad (1.4)$$

sendo:

$\tau$  = tempo livre médio entre colisões

$m$  = massa do elétron

$n$  = número de elétrons de condução por unidade de volume

A diferença entre a resistividade do cobre e a do silício, apresentada na Tabela 7, é devida a densidade de portadores de carga,  $n$ , que atua como um fator de ponderação na equação (1.4).

O coeficiente  $\alpha$  da dependência da temperatura na resistividade é definido pela equação diferencial, seguinte<sup>14</sup>:

$$\alpha = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dT} \quad (1.5)$$

Para o cobre, e outros metais, a resistividade aumenta com a temperatura ( $d\rho/dT > 0$ ) devido ao aumento das colisões entre os portadores de carga e age para reduzir o valor de  $\tau$  na equação (1.4). Com o aumento da temperatura a resistividade do silício e a de outros semicondutores diminui ( $d\rho/dT < 0$ ). Isto acontece porque ao aumentar a temperatura alguns

elétrons passam da banda de valência para a banda de condução. Assim, a densidade dos portadores de carga cresce rapidamente com a temperatura. O valor de  $\tau$  para os semicondutores também diminui, mas seu efeito sobre a resistividade é “mascarado” pelo rápido crescimento da densidade dos portadores de carga<sup>14</sup>.

### 1.6.9.3- Efeito da dopagem

A condutividade dos semicondutores pode ser aumentada quando é introduzido um pequeno número de átomos de certos elementos na estrutura cristalina dos semicondutores. Os átomos adicionados são considerados impurezas na rede do semicondutor e o processo de sua introdução é chamado de dopagem. São capazes de aumentar consideravelmente o número de elétrons livres por unidade do material na banda de condução. Ao aumentar os portadores de carga a resistividade do semicondutor diminui (equação (1.4)) e a condutividade é aumentada (equação (1.2)). Os elementos dopantes são de dois tipos, chamados *tipo n* e do *tipo p*<sup>53</sup>.

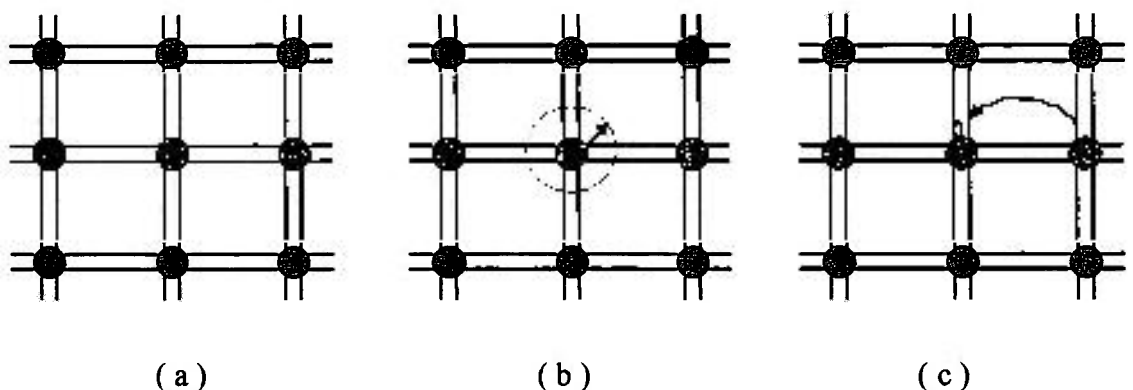


Figura 9 – (a) Representação bidimensional de uma estrutura de silício. Cada íon de silício (carga central =  $4e$ ) está ligado a um de seus quatro vizinhos mais próximos por ligação compartilhada de dois elétrons. (b) Um átomo de fósforo (valência = 5) está substituindo o átomo central de silício, gerando um local doador. (c) Um átomo de alumínio (valência = 3) está substituindo o átomo central de silício gerando um local receptor. Figura modificada de Halliday, Resnick e Walker<sup>14</sup>.

A Figura 9(a) ilustra a ligação covalente formada por átomo de silício com dois elétrons de cada um de seus quatro vizinhos mais próximos. Os elétrons envolvidos nessa ligação constituem a banda de valência. Substituindo um dos átomos de silício (valência = 4) por um átomo de fósforo (valência = 5), Figura 1(b), o elétron excedente fica fracamente

ligado ao íon fósforo, pois ele não está envolvido em ligação covalente. Assim, esse elétron necessita de menos energia para ser termicamente excitado e levado para a banda de condução do que um elétron de valência do silício. O átomo de fósforo por ceder um elétron é chamado de doador. Os semicondutores dopados com átomos doadores são chamados do tipo n. Substituindo um átomo de silício (valência = 4) por um átomo de alumínio (valência = 3), Figura 1c, provoca-se a falta de um elétron, e o íon de alumínio pode capturar um elétron do átomo de silício vizinho, criando uma lacuna na banda de valência. O átomo de alumínio é chamado receptor. Os semicondutores dopados com átomos receptores ou aceitadores são chamados do tipo p<sup>14</sup>.

#### 1.6.9.4. – Detectores homogêneos

Para se obter um detector utilizando um cristal semicondutor<sup>53</sup> seria suficiente colocar o cristal de silício puro entre eletrodos planos e paralelos e estabelecer entre eles uma diferença de potencial conveniente conforme esquematizado na Figura 10.

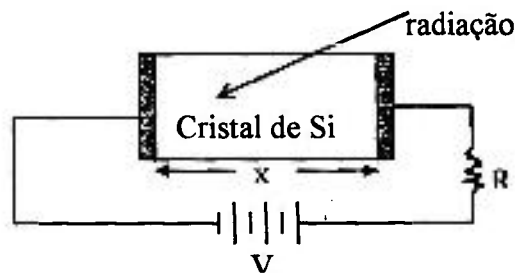


Figura 10 – Esquema de Detector Semicondutor<sup>53</sup>

A chegada de uma partícula ionizante dá origem a um par elétron-lacuna que, sendo coletado, produz uma tensão cuja amplitude será proporcional à energia perdida pela partícula no volume do detector.

#### 1.5.9.5. – Detectores de Junção

Para melhorar o desempenho dos detectores de Si foram desenvolvidos detectores tipo junção.

Três tipos de detectores estão sob essa denominação: União Difusa, Barreira de Superfície e Compensado com Lítio<sup>53</sup>.

Na construção de detectores de união difusa parte-se de uma lamina de silício tipo p, moderadamente dopado. Por evaporação a vácuo se obtém um depósito de alumínio em uma das faces e em seguida por difusão desse elemento a temperatura em torno de 700<sup>o</sup> C consegue-se uma camada p com maior dopagem e mais condutora que o silício puro. Essa camada proporciona um bom contato para o eletrodo de base do detector. Na outra face deve-se produzir uma difusão de fósforo a 1100<sup>o</sup> C para constituir a camada n e conseqüentemente a união.

Para a confecção dos detectores de barreira de superfície é utilizado um disco de silício tipo n ou tipo p o qual é submetido a ação de um meio oxidante para fins de obter produzir a inversão de cargas na sua superfície. A seguir, uma camada delgada de ouro é depositada num superfície por evaporação a vácuo. Esse procedimento de construção é mais simples e não necessita de nenhum tratamento térmico<sup>53</sup>.

No Apêndice I, Figura A 1, é apresentado um nomograma<sup>9</sup> para a determinação da espessura da camada de depleção para detectores de Si tipo p ou tipo n.

Nos detectores compensados com lítio, o lítio é usado como dopante na compensação das impurezas do cristal.

## 1.7 Preamplificador

Um dos componentes eletrônicos de grande importância para o detector de Si é o preamplificador. Isso porque o desempenho do detector semiconductor está condicionado a sua compatibilidade com o equipamento eletrônico associado, em especial o preamplificador.

A carga devida ao freamento de uma partícula de 1 MeV na região de depleção tem valor em torno de  $5 \cdot 10^{-14}$  C. Em um detector típico de capacitância de 100 pF essa carga produz um sinal próximo de 0,5 mV. A tensão no preamplificador pode ser projetada para

ter um nível de ruído na entrada de apenas 1%, isto é, de 5  $\mu\text{V}$ , mas a estabilidade de 1% na saída só é obtida se a capacitância de entrada for menor que esse valor, por exemplo, 1 pF.

O projeto do preamplificador deve otimizar a relação  $\frac{\text{sinal}}{\text{ruído}}$ , isto é, fornecer um sinal devido a radiação com o mínimo de ruído eletrônico possível. Deve também, se necessário, discriminar o pulso produzido por diferentes partículas. Muitas vezes é necessário discriminar as partículas freadas na região de depleção daquelas mais penetrantes. Outra aplicação da discriminação pela forma de pulso é identificar diferentes tipos de partículas quando todas são freadas na região de depleção. Isso é possível porque o tempo de subida do pulso produzido no detector depende da distância percorrida pelos portadores de carga até serem coletados e isso depende da energia da partícula incidente no detector.

## 1.8 Desenvolvimento de detector de neutrons

O desenvolvimento de um detector de neutrons, seja para fins de controle de reatores ou para fins de monitoração ambiental é uma pesquisa contemporânea e importante para a tecnologia nuclear brasileira. O uso do silício como detector de neutrons tem sido objeto de estudo em vários laboratórios<sup>33,34,45,48,51</sup>

No âmbito do IPEN há a presença de dois reatores nucleares (IEA-R1 e IPEN-MB-01), três aceleradores de partículas (acelerador eletrostático tipo Van de Graaff e dois aceleradores tipo ciclotron). Esses reatores e aceleradores são usados em pesquisas e na produção de radioisótopos para aplicações médicas e industriais. Além dessas unidades, no IPEN existem equipes com experiências em desenvolvimento de detectores semicondutores (Departamento de Aplicações das Radiações na Indústria). O projeto proposto une a possibilidade de uso do detector semicondutor tipo barreira de superfície em nosso ambiente de trabalho e o *know-how* tecnológico disponível<sup>5,6,15,25,29,31,38,39,44</sup>.

Nesse trabalho foi desenvolvido um detector de estado sólido usando pastilha de silício. Esse detector apresenta as seguintes vantagens:

- ◆ versatilidade de montagem, o mesmo wafer pode ser utilizado com conversor  $(n,\alpha)$  ou com conversor  $(n,p)$ ,
- ◆ os elementos usados na sua construção apresentam baixa secção de choque ( Tabela 8) e seu pequeno tamanho, diminui a perturbação no feixe de neutrons a ser avaliado,
- ◆ possibilita o cálculo teórico de parâmetros envolvidos na detecção de neutrons, a partir dos resultados dos prótons de recuo e
- ◆ possibilita a avaliação da potência de reator de pesquisa.

## 2 PROPOSTA DE TRABALHO

O objetivo deste trabalho é desenvolver um detector de neutrons de estado sólido utilizando semicondutor (silício) tipo barreira de superfície com conversor (n,p) e (n, $\alpha$ ).

No desenvolvimento serão avaliados:

- A utilização do  $^{10}\text{B}$  por deposição eletroforética para servir como conversor  $n \rightarrow \alpha$  acoplado ao *wafer* de Si e a sua espessura para que resulte na melhor eficiência de detecção dos neutrons térmicos.
- A utilização do polietileno  $n(\text{CH}_2)$  para servir como gerador de prótons de recuo  $n \rightarrow p$  acoplado ao *wafer* de Si e a sua espessura para que resulte na melhor eficiência de detecção dos neutrons rápidos.
- A utilização para atuar como elemento de controle de potência de reatores de pesquisa tipo potência zero do porte do reator IPEN/MB-01.
- O uso de um modelo matemático para determinar a energia média ou representativa da fonte de neutrons rápidos, a energia média dos prótons de recuo emergentes que sensibilizam o detector e a seção de choque macroscópica para o polietileno.

### **3 MATERIAIS E MÉTODOS**

#### **3.1 – Materiais utilizados na fabricação do detector**

- Wafers de Si tipo-p com alta resistividade ( $\rho > 50 \text{ k}\Omega\cdot\text{cm}$ ) com 1mm de espessura, da Topsil (Dinamarca).
- Boro, amorfo, enriquecido em 90,1% com  $^{10}\text{B}$ , com pureza química de 91%, da CEA-ORIS, França.
- Filme de polietileno comercial, Minasa – Araraquara – São Paulo.
- Placa de alumínio 50 S para de 1,4mm de espessura para a deposição do filme de boro.
- Barra de alumínio 51 S para a confecção da caixa do detector
- Polietileno para a confecção da caixa do detector. Polietileno de densidade controlada, desenvolvido para uso em detectores esféricos de neutrons modelo 9140 da Nuclear-Chicago<sup>36</sup>
- Fio de Al com 99,999% de pureza (Koch Chemicals Ltd)
- Fio de Au com 99,999% de pureza (The Nilaco Corporation)
- Acetona (Merck)
- Tricloroacetileno (Merck)
- Ácido Nítrico (Merck)
- Ácido Sulfúrico (Merck)
- Ácido Acético (Merck)
- Dicromato de Potássio (Merck)

#### **3.2 – Materiais utilizados na fabricação do moderador de neutrons**

- Parafina composta por hidrocarbonetos saturados – PETROBRÁS

#### **3.3 – Eletrônica utilizada na caracterização do detector**

- Preamplificador desenvolvido neste trabalho usando um amplificador operacional CS AMP-2 Soshin 9101 (Japão)

- Preamplificador ORTEC, Modelo 142A
- Fonte de alta tensão ORTEC, Modelo 451
- Amplificador ORTEC, Modelo 571
- ADC Spectrum Master ORTEC, Modelo 919
- Micro Computador – placa 386 marca AUVA
- Osciloscópio Tektronix, Modelo TDS 220 com saída RS232
- Rack / Bin ORTEC, Modelo 4001A / 4002A
- Detector de neutrons, LND modelo 270, tensão de operação 1700V, preenchido com hidrogênio à pressão de 1 atmosfera.

} Multicanal

### 3.4 - Emissores: alfa, gama e neutrons utilizados

- Fonte de neutrons Am-Be de reação ( $\alpha, n$ ), adquirida da Amersham em 17/08/1970 com atividade nominal de  $3,7 \cdot 10^9$  Bq (100 mCi) de  $^{241}\text{Am}$  e taxa de emissão de neutrons de  $3,1 \cdot 10^5$  neutrons por segundo. A data de calibração foi em 02/07/1970. Para fins de corrigir a perda pelo decaimento radioativo a atividade foi calculada para a data dos experimentos obtendo-se uma taxa de emissão de neutrons de  $2,96 \cdot 10^5$  neutrons por segundo. A Figura 11 mostra as dimensões da fonte de Am-Be utilizada.

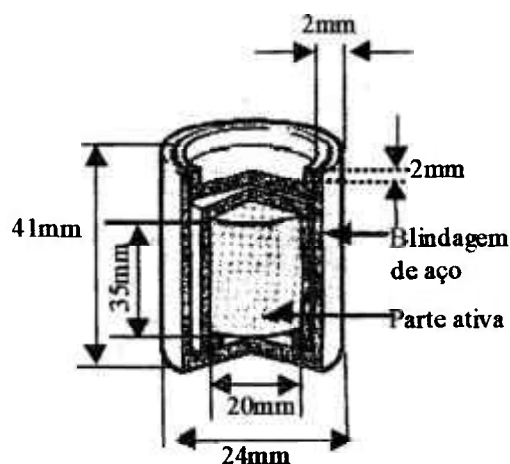


Figura 11 - Dimensões da fonte de neutrons de Am-Be ( $\alpha, n$ ).

- Unidade Crítica: Reator IPEN/MB-01

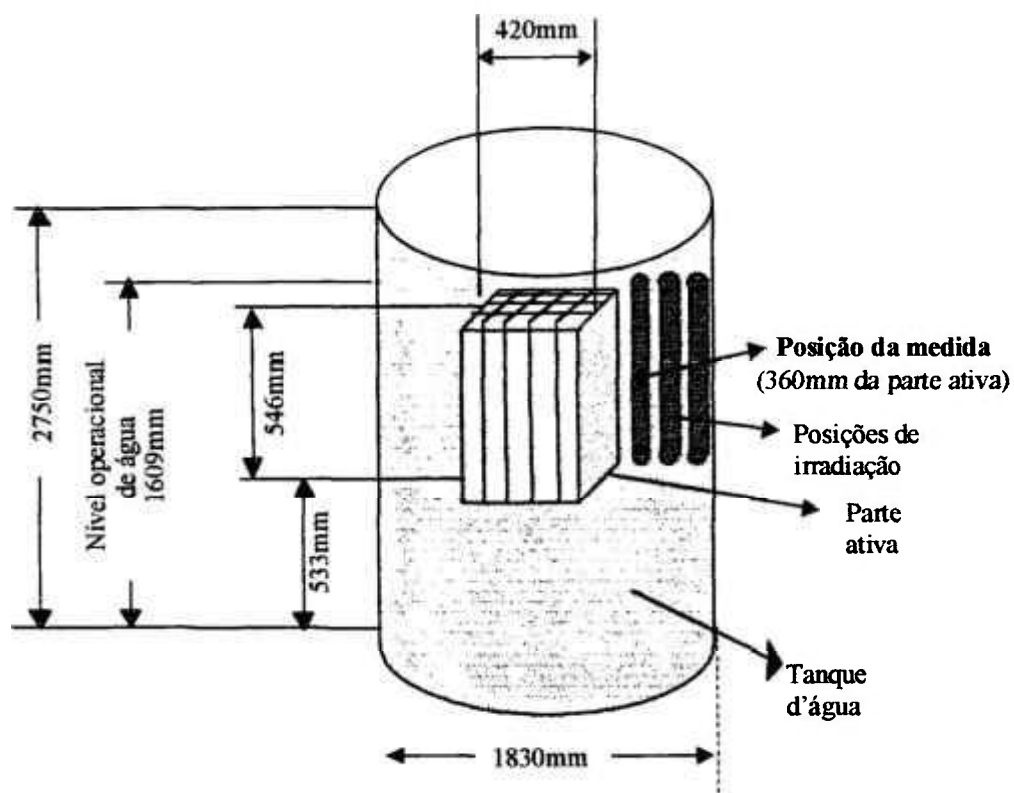


Figura 12 - Esboço do tanque de água do reator IPEN/MB-01, parte ativa e posição de irradiação

O reator IPEN/MB-01 é uma instalação nuclear que tem como objetivo principal estudar os parâmetros nucleares aplicáveis aos reatores nucleares moderados com água leve. Tem potência nominal de 100 W. A configuração de seu núcleo pode ser cambiada para a forma de um paralelepípedo ou de um cilindro, sendo geometricamente dividido em quadrantes. Na Figura 12 é apresentado um esboço do tanque d'água onde é contida o núcleo do reator e suas posições de irradiação para os testes de materiais para a obtenção de parâmetros neutrônicos. O seu combustível é o urânio enriquecido e está disposto em varetas construídas em tubo de aço inoxidável. As varetas com combustível nuclear são constituídas por pastilhas (i) de  $\text{UO}_2$  enriquecido a 4,3% em  $^{235}\text{U}$  e (ii) de  $\text{Al}_2\text{O}_3$  internas em tubos de aço com uma mola de fixação. São preenchidas com gás hélio à pressão de 1 bar. A vareta tem comprimento total de 1194 mm com 546 mm de parte ativa.

Fonte de partículas alfa. O emissor  $\alpha$  utilizado foi o  $^{241}\text{Am}$  eletrodepositado sobre uma superfície metálica de diâmetro  $\phi=10\text{mm}$  e parte ativa de  $\phi=5\text{mm}$ . Fonte produzida no Laboratório de Fontes do IPEN.

- As fontes de emissores gamas utilizadas foram adquiridas da Amersham, com certificado de calibração em 02/05/1996 e, possuíam nessa data as seguintes atividades nominais:

$^{137}\text{Cs}$  - atividade = 421 kBq

$^{60}\text{Co}$  - atividade = 473 kBq

$^{22}\text{Na}$  - atividade = 379 kBq

$^{241}\text{Am}$  - atividade = 363 kBq

### 3.5 - Preparação da pastilha de silício tipo "p"

A pastilha de silício tipo "p" foi previamente submetida a um tratamento de limpeza e preparação de suas superfícies para receberem a metalização por eletrodeposição. Esse processo físico-químico constituiu dos procedimentos seguintes:

1. *Etching* (tratamento químico das superfícies da pastilha de silício)
2. Eletrodeposição de Au e Al nas faces da pastilha de Si
3. Implantação de contatos ôhmicos

Foram utilizadas pastilhas de cristais de silício, tipo p (Topsil Semiconductor Material S/A), com resistividade acima de  $50\text{ k}\Omega\text{-cm}$ , com  $2,54\text{ cm}$  de diâmetro e  $1\text{ mm}$  de espessura (Figura 14). O tratamento químico da superfície (*etching*) da pastilha foi efetuado como descrito abaixo:

#### 1) Limpeza:

- Lavagem em sucessivas vezes da pastilha com: água deionizada, acetona, tricloroacetileno, acetona, água deionizada utilizando um banho ultra-sônico;
- Imersão da pastilha em uma solução de  $\text{HNO}_3$  (ácido nítrico);
- Enxágüe com água deionizada;

## 2) *Etching* Tratamento da superfície:

- Imersão em solução composta por  $\text{HNO}_3$ : $\text{HF}$ : $\text{CH}_3\text{COOH}$  (ácido acético) na proporção 3:1:1.(v:v) mantendo o recipiente da solução em banho de gelo.
- Enxágüe e resfriamento com água deionizada.
- Imersão em água deionizada por 30 minutos.
- Imersão em HF por 30 segundos.
- enxágües sucessivos com água deionizada.
- Imersão por 10 a 30 segundos em solução aquosa a 1% de  $\text{K}_2\text{Cr}_2\text{O}_7$  (dicromato de potássio) e 10% em volume de  $\text{H}_2\text{SO}_4$ .
- Enxágües sucessivos com água deionizada.
- Retirada da água da pastilha em papel de filtro
- Secagem em dessecador por aproximadamente 15 horas (uma *overnight*).

### 3.6 - Montagem do detector tipo barreira de superfície.

Em seguida ao tratamento químico, a pastilha foi colocada entre dois anéis de resina acrílica. Uma das faces da pastilha foi revestida com aproximadamente 3 mm de largura com resina de acetato de vinila. Após o endurecimento, a resina foi recoberta com 1 mm de resina Epoxy. A Figura 13 mostra o esquema da montagem utilizada.

A superfície sensível à radiação foi recoberta com Au eletrodepositado à vácuo com espessura de aproximadamente  $80 \mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$ . A superfície oposta foi recoberta com película de  $40 \mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$  de Al com processo de eletrodeposição à vácuo. A Figura 13 mostra o esquema de montagem utilizado. A fim de reduzir efeitos de degradação da pastilha por processos de oxidação ao longo do tempo, as bordas do *wafér* foram protegidas com resina epoxy<sup>52</sup>.

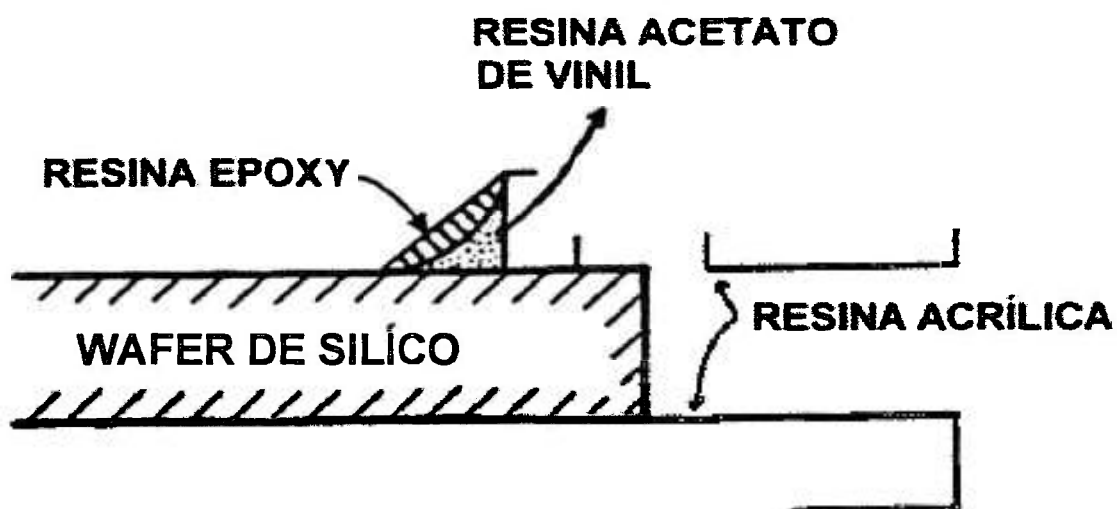


Figura 13 – Detalhe de construção do detector de silício. Figura adaptada de Takami e col<sup>32</sup>

As Figuras 14 (a e b) apresentam os esboços das montagens dos detectores com conversor **nêutron** → **próton** de recuo e com conversor **nêutron** → **partícula alfa**, com detalhes do posicionamento dos conversores.

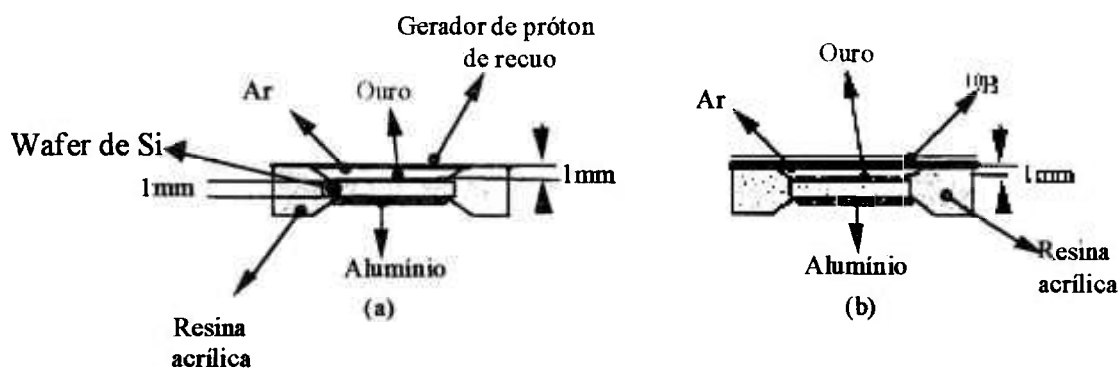


Figura 14 – Esboço da Montagem dos Detectores. (a) Detector de Próton de Recuo, (b) Detector com Conversor  $^{10}\text{B}$

Os detectores de Si foram montados em um arranjo de alumínio (Figura 15(a)) e em uma caixa de polietileno (Figura 15(c)). O alumínio foi escolhido por apresentar secção de choque baixa para neutrons conforme Tabela 8.

Tabela 8 - Secção de choque do alumínio e do silício para reação com neutrons<sup>2</sup>

Reação	Secção de Choque Média (mb)	Secção de Choque de Captura Radioativa (mb)
$^{27}\text{Al}(n,\alpha)^3\text{H}$	0,6845	-
$^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$	4,101	-
$^{28}\text{Si}(n,p)^{28}\text{Al}$	-	6,4
$^{28}\text{Si}(n,\gamma)^{29}\text{Si}$	-	177

A Figura 15 apresenta a foto das montagens dos detectores e a comparação de suas dimensões com um pequeno detector comercial da LND- tipo próton de recuo (15(b)).

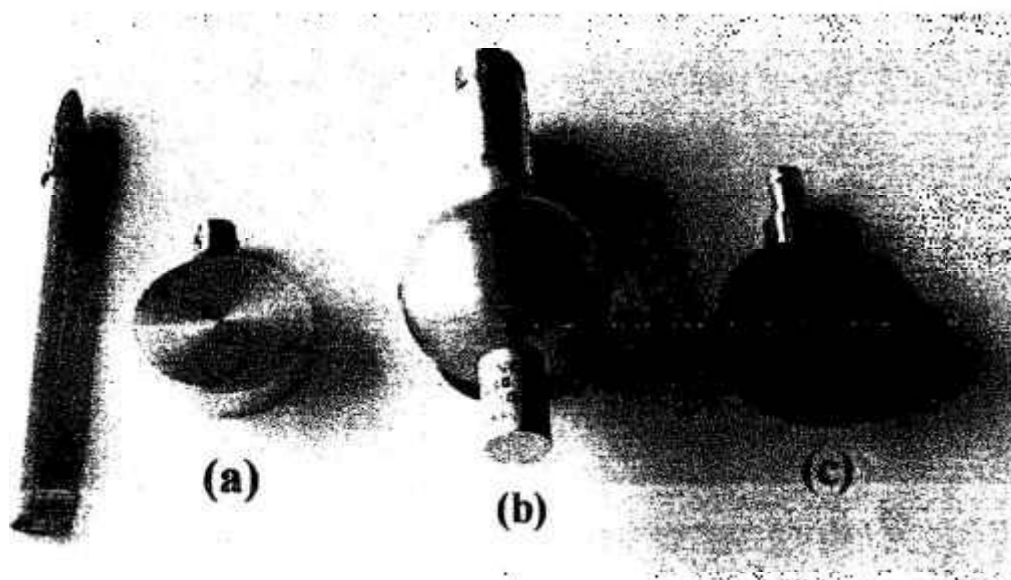


Figura 15 – Fotografia dos detectores de neutrons projetados neste trabalho: (a) detector montado em alumínio, (c) detector montado em polietileno e (b) detector comercial da LND com hidrogênio a 1 atmosfera como gás de preenchimento.

A Figura 16 apresenta o detector montado dentro da caixa de polietileno, tendo em sua volta os vários filmes de  $^{10}\text{B}$  elaborados por deposição eletroforética sobre superfície de alumínio tratado quimicamente

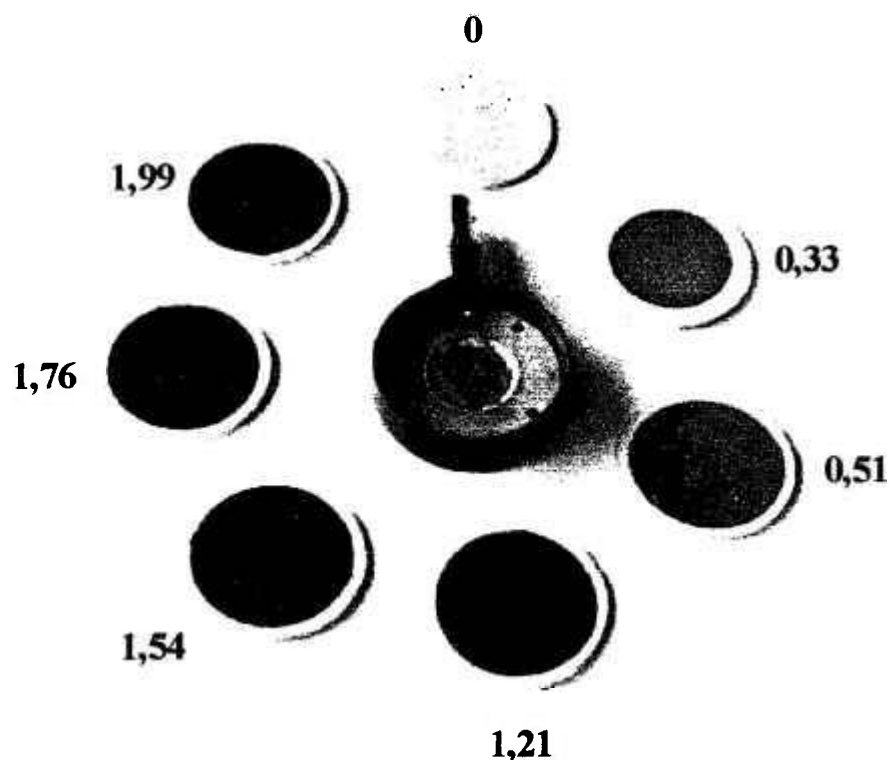


Figura 16 – Detector tipo barreira de superfície desenvolvido neste trabalho, montado em caixa de polietileno e com as sete diferentes películas preparadas para o estudo da espessura otimizada. Ao lado de cada película está grafado o valor da espessura superficial de  $^{10}\text{B}$  em  $\text{mg}\cdot\text{cm}^{-2}$ .

Na Figura 17 é mostrado o esquema do preamplificador desenvolvido para este trabalho e a Figura 18 apresenta a montagem final do preamplificador.

Não houve intenção de produzir um preamplificador excepcional ou melhor do que aqueles já existentes no mercado. A intenção, no presente trabalho, de construir um preamplificador foi norteado somente por critérios econômicos visando o uso em maior escala do detector proposto em futuro próximo.

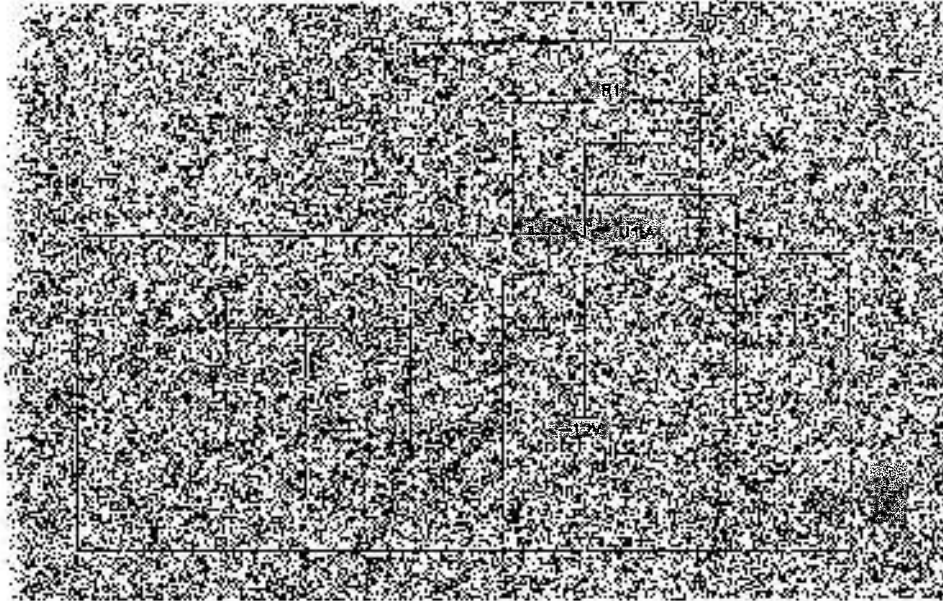


Figura 17 – Esquema do preamplificador sensível à carga, projetado e construído para ser usado nesse trabalho. Foi utilizado o amplificador operacional CS AMP-2 Soshin 9101 (Japão) no circuito eletrônico desse preamplificador.

Para avaliar o desempenho do preamplificador desenvolvido, o sinal de saída do preamplificador foi analisado em um osciloscópio Tektronix mod. TDS 220. Para o preamplificador aqui desenvolvido e o de um preamplificador consagrado no mercado (modelo 142A da ORTEC) foi comparado o parâmetro "*rise-time*"\* nas mesmas condições experimentais das medidas elaboradas nesse trabalho, isto é considerando a fiação interposta entre o detector e o preamplificador e a capacitância intrínseca da pastilha do detector.

O mesmo osciloscópio Tektronix mod TDS 220 foi utilizado para determinar o traçado dos pulsos eletrônicos e da linha de base do ruído eletrônico gerado pelo sistema: detector-preamplificador-fiação. A relação sinal-ruído foi determinada pela razão da altura média dos pulsos gerados por uma fonte  $\alpha$  de  $^{241}\text{Am}$  e a altura média da linha de base do ruído eletrônico.

\* Parâmetro definido pelo intervalo de tempo decorrido para que o sinal cresça de 10% até 90% da altura máxima do mesmo<sup>4,35,46</sup>.

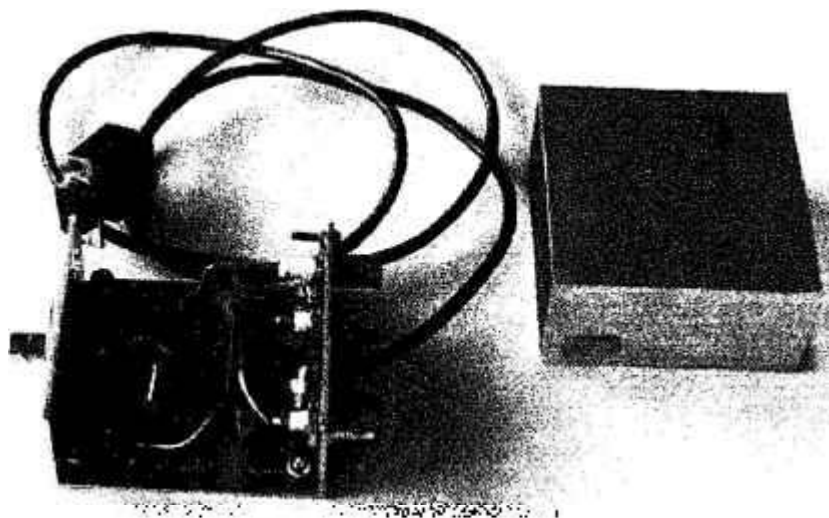


Figura 18 – Vista geral do preamplificador desenvolvido neste trabalho utilizando o amplificador operacional CS AMP-2 Soshin 9101 (Japão)

### 3.7 – Medidas experimentais

#### 3.7.1 – Altura de pulso dos sinais gerados pelos detectores

Foram realizadas três seqüências de medidas para comparar as respostas dos detectores utilizados, a saber: (a) detector com  $^{10}\text{B}$ , (b) detector com polietileno e (c) detector sem conversor.

Para fins de radioproteção, o arranjo experimental (fonte + detector) foi blindado com blocos de parafina com paredes de 10 cm de espessura (Figura 19).

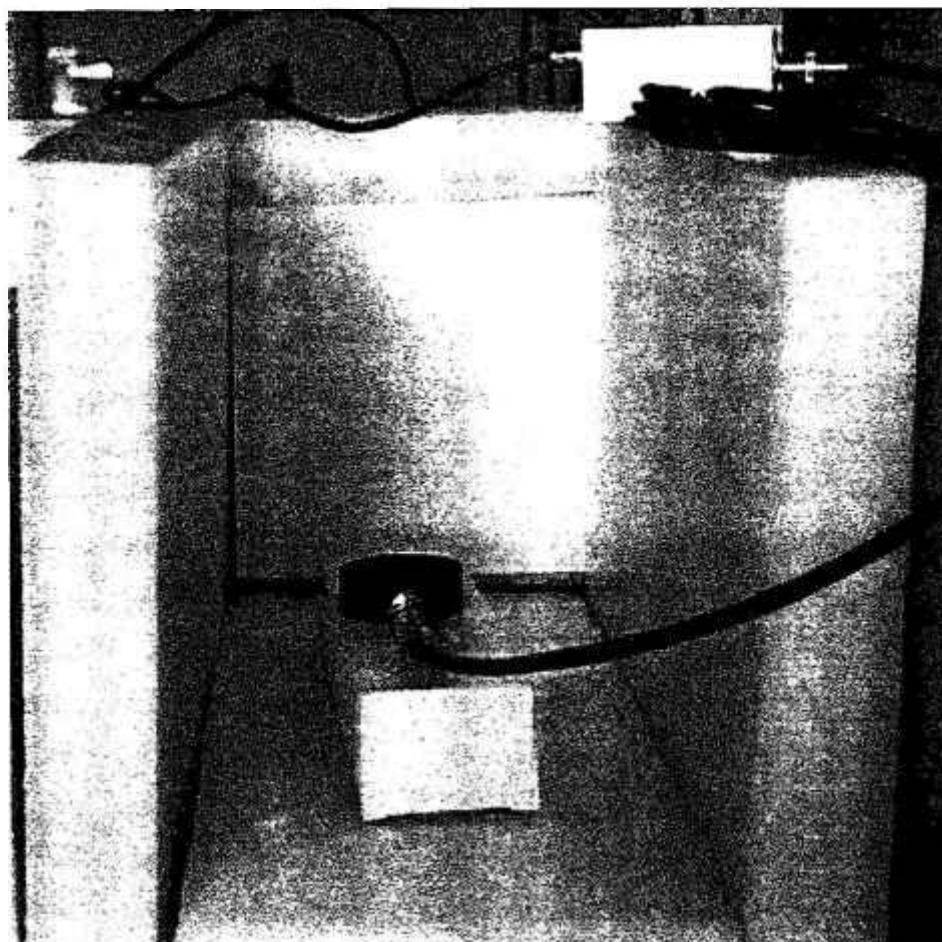


Figura 19 – Detector blindado com parede de 10 cm de parafina utilizada nas medidas no laboratório. A função da blindagem de parafina é a de propiciar proteção radiológica ao operador.

Para verificar preliminarmente a resposta de cada um dos detectores foi utilizada uma fonte de partículas alfa de  $^{241}\text{Am}$ .

As seqüências de medidas para avaliar o desempenho do detector foram realizadas nas etapas seguintes:

1. caracterização da radiação de fundo do laboratório;
2. resposta do detector com conversor de  $^{10}\text{B}$ , (i) no laboratório e (ii) no ambiente do reator nuclear (IPEN-MB-01), a uma distância de 360mm do caroço do reator.
3. resposta do detector com o “conversor” de próton de recuo (i) no laboratório e (ii) em ambiente de reator nuclear (IPEN-MB-01), a uma distância de 360mm do caroço do reator.

### 3.7.2 – Determinação da espessura do bloco de parafina para termalização dos neutrons

O conversor nêutron  $\rightarrow \alpha$  utilizando o  $^{10}\text{B}$  apresenta maior secção de choque para neutrons térmicos (Figura AII.4 no apêndice II). Por outro lado a fonte de neutrons de  $^{241}\text{Am}-^9\text{Be}$  utilizada, gera neutrons rápidos. Assim, foi necessário reduzir a energia desses neutrons à região térmica. Para isso, utilizou-se blocos de parafina entre a fonte e o detector. Nesse caso, é necessário conhecer a espessura do bloco de parafina que estabeleça o melhor compromisso entre a termalização e a fluência dos neutrons emergentes. Para isso, várias espessuras de parafina foram intercaladas entre a fonte de  $^{241}\text{Am}-^9\text{Be}$  e o detector. Os pares de pontos (Atividade normalizada (ips) vs espessura (mm)) apresentam uma distribuição que mostra o processo de termalização, espalhamento e absorção de neutrons. Em função da complexidade de interação que leva à termalização dos neutrons na parafina, nenhum modelo com fundamentação teórica foi aplicado. A espessura considerada ótima foi adotada como o ponto de máximo obtido experimentalmente.

### 3.7.3 – Determinação da espessura otimizada da película contendo $^{10}\text{B}$

Adotou-se como critério da espessura ótima de  $^{10}\text{B}$  aquela que apresentasse melhor relação:  $\frac{\text{Taxa de reação } (n \rightarrow \alpha)}{\text{Auto absorção}}$ , i.e, a espessura que gerasse maior taxa de

impulsos no detector. Para determinar esse parâmetro, foram preparadas sete películas de  $^{10}\text{B}$  conforme Tabela 9. As medidas foram feitas no arranjo esquematizado na Figura 19, posicionando o detector a uma distância de 110mm da fonte de neutrons e usando a espessura de parafina otimizada para a termalização, i.e, 70mm (item anterior).

Tabela 9 – Densidade superficial do depósito de  $^{10}\text{B}$ .

Película	Espessura ( $\text{mg}/\text{cm}^2$ )
1	0,00
2	0,33
3	0,51
6	1,21
4	1,54
5	1,76
7	1,99

### 3.7.4 – Determinação da espessura otimizada da película Polietileno

Esse estudo foi conduzido para os detectores tipo próton de recuo utilizando conversores de polietileno. Os critérios para a estabelecer a espessura ótima do polietileno, i.e, a espessura que resultar na maior quantidade de prótons de recuo que emergem do conversor foram os mesmos usados para determinar a espessura do  $^{10}\text{B}$ . As películas de plásticos de polietileno estão listadas na Tabela 10.

Uma fonte de neutrons de  $^{241}\text{Am}-^9\text{Be}$  com fluência nominal de  $296000 \text{ neutrons}\cdot\text{s}^{-1}$  e com dimensões descritas na Figura 11 foi colocada superiormente ao detector, no arranjo da Figura 19. Para cada uma das películas, a quantidade "A" de impulsos gerados no detector foi acumulada durante 1200 segundos. A seguir, calculou-se o ritmo de impulsos por segundo:  $R(\text{ips}) = \frac{A}{1200}$ . A estimativa do erro dessas medidas foi calculada adotando a distribuição de Poisson<sup>40</sup>.

$$\Delta R(\text{ips}) = \sqrt{\frac{R}{1200}} \quad (3.1)$$

Tabela 10 - Espessura dos filmes de polietileno.

Amostra	Espessura X (mm) *
0	0,000
1	0,042
2	0,083
3	0,167
4	0,250
5	0,333
6	0,417
7	0,500
8	0,583
9	0,667
10	0,750
11	0,833
12	0,917
13	1,000
14	1,083
15	1,166

\* A conversão da espessura em unidades de "mm" em unidades de espessura superficial  $\text{mg}\cdot\text{cm}^{-2}$  pode ser efetuada multiplicando a espessura em "mm" pelo fator 108, proveniente da densidade do polietileno adotada como sendo  $1,08 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$

Para representar os pares de pontos (X(cm) vs R(ips)) foi desenvolvido neste trabalho o modelo matemático definido por:

$$R(\text{ips}) = \varepsilon_p \cdot N_0 \cdot (1 - e^{-\Sigma \cdot X}) \cdot e^{-\mu \cdot X} + \varepsilon_n \cdot N_0 \cdot e^{-\Sigma \cdot X} \quad (3.2)$$

sendo: ■  $\varepsilon_p$  = fator global de eficiência de detecção dos prótons de recuo, adotado como sendo igual a 1 (todos os prótons que atingem o detector geram um sinal),

- $N_0(\text{neutrons/s}) = 29600$  (vide considerações do item III-2 apêndice III)
- $\varepsilon_n$  = fator global de eficiência de detecção dos neutrons que emergem do conversor, adotado como sendo  $\frac{\text{Medida sem conversor (ips)}}{N_0} = 0,00165$
- $\Sigma(\text{cm}^{-1})$  = valor associado à secção de choque macroscópica média para os neutrons incidentes no conversor e
- $\mu = \frac{1}{0,00235 \cdot E_{proton}^{1,8}} (\text{cm}^{-1})$  = coeficiente de absorção dos prótons associado ao alcance  $X_R(\text{cm})$  dos prótons com energia  $E_{proton}(\text{MeV})$  no conversor de polietileno<sup>27</sup>

No processo de ajuste da função aos pares de pontos  $[X(\text{cm}), R(\text{ips})]$  o método dos mínimos quadrados não-linear foi aplicado à função acima. Cada ponto experimental foi ponderado pelo critério:

$$Peso = \frac{1}{\Delta R^2} \quad (3.3)$$

A espessura considerada ótima foi determinada graficamente por meio do traçado da curva teórica de regressão  $R(\text{ips})$ .

### 3.7.5 – Estimativa da energia média dos neutrons incidentes.

Os valores das secções de choque microscópica (barn) do hidrogênio e do carbono, foram extraídos dos dados compilados da JAERI<sup>19</sup> (Japan Atomic Energy Research Institute, Figuras AII.1 e AII.5) no intervalo de energia de 1 a 10 MeV.

No presente trabalho, a secção de choque microscópica do hidrogênio em função da energia  $E(\text{MeV})$  foi ajustada por regressão ao polinômio:

$$\sigma_H(\text{barn}) = 6,94 - 4,48E + 1,60E^2 - 0,313E^3 + 0,0332E^4 - 0,00179E^5 + 3,85 \cdot 10^{-5}E^6 \quad (3.4)$$

o qual apresenta coeficiente de explicação  $r^2=0,99922$  no intervalo de  $1 \leq E(\text{MeV}) \leq 10$ .

Analogamente, para o carbono,  $\sigma_C$  foi estimado pelo polinômio seguinte:

$$\sigma_C(\text{barn}) = 9,70 - 13,5E + 8,22E^2 - 2,33E^3 + 0,330E^4 - 0,0228E^5 + 6,13 \cdot 10^{-4}E^6 \quad (3.5)$$

com  $r^2 = 0,8751$ , no intervalo de  $1 \leq E(\text{MeV}) \leq 10$ .

Considerando que:

- a densidade do polietileno seja igual a  $0,92 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$
- a fórmula mínima do poliestileno  $n(\text{CH}_2)$  contenha dois átomos de H e um de C
- a massa molar de  $\text{CH}_2$  seja igual a  $14\text{g}$

então o número de elementos na cadeia de polimerização  $\text{CH}_2$  em  $1 \text{ cm}^3$  será igual a  $\frac{0,92}{14} \cdot 6,02 \cdot 10^{23} \cong 3,96 \cdot 10^{22}$  elementos  $\text{CH}_2$ . Logo, no volume de  $1 \text{ cm}^3$  de polietileno a quantidade de átomos de H e C será igual a  $n_H=7,91 \cdot 10^{22}$  e  $n_C=3,96 \cdot 10^{22}$  respectivamente. Sendo a secção de choque macroscópica do polietileno definida por<sup>23</sup>:

$$\Sigma_{\text{poliestileno}}(\text{cm}^{-1}) = n_H \cdot \sigma_H + n_C \cdot \sigma_C \quad (3.6)$$

onde  $\sigma_H$  e  $\sigma_C$  são as secções de choques microscópicas expressas em unidades barn ( $1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$ ). Assim, combinando a equação (3.6) com as equações (3.4) e (3.5) resulta que:

$$\Sigma_{\text{polietileno}}(\text{cm}^{-1}) = 0,933 - 0,889E + 0,452E^2 - 0,117E^3 + 0,0157E^4 - 0,00104E^5 + 0,0000273E^6 \quad (3.7)$$

sendo a a energia "E" expressa em MeV.

A energia representativa "E<sub>R</sub> (MeV)" para os neutrons da fonte de Am-Be foi calculada substituindo o valor da secção de choque macroscópica " $\Sigma_{\text{polietileno}}$ ", obtida da regressão da função experimental (3.2) R(ips) descrita no item anterior. A "E<sub>R</sub> (MeV)" foi estimada pelas raízes do polinômio (3.7) de grau 6 utilizando o programa Mathematica<sup>® 57</sup>.

Dentre as raízes obtidas selecionou-se as reais e, entre elas foi adotado o valor que apresentou maior consistência com dados experimentais no intervalo de energia dos neutrons emitidos pela fonte de Am-Be.

### **3.7.6 – Esquema de medidas e da eletrônica utilizada na caracterização do detector**

Na Figura 20 está esquematizado o processo de detecção de neutrons utilizando o conversor de  $^{10}\text{B}$ . Inicialmente, o feixe de neutrons foi moderado para efetivar a produção das partículas  $\alpha$  na reação  $(n,\alpha)$  do  $^{10}\text{B}$ . Nessa reação, o  $^{10}\text{B}$  transmuta para  $^{11}\text{B}$  em estado energético instável decaindo após aproximadamente  $10^{-12}\text{s}$  com emissão de uma partícula alfa e transmutando para  $^7\text{Li}$ .

A detecção de neutrons usando o polietileno como gerador de próton de recuo é mais simples pelo fato de não necessitar moderar os neutrons rápidos da fonte de Am-Be.

O esquema de montagem do detector conectado a eletrônica associada para a sua caracterização é apresentado na Figura 21.

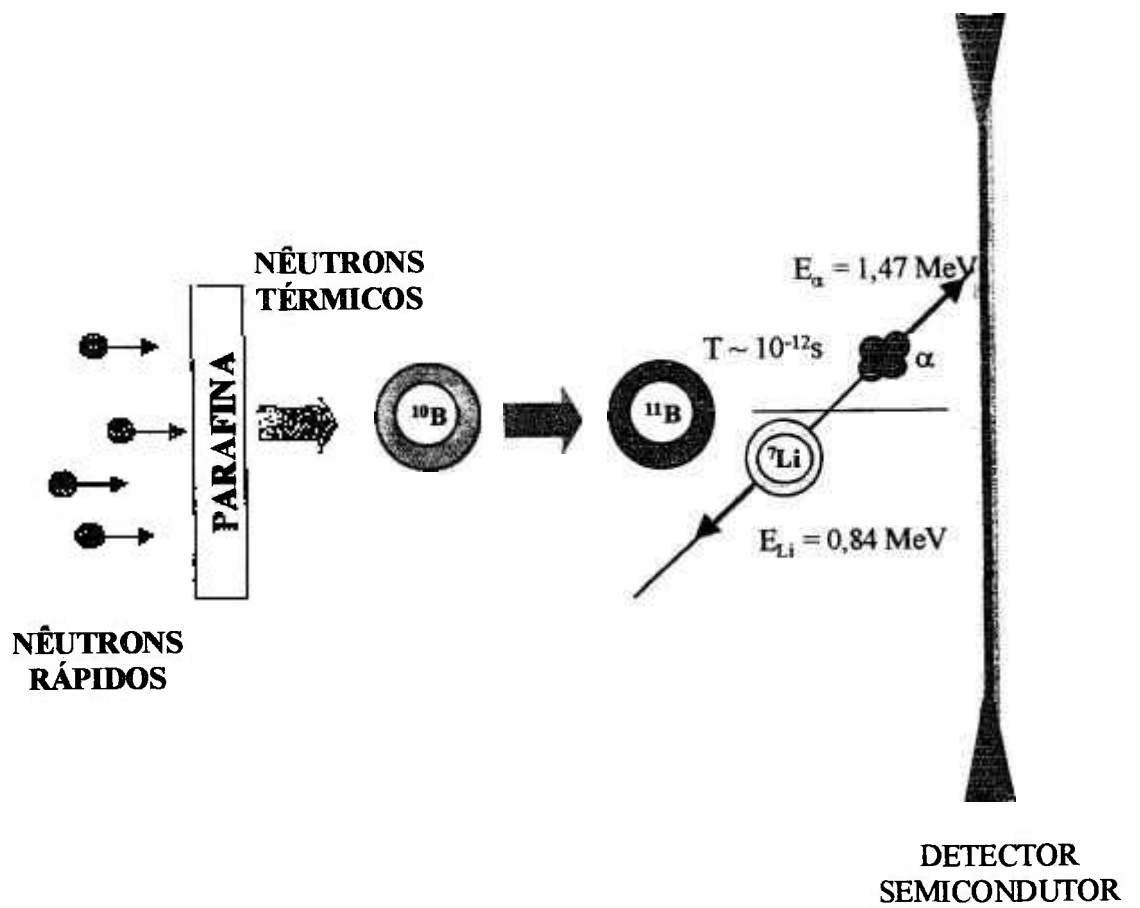


Figura 20 – Esquema do sistema de detecção de neutrons usando o  $^{10}\text{B}$  como conversor.

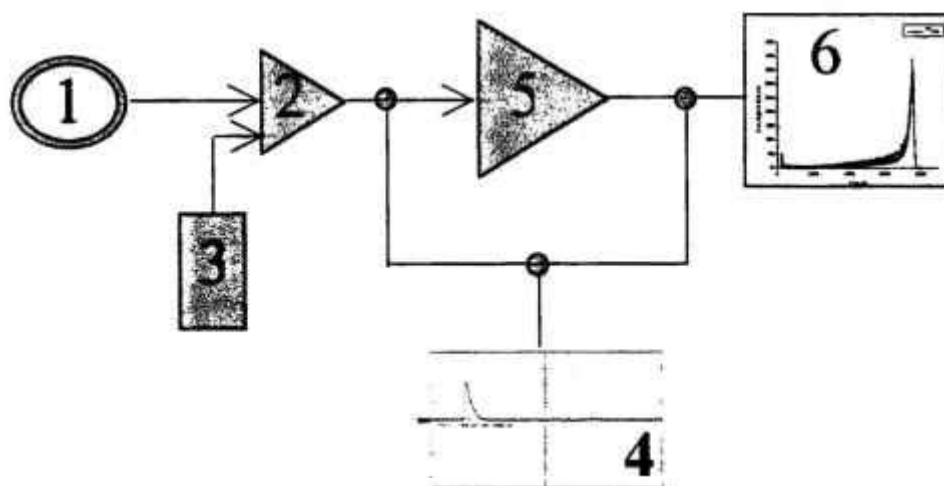


Figura 21 – Esboço do sistema de medidas, detector e eletrônica utilizada:

1) Detector, 2) Preamplificador, 3) Tensão de polarização (20 a 40 V), 4) Osciloscópio, 5) Amplificador, 6) Multicanal (Módulo Spectrum Master ORTEC Modelo 919 + Micro Computador)

### 3.7.7 – Correlação entre a potência de operação do reator IPEN/MB 01 e a resposta do detector

Os dois detectores, (a) “conversor”  $n \rightarrow p$  (polietileno) e (b) conversor  $n \rightarrow \alpha$  ( $^{10}\text{B}$ ), foram colocados nas proximidades do caroço do reator em uma das posições de irradiação, conforme mostra o esquema da Figura 12. Sendo a potência dissipada pelo reator diretamente proporcional à taxa de combustível consumido e como consequência à quantidade de neutrons gerados, então foi averiguado a possibilidade dos detectores aqui descritos funcionarem como controladores de potência do reator. Para verificar essa hipótese o reator IPEN/MB 01 foi operado em diferentes potências e simultaneamente o detector foi utilizado ao longo do tempo de operação do reator. Para cada potência de operação os impulsos gerados nos detectores foram integrados durante 300 segundos gerando a informação nº de impulsos (ips). Os espectros de cada medida foram comparados num mesmo diagrama. Para o detector com o “conversor” de polietileno, a quantidade de impulsos integrados nos canais de números 3500 a 5000 foram anotados

para fins da determinação da potência do reator. O intervalo de canais adotado teve a intenção de considerar a posição dos picos dos espectros e também de evitar a influência da radiação gama.

Os pares de pontos experimentais [potência (W) vs n° de impulsos (ips)] foram lançados em gráfico linear e os parâmetros da reta de regressão, i.e., a intersecção da reta com o eixo das ordenadas, parâmetro "*a*" e o coeficiente angular "*b*" foram determinados pelo método dos mínimos quadrados. A qualidade de resposta desse modelo foi avaliada pelo coeficiente de explicação ou determinação  $r^2$ .

#### 4 RESULTADOS

Para comparar o *rise-time* (parâmetro que expressa o tempo de formação do sinal) do preamplificador desenvolvido neste trabalho (doravante denominado “preamplificador IPEN”) com o preamplificador modelo 142A da ORTEC, o detector foi excitado com uma fonte emissora  $\alpha$  de  $^{241}\text{Am}$ . Os sinais de saída dos preamplificadores: (i) IPEN e (ii) ORTEC 142A, estão mostrados nas figuras 22 e 23 respectivamente. Na Figura 24.a e 24.b os mesmos sinais estão expandidos na escala de tempo para melhor avaliar o *rise-time* dos preamplificadores. O *rise-time* para o preamplificador do IPEN foi de 16,3  $\mu\text{s}$  e o da ORTEC 20,4  $\mu\text{s}$ .

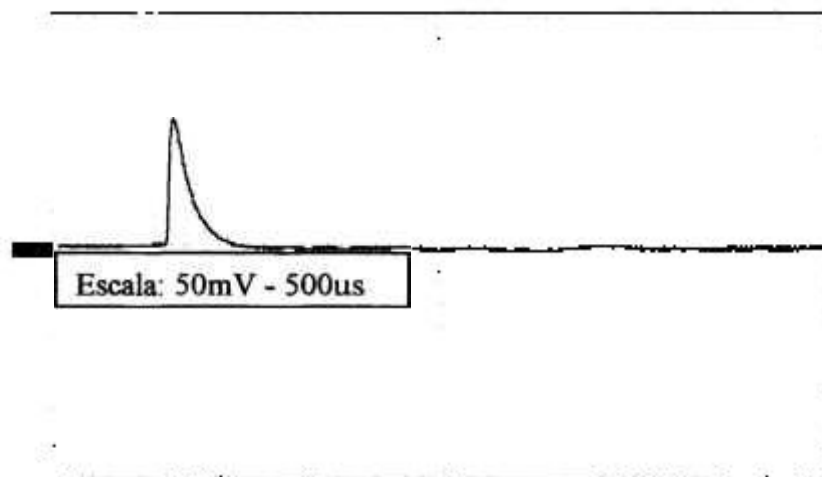


Figura 22 – Saída do preamplificador desenvolvido para este trabalho.

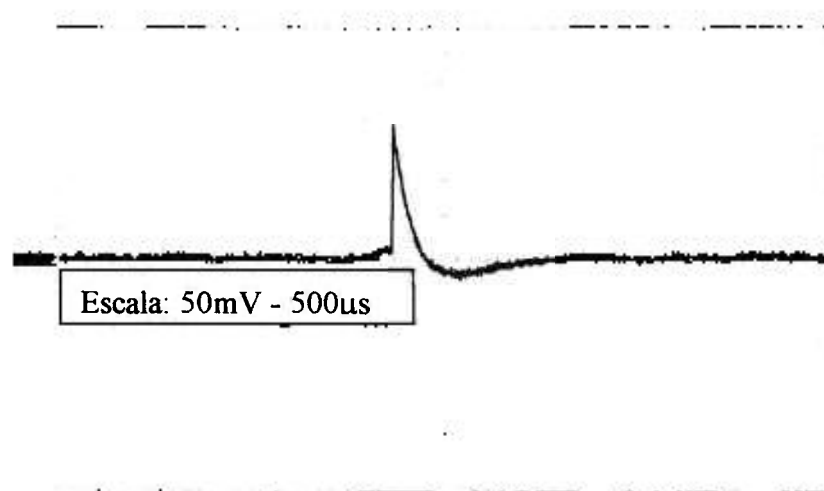


Figura 23 – Saída preamplificador ORTEC modelo 142 A

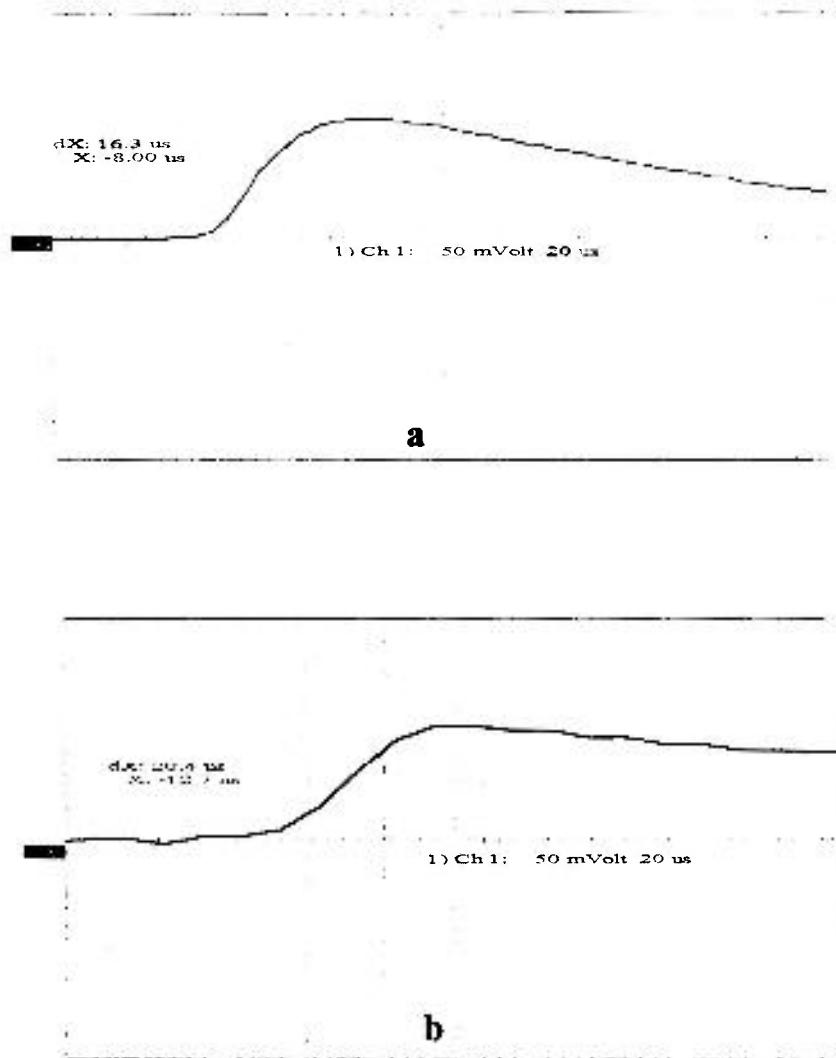


Figura 24 – Perfis dos tempo de subida dos pulsos de saída dos preamplificadores: (a) IPEN e (b) ORTEC, modelo 142A.

Na Figura 25 é mostrado o perfil do espectro alfa de uma fonte de  $^{241}\text{Am}$  obtido experimentalmente com o detector de barreira de superfície desenvolvido neste trabalho.

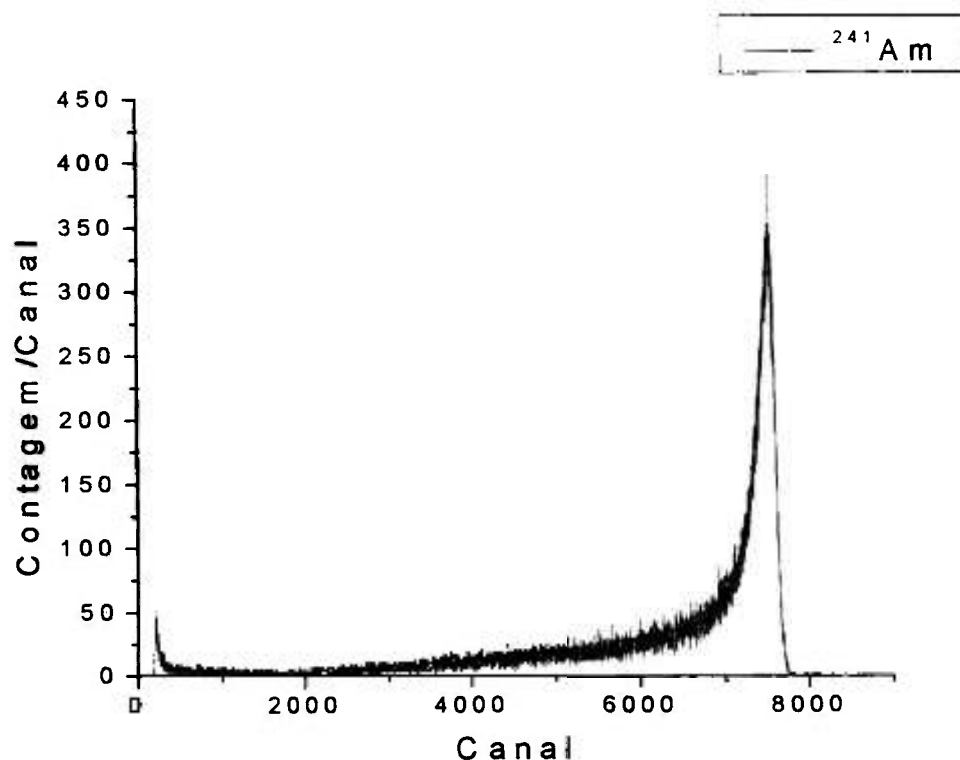


Figura 25 – Espectro da radiação alfa de uma fonte de  $^{241}\text{Am}$  obtido pelo detector de barreira de superfície.

Na Figura 26 é apresentada a curva da atenuação de neutrons em diversas espessuras de parafina, obtida com o objetivo de estudar a melhor espessura para termalizar os neutrons.

A Tabela 11 apresenta os resultados das medidas efetuadas para determinar a espessura de boro que resulta na melhor eficiência de detecção. Nela estão relacionadas as espessuras em  $\text{mg}\cdot\text{cm}^{-2}$  versus  $\text{contagens}\cdot\text{s}^{-1}$

A Figura 27 mostra o comportamento da curva que relaciona a espessura da película do conversor de  $^{10}\text{B}$  versus a atividade detectada. A maior eficiência de detecção foi considerada no ponto de máximo da curva experimental, definindo assim a espessura da película otimizada de  $^{10}\text{B}$ . Experimentalmente a espessura ótima foi de  $1,54 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-2}$  ( $6,55 \mu\text{m}$ ).

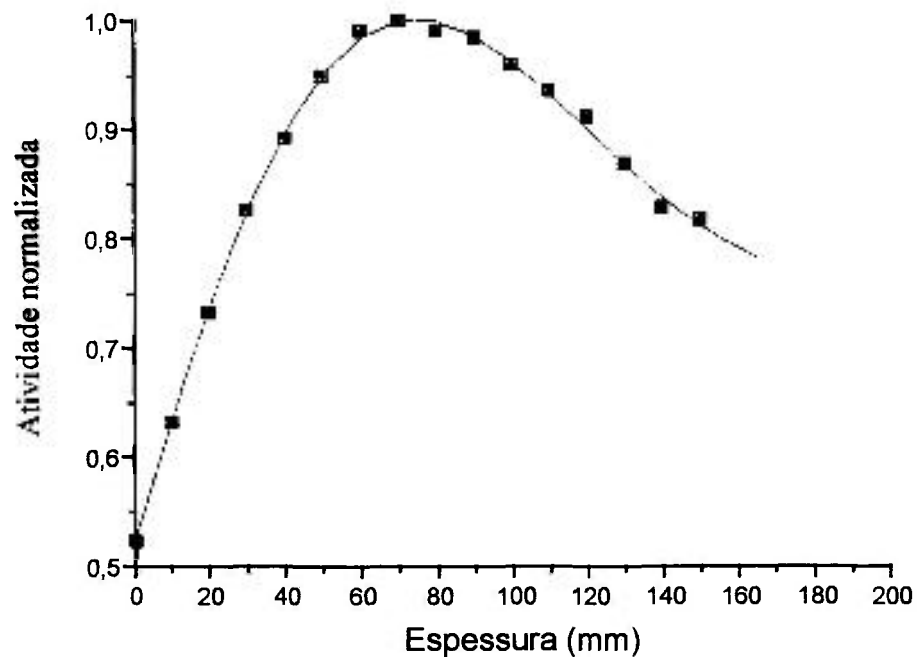


Figura 26 – Estudo da espessura ideal de parafina para termalizar os neutrons de uma fonte de  $^{241}\text{Am-Be}$ . A espessura de eficiência máxima, determinada graficamente, foi igual a 70mm. A barra de erro experimental, estimado pela distribuição de Poisson  $\varepsilon = \frac{\text{Taxa de Contagem}}{\sqrt{\text{Tempo de Acumulo}}}$  está dentro da própria representação gráfica dos pontos experimentais.

O fenômeno de moderação de neutrons na parafina é relativamente complexo. O nêutron rápido transfere sua energia cinética para os átomos de hidrogênio. Nesses eventos os neutrons são levados ao mesmo nível energético do movimento das moléculas da parafina (movimento browniano). O processo de termalização promove uma distribuição isotrópica dos neutrons na parafina de modo que somente uma pequena fração deles sai do bloco de parafina no sentido de sensibilizar o detector pelo processo de conversão de partículas  $\alpha$ . Comparando-se a fluência de neutrons da fonte de  $^{241}\text{Am-Be}$  com a fração de neutrons que sensibilizam o detector constata-se que a termalização reduz imensamente a eficiência global de detecção. Além desse aspecto, no detector projetado neste trabalho foi desprezado a absorção das partículas  $\alpha$  pela camada de ar interposta entre a película de  $^{10}\text{B}$  e a superfície sensível da pastilha de silício. Assim, é esperado que o perfil da curva experimental, mostrada na Figura 27, seja complexo. Devido a essa complexidade, neste trabalho, não foi proposto um modelo matemático capaz de explicar todos os fenômenos

envolvidos no processo de detecção, a saber, os fenômenos de termalização, da secção de choque da reação ( $n,\alpha$ ) e da autoabsorção das partículas.

Tabela 11. Atividade (impulsos por segundo) da radiação  $\alpha$  obtidas para diferentes espessura de  $^{10}\text{B}$ .

Espessura de $^{10}\text{B}$ ( $\text{mg}\cdot\text{cm}^{-2}$ )	Atividade(ips)
0,00	6,22
0,33	10,33
0,51	10,87
1,21	13,55
1,54	14,58
1,76	14,44
1,99	12,32

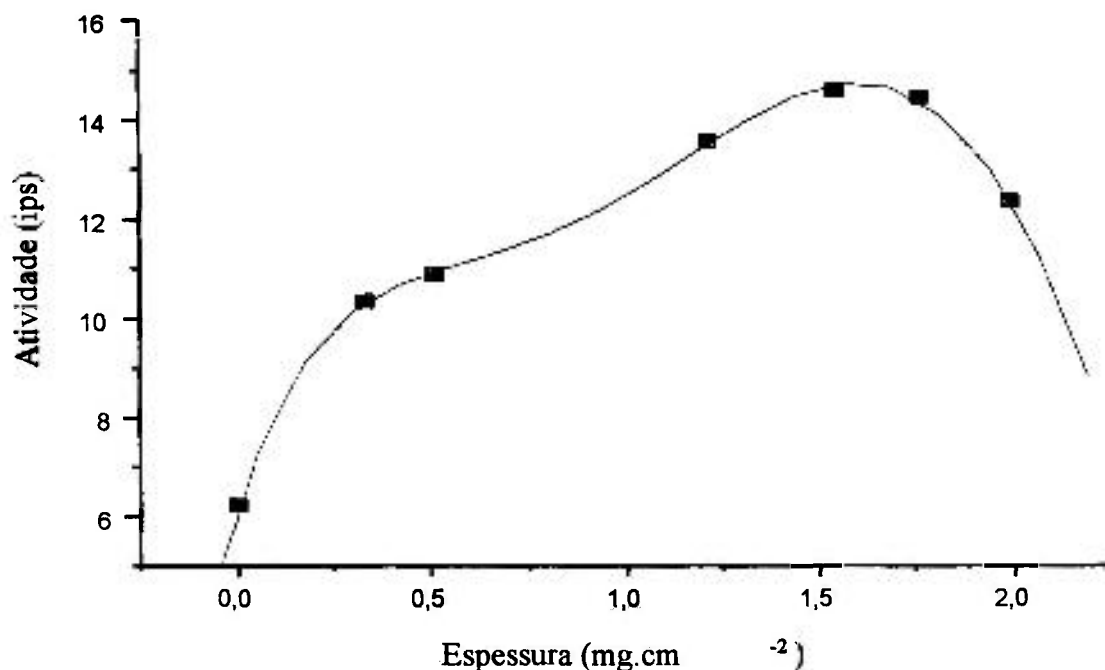


Figura 27 - Atividade da radiação  $\alpha$  em função das diferentes espessuras da película de  $^{10}\text{B}$ . A espessura de eficiência máxima, determinada graficamente, foi igual a  $1,54 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-2}$ . A barra de erro experimental, estimado pela distribuição de Poisson

está dentro da própria representação gráfica dos pontos experimentais.

$$\epsilon = \sqrt{\text{Taxa de Contagem}}$$

A Tabela 12 apresenta os resultados das medidas para avaliar a espessura ideal de polietileno. Nela estão relacionadas as espessuras em **cm** versus **atividade(ips)**

Tabela 12 Valores obtidos para determinar a espessura ótima de polietileno.

Espessura do filme de polietileno (cm)	Atividade(ips)
0,00000	48,74
0,00417	94,44
0,00833	129,31
0,01666	164,10
0,02500	191,95
0,03333	205,44
0,04166	215,74
0,04999	222,28
0,05832	225,49
0,06666	221,36
0,07499	213,42
0,08332	199,13
0,09165	179,04
0,09998	162,27
0,10832	152,23
0,11665	147,63

A Figura 28 mostra a curva da espessura da película do “conversor” de polietileno versus a atividade observada. A espessura da película que resulta na maior atividade é a que otimiza a eficiência de detecção. A medida experimental que resultou na maior taxa de contagem correspondeu a espessura de 0,05832 cm (62,64 mg·cm<sup>-2</sup>).

O detector com o gerador de prótons de recuo, utilizando o polietileno, é sensível aos neutrons rápidos e portanto não é necessário termalizá-los previamente. Assim, os fenômenos físicos envolvidos são relativamente mais simples comparados com a utilização do conversor de <sup>10</sup>B. Um outro critério para definir a espessura otimizada da película de polietileno é por meio da aplicação de um modelo matemático para explicar os pontos experimentais da Figura 28, isto é, fazendo-se uso da equação (3.2) (vide item 3.7.4):

$$R(ips) = \varepsilon_p \cdot N_0 \cdot (1 - e^{-\Sigma \cdot X}) \cdot e^{-\mu \cdot X} + \varepsilon_n \cdot N_0 \cdot e^{-\Sigma \cdot X}$$

Na equação (3.2) os parâmetros:

- $\epsilon_p = 1$  (supondo que a eficiência intrínseca de detecção de um próton, ao atingir a face sensível do detector, é constante e igual a um)
- $N_0 = 29600 \text{ n}\cdot\text{s}^{-1}$  (vide considerações do item III-2 no apêndice III)

foram considerados constantes enquanto,

- $\Sigma = (0,338 \pm 0,010) \text{ cm}^{-1}$
- $E = (5,35 \pm 0,06) \text{ MeV}$

são parâmetros de regressão, i.e., parâmetros considerados livres no processo de ajuste por regressão não linear dos dados da Tabela 12 ao modelo da equação (3.2).

Dos parâmetros de regressão inferiu-se que a secção de choque macroscópica do polietileno foi de  $\Sigma = 0,338 \pm 0,010 \text{ cm}^{-1}$ . Substituindo este valor  $\Sigma_{\text{polietileno}}$  no polinômio (3.7) (descrito no item 3.7.5) permite inferir que energia média “Er” dos neutrons emitidos pela fonte de Am-Be apresenta raízes reais em 1,23 [1,14 a 1,34] MeV e 8,88 [8,87 a 9,01] MeV.

Dados experimentais descritos por Marsh e col<sup>28</sup> e Thompson e Taylor<sup>54</sup> mostram que o espectro de energia dos neutrons da fonte Am-Be, inicia-se em aproximadamente 0,2 MeV e finaliza o próximo a 11 MeV. Portanto, no intervalo de 0 a 11 MeV a raiz real em 8,88 MeV do polinômio (3.7) (vide item 3.7.5) é a que apresenta consistência experimental pois de acordo com os dados de Salgir e Walker<sup>43</sup> existe um fator de aproximadamente dois entre a energia do nêutron e a do próton. Assim, a raiz correspondente a 8,88 [8,87 a 9,01] MeV foi adotada neste trabalho como a energia “Er” representativa do espectro de neutrons emitidos pelo invólucro da fonte de <sup>241</sup>Am-Be.

No tocante a energia dos prótons de recuo Sargir e Walker<sup>43</sup> relatam que o espectro de energia dos prótons emergentes da película de polietileno tem um perfil complexo em termos de acidentes gráficos iniciando-se próximo a 1,4 MeV e finalizando em aproximadamente 6 MeV, sugerindo a existência de pelo menos três picos (vide Figura AIII.2). Assim, o valor numérico  $E = (5,35 \pm 0,06) \text{ MeV}$ , obtido pela regressão dos dados da Tabela 12 ao modelo matemático da equação (3.2), pode ser interpretada como a energia representativa do espectro dos prótons emergentes da película de polietileno, observando que ela mantém uma relação igual 1,66 próxima ao fator descrito por Salgir e Walker<sup>43</sup>.

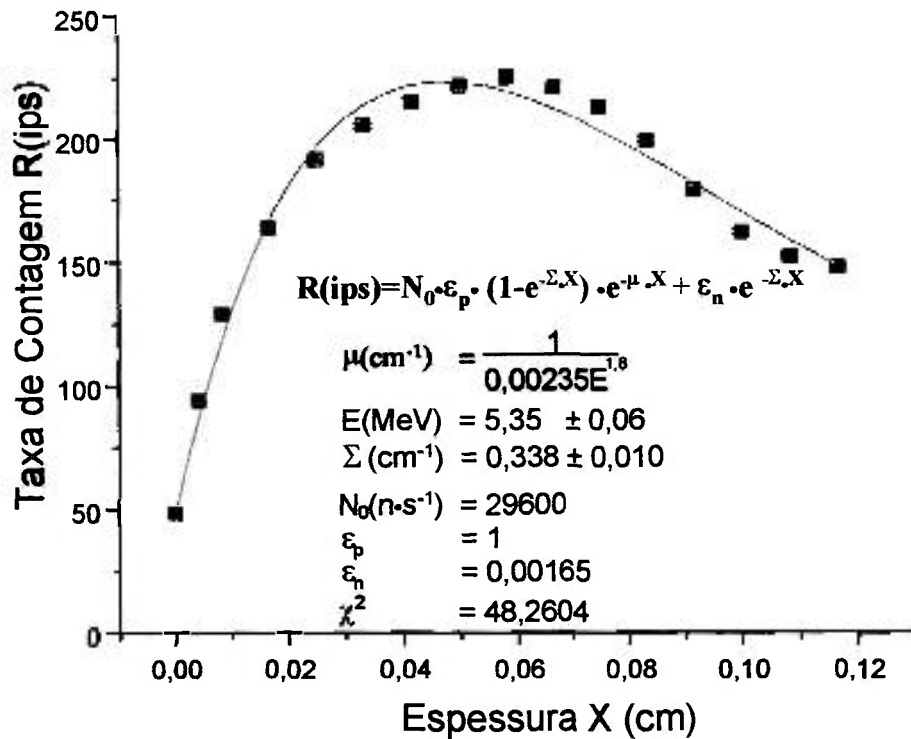


Figura 28 – Estudo da atividade em função da espessura X de polietileno. A espessura de eficiência máxima, determinada experimentalmente pelo ponto de maior taxa de contagem foi igual a 0,05832 cm (53,7 mg·cm<sup>-2</sup>) e considerando o valor de pico teórico do modelo (3.2) foi igual a 0,04771 cm (43,9 mg·cm<sup>-2</sup>). A barra de erro experimental, estimado pela distribuição de Poisson  $\epsilon = \frac{\text{Taxa de Contagem}}{\sqrt{\text{Tempo de Acumulo}}}$  está dentro da própria representação gráfica dos pontos experimentais.

A Figura 29 mostra a medida de fontes de radiação gama (<sup>137</sup>Cs, <sup>60</sup>Co, <sup>241</sup>Am e <sup>22</sup>Na) usadas para avaliar a interferência dessa radiação na detecção de neutrons com o detector desenvolvido. Como se observa, o espectro das radiações γ não ultrapassa os canais de nº 500 e portanto não se sobrepõe à região de interesse do espectro dos prótons de recuo (Figura 30).

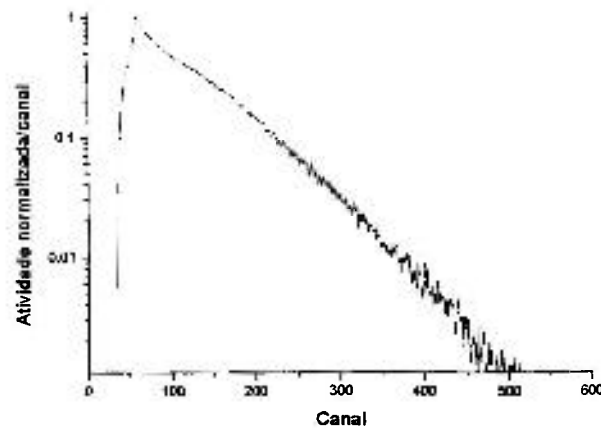


Figura 29 – Resultado experimental do espectro combinado das fontes de emissores gama:  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{241}\text{Am}$  (vide item 3.4 no Materiais e Métodos), utilizado para simular um espectro de radiação gama complexo existente nas imediações do núcleo de um reator tipo potência zero.

Na Figura 30 é apresentada a comparação entre a resposta de um detector comercial (LND –  $^1\text{H}$  – 1 atm de pressão) de próton de recuo e o desenvolvido neste trabalho.

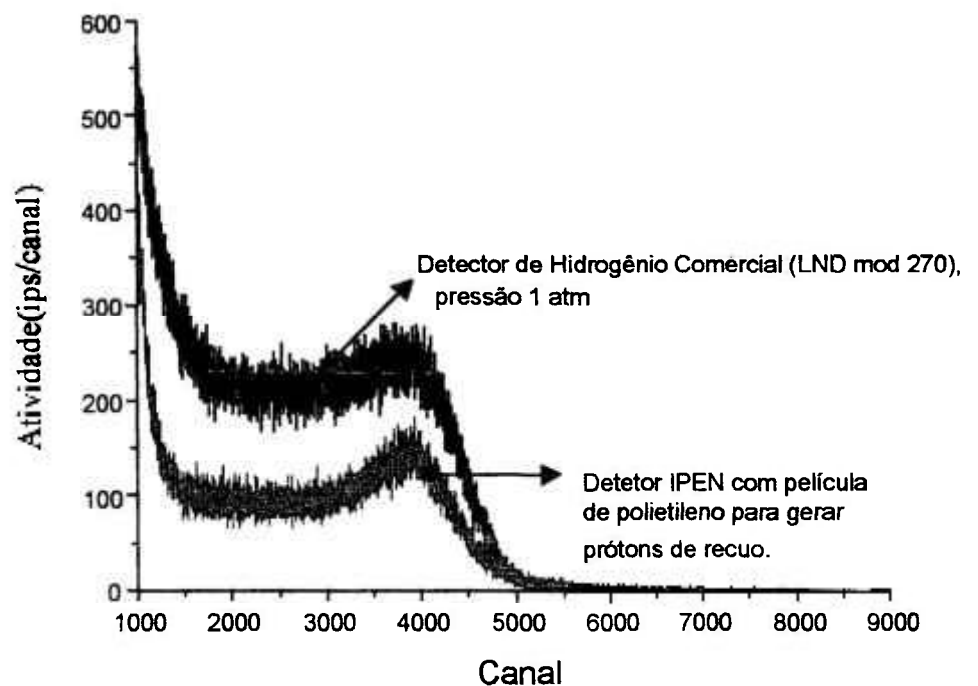


Figura 30 – Medida obtida com o detector desenvolvido e com detector comercial de próton de recuo (LND). Tempo de medida = 900 segundos.

Na Figura 31 é apresentada uma comparação das respostas dos dois conversores e sem conversor.

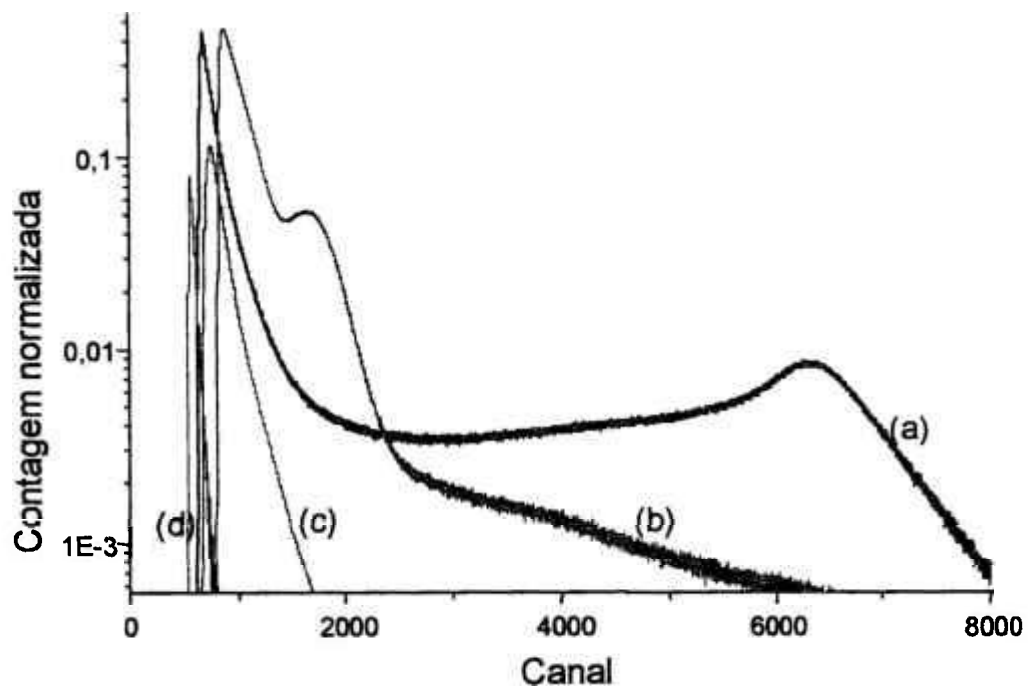


Figura 31 – Comparação das respostas dos detector em estudo. (a) polietileno, (b)  $^{10}\text{B}$ , (c) barreira de superfície sem conversor, (d) radiação de fundo do laboratório.

Na Figura 32 são apresentadas as respostas espectrais do detector na versão próton de recuo para medidas realizadas no Reator IPEN/MB-01 operado nas potências: 1W, 2W, 3W, 4W, 5W, 10W. Acima de 5W observa-se a ocorrência de distorção no espectro devido ao empilhamento de pulsos. Esse efeito pode ser melhor observado comparando-se os espectros para as potências de 1W e 10W.

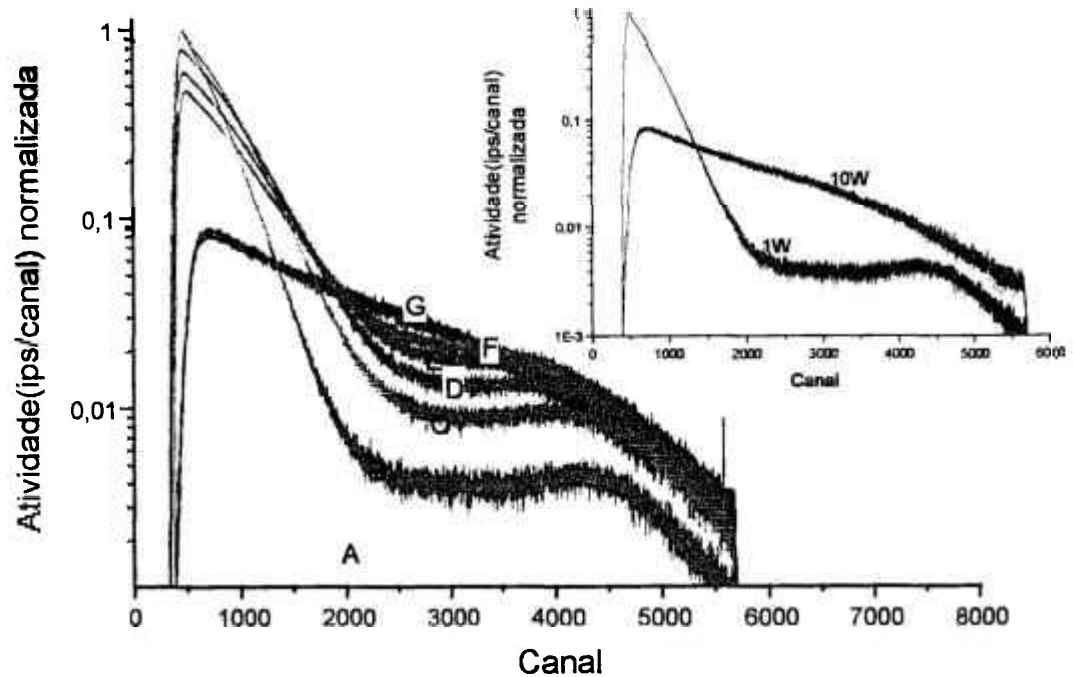


Figura 32 – Resposta do detector desenvolvido, versão próton de recuo, em ambiente de reator (UCRI). A) Radiação gama, medida após desligar o reator; B) Potência de 1W, C) Potência de 2W; D) Potência de 3W; E) Potência de 4W; F) Potência de 5W; G) Potência de 10W (apresentando degradação do espectro devido à empilhamento de pulso). Destaque: comparação da resposta para 1W e 10W.

Na Figura 33 é apresentada a correlação linear entre a potência de operação e a taxa de contagem integrada em “janela”, contendo 1500 canais, no intervalo dos canais de número 3500 à 5000. A reta que traduz essa correlação ajustada por regressão linear é:

$$\text{Potência(W)} \cong 0,17 + 0,0067 \cdot \text{Atividade(ips)} \quad (4.2)$$

Com coeficiente de explicação :  $r^2 = 99,93\%$ .

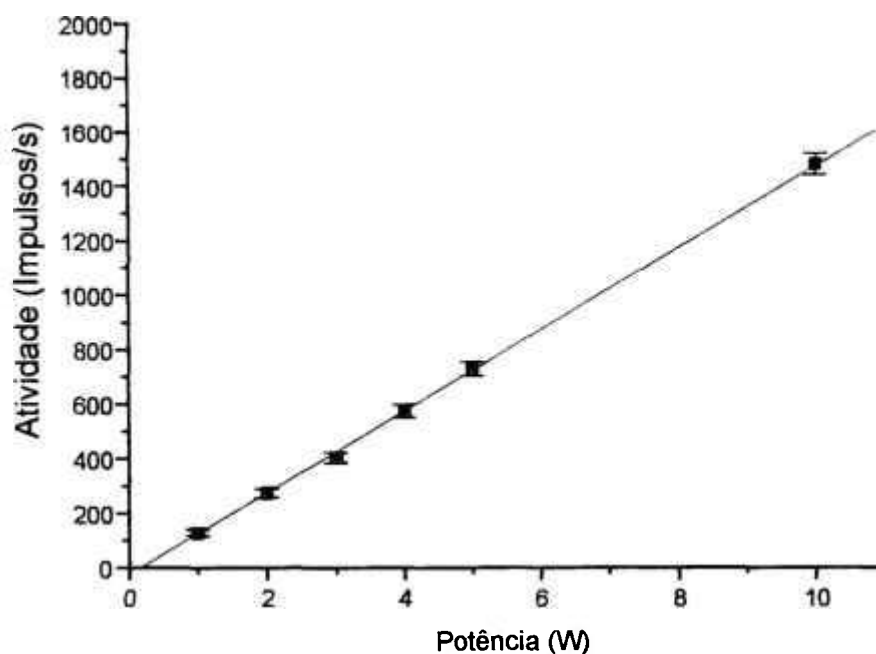


Figura 33 – Relação entre a potência de operação do reator IPEN/MB-01 e as medidas realizadas com o detector na versão próton de recuo (“conversor” de polietileno).  $Potência(W) \cong 0,17 + 0,0067 \cdot Atividade(ips)$   
 $r^2 = 99,93\%$ .

Na Figura 34 são apresentadas as respostas espectrais do detector na versão  $^{10}B$  para medidas realizadas no Reator IPEN/MB-01, operado nas potências: 10W, 50W, 100W e a resposta da radiação gama após o desligamento do reator depois de duas horas de operação.

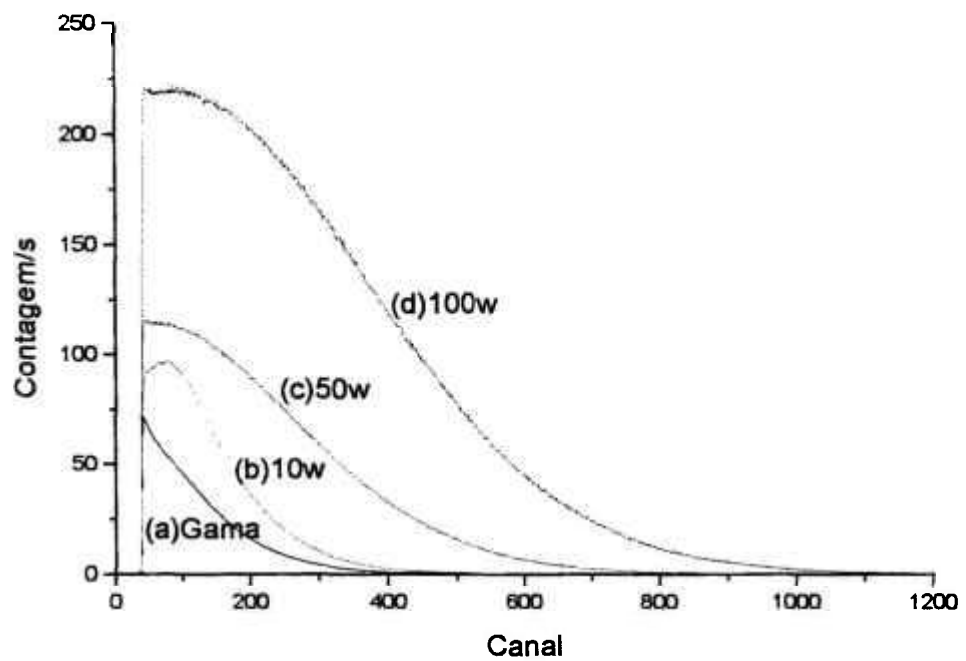


Figura 34 – Resposta do detector desenvolvido, versão  $^{10}\text{B}$ , em ambiente de reator (UCRI). (a) Radiação gama (após duas horas de operação) medida ao desligar o reator; (b) potência de operação 10W; (c) potência de operação 50W e (d) potência de operação 100W.

## 5 DISCUSSÃO

Com o propósito de atender a integração desse detector com futuras aplicações em pesquisas a serem realizadas no âmbito dos reatores IPEN/MB 01 e IEA-R1, optou-se pelo uso de um preamplificador projetado e construído no IPEN.

Para qualificar o preamplificador aqui projetado, foi necessário compará-lo com outro tradicionalmente utilizado na instrumentação nuclear e já consagrado (preamplificador sensível à carga da ORTEC modelo 142A). A análise do perfil do sinal gerado pelos dois preamplificadores mostrou boa semelhança entre eles (Figura 22 e 23). Essa análise junto com a reprodutibilidade dos sinais ao longo do tempo, a sua robustez e a facilidade de sua manutenção validam a utilização desse preamplificador.

A razão entre a altura do sinal gerado pelo sistema detector-preamplificador excitado por uma fonte  $\alpha$  de  $^{241}\text{Am}$  e o ruído eletrônico associado, i.e., ( $\frac{\text{Sinal}}{\text{Ruído}} \cong 45$ ) permitiu concluir que o preamplificador IPEN pode ser considerado apto a ser usado em parceria com o detector desenvolvido neste trabalho.

A alta velocidade de formação do sinal é uma propriedade desejável quando se estuda fenômenos rápidos. Tecnicamente esse parâmetro (*rise time*) é caracterizado pelo intervalo de tempo em que o sinal gasta para ir de 10 a 90% da rampa de subida (sinais: +) ou descida: (sinais -). O *rise time* foi de aproximadamente 16,3  $\mu\text{s}$  para o preamplificador do IPEN e 20,4  $\mu\text{s}$  para o preamplificador 142A da ORTEC.

A razão sinal-ruído e o *rise-time* foram determinados considerando a presença do detector e do cabo coaxial de conexão entre o detector e o preamplificador. Essa configuração introduz uma indesejável impedância associada. Por não fazer parte dos objetivos desse trabalho, não se fez uma análise experimental mais aprofundada da determinação dessa impedância e assim não se pôde concluir se as diferenças observadas entre os dois preamplificadores foram estatisticamente significativas. Entretanto, o preamplificador IPEN mostrou-se comparável a um preamplificador comercial de ampla

aceitação dos instrumentalistas nucleares com a vantagem de tornar um projeto dessa natureza mais econômico.

Sob condições típicas de monitoração ocupacional, ou seja, com o interesse de avaliar a presença de uma fonte de neutrons no ambiente monitorado, sem estabelecer vácuo entre a superfície sensível do detector e a fonte de neutrons, a resolução energética para partículas monoenergéticas de uma fonte de  $^{241}\text{Am}$  foi igual a aproximadamente 2% (Figura 25). Este resultado pode ser considerado satisfatório para o objetivo de detectar prótons de recuo e partículas  $\alpha$  da conversão  $(n,\alpha)$  da reação nuclear do  $^{10}\text{B}$ . A resolução intrínseca seria determinada mais apropriadamente com a ausência da barreira de ar imposta entre o detector e a fonte, conforme se infere dos dados de Ziegler<sup>58</sup>. No entanto, o uso de uma câmara de baixa pressão seria despropositada para as finalidades de um detector de monitoração e controle como foi o objetivo do detector projetado neste trabalho. É mister considerar que a caracterização da resolução dos detectores tipo barreira de superfície já foi extensivamente descrita<sup>21,22,42,53,58</sup> e não fez parte do escopo deste trabalho reavaliar esse parâmetro (resolução) pois, o interesse deste trabalho foi concentrado nas medidas de neutrons com o uso de conversores numa configuração mais simples possível para que o mesmo possa ser usado em experimentos próprios do ambiente dos reatores. A inclusão de uma câmara de vácuo seria inútil nesse caso, tendo em vista que a presença dos conversores já, naturalmente, impõe um amplo alargamento da banda de energia das partículas emergentes do mesmo.

Constatou-se que uma fração pequena dos neutrons podem sensibilizar diretamente o detector, sem a presença de conversores (Figura 31 c). Entretanto, a inclusão de uma película capaz de converter os neutrons rápidos em radiações ionizantes ( $\alpha$  ou prótons) aumentou significativamente a eficiência da detecção (Figura 31 a, b). O uso do conversor implica numa relação de perdas e benefícios devido a ação do efeito da auto-absorção da partícula produzida dentro do próprio material conversor<sup>42</sup> (Figura 6). Espessuras muito finas do conversor são pouco eficientes, pois interpõem pouca camada de átomos para interagirem com os neutrons incidentes. Ao contrário, com películas mais espessas, aumenta-se a probabilidade de interação e, conseqüentemente, aparece maior quantidade de partículas carregadas. Mas, essas partículas (prótons ou  $\alpha$ ) possuem pouca capacidade de penetração nos materiais<sup>22,53</sup>, ou seja, elas são absorvidas ou desaparecem no próprio conversor. Esse

fenômeno pode até diminuir a eficiência global de detecção tendo em vista que o conversor espesso absorve ou espalha os neutrons que poderiam sensibilizar o detector diretamente, impedindo que os neutrons ou as partículas geradas interajam com a superfície sensível do detector. Esses fatos conduzem à necessidade de conhecer a espessura ideal do conversor. No arranjo do detector com a membrana de  $^{10}\text{B}$  a melhor espessura da película de  $^{10}\text{B}$  foi de  $1,54 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-2}$  (Figura 27). Com essa espessura o conversor de  $^{10}\text{B}$  aumentou três vezes a eficiência de detecção comparativamente com a medida sem o conversor (Figura 31).

Para o plástico de polietileno usado como gerador de prótons de recuo são pertinentes as mesmas considerações feitas para o  $^{10}\text{B}$  sobre o efeito da sua espessura. Para o polietileno a espessura ideal é de  $0,05832 \text{ cm}$  ( $53,7 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-2}$ ) considerando o valor experimental ou de  $0,04771 \text{ cm}$  ( $51,5 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-2}$ ) (Figura 28) adotando o valor teórico calculado pelo modelo da equação (3.2). O detector com a película nessa espessura aumentou 4,7 vezes a eficiência de contagem comparativamente com a ausência da película de polietileno (Tabela 12 e Figura 31).

O conversor de  $^{10}\text{B}$  apresenta maior secção de choque para neutrons térmicos<sup>2,22</sup> do que para neutrons rápidos. Para detectar neutrons rápidos usando o  $^{10}\text{B}$  é necessário primeiramente termalizá-los (Tabelas 2, 3 e 4). Por ser um material hidrogenado, a parafina é um bom material para moderar os neutrons rápidos. É capaz de levá-los à região térmica, com a vantagem de ser um material de baixo custo e de fácil disponibilidade.

A espessura do bloco de parafina deve ser definida criteriosamente. A técnica para definir a espessura é a mesma já descrita acima para o  $^{10}\text{B}$  e polietileno. Experimentalmente, a espessura ideal do bloco de parafina foi de  $70\text{mm}$  (Figura 26). A opção de detecção de neutrons rápidos com o conversor de  $^{10}\text{B}$  não foi eficiente, pois a secção de choque do  $^{10}\text{B}$  para neutrons rápidos é pequena. Um modo de contornar essa limitação é abaixar o nível energético dos neutrons rápidos para o nível térmico. Mas, nesse processo de moderação ocorrem perdas de neutrons do feixe original devido ao espalhamento e a absorção no material moderador. Em síntese, o detector com a película conversora de  $^{10}\text{B}$  só será adequado para feixes de neutrons termalizados.

Nos experimentos aqui descritos, sendo utilizadas fontes de neutrons rápidos, o “conversor” de polietileno foi o mais apropriado. Reforça essa escolha o fato que os espectros gerados pelos prótons foram relativamente mais afastados dos espectros da radiação gama de fundo, isto porque, a altura de pulso está diretamente relacionada com a energia depositada pela partícula no detector. O próton, por possuir menor massa e menor carga elétrica comparativamente às partículas  $\alpha$ , possui maior capacidade de penetração no material absorvedor. Pode-se considerar três populações de prótons de recuo: (1) população de prótons de recuo que são completamente absorvidos no material de polietileno (autoabsorção total), (2) população de prótons que perdem parte da sua energia cinética no meio “conversor” (autoabsorção parcial) e finalmente (3) prótons que perdem pouca ou nenhuma energia cinética no meio “conversor”. A terceira população é capaz de gerar sinais comparativamente elevados.

Os parâmetros de regressão do modelo matemático definido pela equação (3.2) indicam que a energia representativa dos prótons de recuo é de 5,35 MeV. Este valor é próximo do final do espectro de energia descrito por Salgir e Walker<sup>43</sup> cujo valor limite está próximo de 6 MeV (Figura AIII.2). Isto significa que entre as três populações de prótons a terceira é a que mais contribui para o processo de detecção e para o distanciamento da radiação de fundo. Resta a saber qual é a fração desta população de prótons e qual é a sua origem?

O tamanho dessa população depende da eficiência de detecção e da frequência de prótons de recuo gerados ao redor de 5,35 MeV. Se um nêutron se choca frontalmente com um próton ocorre uma transferência total da energia do nêutron para o próton. Esse fenômeno, embora possível, é muito pouco freqüente. Ao contrário, choques transversais transferem somente uma parte da energia disponível. A transferência de energia em função do ângulo é definida por  $E_p = E_n \cdot \cos^2\theta$ . Para o ângulo de  $45^\circ$   $\cos^2\theta = 0,5$  conseqüentemente somente a metade da energia cinética do nêutron é transferida ao prótons de recuo. Ângulos dessa magnitude são mais freqüentes do que os choques frontais ( $\theta = 0^\circ$ ,  $\cos^2\theta = 1$ ). É por essa razão que o nível de energia da curva dos prótons (Figura AIII.2, prótons) é praticamente igual a metade da energia dos neutrons incidentes (Figura AIII.1), isto é, o espectro

energético dos prótons de recuo mostra ser uma réplica do nível de energia dos neutrons incidentes em escala 2:1. Esse fato sugere que o ângulo mais freqüente de choque entre os neutrons e os prótons está ao redor de 45°.

A análise comparativa entre o detector comercial gasoso tipo próton de recuo e o detector aqui descrito, utilizando o “conversor” de polietileno, mostrou resultados espectrométricos semelhantes (Figura 30). A razão entre a eficiência do detector desenvolvido e o detector comercial LND mod 270 foi de aproximadamente 60%. Essa vantagem pode ser explicada pelo seu maior volume (Figura 15), mas tem como desvantagem operar em 1700 V contra 20 a 40 V do detector semiconductor. O detector aqui desenvolvido foi propositalmente projetado para possuir pequenas dimensões tendo em vista a perspectiva do seu uso em ambientes de reator de pesquisa. Seu pequeno volume é favorável no aspecto de minimizar as deformações do fluxo de neutrons a ser medido, por exemplo, aqueles produzidos nos reatores de pesquisas do tipo do IPEN/MB-01. Para alguns experimentos há a necessidade de conhecer o fluxo em pequena área, que não deve ser comprometido pelo sensor de fluência (Figura 35).

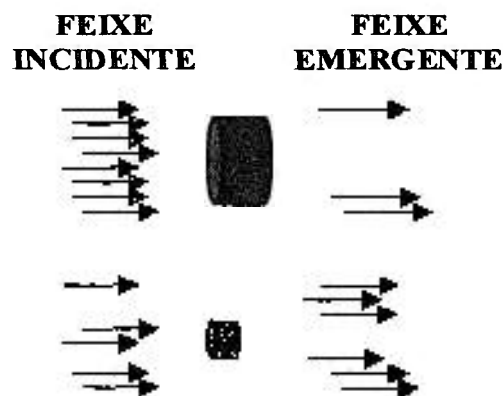


Figura 35 - Demonstrativo da vantagem do detector de menor área (idealmente: a área do detector deve ser  $\ll$  que a área do feixe de neutrons incidente). Quanto menor a área de “choque” com o fluxo de neutrons menor é a perda ou deformação do fluxo incidente.

No laboratório, constatou-se que o detector de neutrons é pouco sensível à radiação gama de fontes de baixa atividade (Figura 29). O nível de radiação de fundo no laboratório, não interferiu significativamente na região energética dos sinais produzidos pelas interações

com neutrons (Figura 31.d), principalmente com o “conversor” de polietileno, o qual gera espectros relativamente distantes daqueles produzidos pela radiação de fundo (Figura 31.a). O pico do espectro do próton de recuo foi localizado relativamente próximo ao canal 6200, enquanto a radiação de fundo alcançou no máximo o canal próximo a 750 (Figura 31.d).

A utilização do detector em ambiente de reator é promissora. O detector, na versão próton de recuo para neutrons rápidos, apresentou boa resposta para a variação da potência de operação do Reator IPEN-MB01 (Figura 32). A correlação linear entre a potência nominal de operação do reator IPEN/MB-01 versus o ritmo de impulsos por segundo (ips) do detector com o polietileno mostrou coeficiente  $r^2 = 99,93\%$  (Figura 33). Consequentemente, há uma excelente correlação entre a potência nominal de funcionamento do reator IPEN/MB-01 e a potência determinada pelo modelo preditivo linear:  $\text{Potência(W)} \cong 0,17 + 0,0067 \cdot \text{Atividade(ips)}$  (equação (4.2)).

O uso desse detector em reatores mais potentes ou, mais genericamente, sujeitá-lo a fluências elevadas pode acarretar em danos de irradiação<sup>12,24</sup> o que comprometeria o sensor como controlador de potência. Esse tema merece um estudo posterior constituindo uma seqüência na linha de pesquisa.

As mesmas considerações não podem ser cotejadas para o detector com  $^{10}\text{B}$ . Isso pode ser atribuído ao fato da altura de pulso gerado pela energia de 1,47 MeV da partícula  $\alpha$  da reação  $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$  (vide item 1.3.4) estar próxima da altura dos pulsos da radiação gama existente no reator. A interferência gama (Figura 34), no ambiente de reator, foi crítica para o detector com o conversor de  $^{10}\text{B}$ , isto é, a intensa interferência do espectro da radiação de fundo desaconselha o uso dessa versão para fins de controle e medidas nesse ambiente.

A caracterização da espessura dos conversores é de grande importância nos projetos e construção dos detectores de neutrons. Em toda abordagem científica o primeiro passo é estabelecer as expectativas experimentais em função do conhecimento teórico disponível.

Nas interações dos neutrons com o material conversor, dois fatores devem ser considerados: (a) a capacidade dos neutrons gerarem as partículas ionizantes prótons e  $\alpha$  e (b)

o processo de auto-absorção. A quantidade de neutrons que não sofrem interação ao passar por uma espessura  $X$  do conversor é estimada por<sup>23</sup>:

$$I(X) = I_0 \cdot e^{-\Sigma \cdot X} \quad (5.1)$$

sendo  $\Sigma(\text{cm}^{-1})$  a secção de choque macroscópica que representa a probabilidade por unidade de comprimento dos neutrons interagirem com os átomos do material conversor<sup>23</sup>. Consequentemente, a quantidade de neutrons que interagem e geram prótons de recuo no material hidrogenado será:

$$P = N_0(1 - e^{-\Sigma \cdot X}) \quad (5.2)$$

sendo  $N_0$  a quantidade de neutrons incidentes no material conversor.

Para o polietileno  $\Sigma_{\text{polietileno}} = \Sigma_H + \Sigma_C$ , i.e., a secção de choque macroscópica é uma função do número de átomos "n" por  $\text{cm}^3$  e da secção de choque microscópica  $\sigma$ . Por sua vez,  $\sigma$  é função da energia do nêutron incidente. Especificamente, para o polietileno  $n(\text{CH}_2)$ , a secção de choque macroscópica é determinada por:

$$\Sigma_{\text{Polietileno}} = n_H \cdot \sigma_H(E) + n_C \cdot \sigma_C(E) \quad (5.3)$$

A densidade do polietileno utilizado foi igual a  $0,92 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$ , logo a quantidade de átomos por  $\text{cm}^3$  de H e C foi respectivamente:  $n_H=7,91\cdot 10^{22}$  e  $n_C=3,96\cdot 10^{22}$ .

Valores recentes de  $\sigma_H$  e  $\sigma_C$ , num amplo intervalo de energia, foram descritos graficamente pela Japan Atomic Research Institute (JAERI)<sup>19</sup> (figuras AII.1 e AII.5).

De acordo com os resultados descritos por Salgir e Walker<sup>43</sup>, Marsh e col<sup>28</sup> e Thompson e Taylor<sup>54</sup> a energia dos neutrons da fonte de Am-Be estende-se no intervalo de aproximadamente 0 a 12 MeV, com valor médio próximo a 4 MeV<sup>55</sup>. Salgir e Walker<sup>43</sup> estudaram o espectro de energia dos prótons de recuo gerados pelos neutrons da fonte Am-Be incidentes em polietileno. Desses resultados é inferido que a energia mais freqüente dos prótons de recuo no polietileno é ao redor de 3 MeV, com um espectro que se inicia próximo de 1,5 MeV e se estende até 6 MeV<sup>43</sup>.

O valor da energia média ( $E_{\text{média}}$ ) pode servir como valor representativo dos neutrons provenientes de uma fonte de Am-Be. Nesse nível de energia, infere-se que a secção de choque macroscópica do polietileno é igual a  $\Sigma \cong 0,28 \text{ cm}^{-1}$  {Figuras AII.1 (hidrogênio) e Figura AII.5 (carbono)}.

A fluência nominal de neutrons da fonte de Am-Be utilizada neste trabalho foi de  $296000 \text{ n}\cdot\text{s}^{-1}$ . Essa quantidade é relativa aos neutrons emitidos por todo um ângulo sólido de  $4\pi$ . Considerando a fonte posicionada sobre o detector e suas dimensões geométricas (Figura 11) e a do detector (Figura 14) pode-se estimar que somente 1/10 dos neutrons emitidos convergem para o detector<sup>7</sup>. Assim, prevê-se que  $N_0 \cong 29600 \text{ n}\cdot\text{s}^{-1}$  devem se dirigir ao sistema conversor-detector.

Dos  $[29600(1 - e^{-\Sigma X})]$  prótons de recuo produzidos no polietileno, uma parcela é auto absorvida, enquanto o restante emerge e sensibiliza o detector. Foi assumido que a parcela dos prótons de recuo que atravessa o conversor e incide no detector e produz um pulso detectável define a eficiência intrínseca  $\epsilon_p=1$ . Este valor se fundamenta pelo fato que prótons com energia entre 3 a 12 MeV têm alcances respectivos de 90 a 1000  $\mu\text{m}$  no cristal de silício<sup>53</sup>. Considerando que o maior valor da energia dos prótons gerados no polietileno é de  $\cong 6 \text{ MeV}$ <sup>43</sup>, conclui-se que praticamente todos os prótons do espectro de recuo seriam totalmente absorvidos na espessura da pastilha de silício e produzem pulso detectável (Figura 14).

No experimento para determinar a espessura otimizada do polietileno foi proposto um modelo matemático para prever a produção de prótons de recuo e a intensidade da auto-absorção (equação 3.3). A estimativa da secção de choque macroscópica  $\Sigma = 0,338 \pm 0,010 \text{ (cm}^{-1}\text{)}$  determinada pelo modelo (3.2) está próxima do valor previsto de  $0,28 \text{ cm}^{-1}$  considerando a energia média de 4 MeV, representativa do espectro de emissão da fonte de Am-Be. O valor de  $\Sigma = (0,338 \pm 0,010) \text{ cm}^{-1}$  sugere que a energia representativa dos neutrons incidentes no conversor seja de 8,88 [8,74 a 9,01] MeV.

Do modelo matemático (3.2) infere-se que a energia média dos prótons de recuo é igual a  $5,35 \pm 0,06$  MeV, valor este dentro do intervalo observado de 1,5 a 6 MeV descrito por Salgir e Walker<sup>43</sup>.

Em geral, a eficiência de detecção depende do tamanho, do formato e da eficiência intrínseca do detector<sup>40</sup>. Sendo a eficiência global de detecção definida pela razão entre o valor detectado e a quantidade de neutrons incidentes no conversor-detector, então a relação entre o maior valor observado experimentalmente (224 ips) e a quantidade de neutrons dirigida ao conversor-detector ( $N_0 \approx 29600 \text{ n}\cdot\text{s}^{-1}$ ), infere-se que a eficiência de detecção foi de 0,75 % para a versão próton de recuo. Para a versão com o conversor  $^{10}\text{B}$  a eficiência obtida foi de 1,28 %, sendo o maior valor observado experimentalmente igual a 14,58 ips e o número de neutrons termalizados incidentes no detector-conversor foi igual a  $1139 \text{ n}\cdot\text{s}^{-1}$  (valor obtido por análise por ativação de película de ouro).

De acordo com dados gráficos de Thompson e Taylor<sup>54</sup> infere-se que a quantidade de neutrons com energia superior a 8,8 MeV é de aproximadamente 8% (Figura 36).

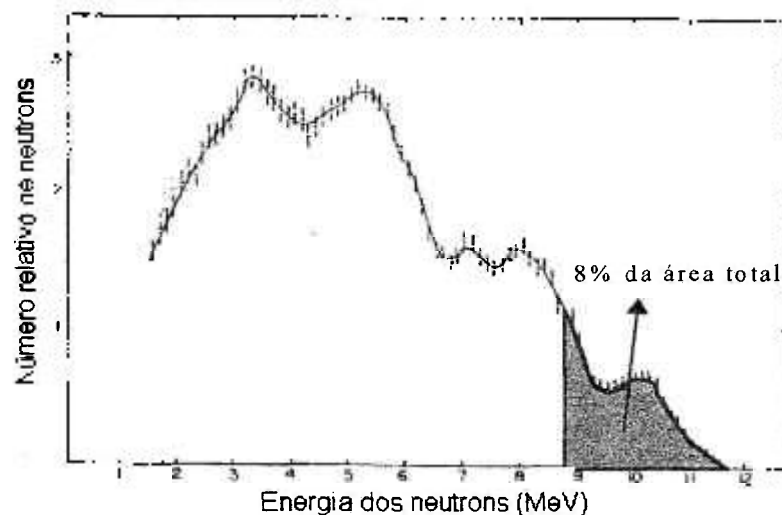


Figura 36 – Espectro de nêutron de uma fonte de Am-Be. A área destacada corresponde a percentagem de neutrons com energia acima de 8,8 MeV. Figura adaptada de Thompson e Taylor<sup>54</sup>.

Esse aspecto contribui para justificar a baixa eficiência global de detecção (0,75%) pois de uma fonte que esteja direcionando  $29600 \text{ n}\cdot\text{s}^{-1}$  para o detector somente cerca de 8% ( $2368 \text{ n}\cdot\text{s}^{-1}$ ) produzem prótons capazes de sensibilizar o detector.

É sugestivo que um monitor de radiação de neutrons com uma película de polietileno com aproximadamente  $0,05 \text{ cm}$  ( $46 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-2}$ ) seja efetivo para detectar feixes de neutrons com energia próxima ou superior a  $8,8 \text{ MeV}$ . Esse é um cuidado que projetistas de detectores devem ter em mente pois, fontes de neutrons com menor energia poderão não ser percebidas pelo detector. Em síntese, um detector para monitoração de fontes de neutrons rápidos deve incluir um mecanismo capaz de selecionar várias espessuras da película de polietileno em função da energia dos neutrons incidentes.

A diferença da eficiência global de detecção entre os dois conversores deve ser considerada com reserva pois, para o  $^{10}\text{B}$ , o feixe de neutrons deve ser termalizado e nisso incorre perdas razoáveis. Além desse aspecto deve-se considerar a sobreposição do espectro de radiação de fundo nas imediações dos reatores. Por outro lado, o detector com polietileno não seria adequado para medir neutrons termalizados pois a esse nível de energia os prótons de recuo produzidos são autoabsorvidos.

A eficiência  $\epsilon_n$  de detecção para os neutrons que interagem diretamente com o detector foi de  $0,00165$  ou  $0,165\%$ . Este valor foi estimado pela razão da medida sem a presença do conversor ( $48 \text{ ips}$ ) e pela fluência estimada em  $29600 \text{ n}\cdot\text{s}^{-1}$  (Tabela 12). Portanto, a razão da eficiência  $\epsilon_p/\epsilon_n$  é igual a  $1/0,00165 = 606$ . Devido a autoabsorção dos prótons no

polietileno, a razão de eficiências resulta ser igual a  $4,7 \left( \frac{\frac{225 \text{ ips}}{29600 \text{ n}\cdot\text{s}^{-1}}}{\frac{48 \text{ ips}}{29600 \text{ n}\cdot\text{s}^{-1}}} \right)$ . A autoabsorção dos

prótons é consideravelmente alta no material plástico. Mas, com a espessura otimizada\*, aumenta-se a eficiência de detecção por aproximadamente 5 vezes.

\*  $\cong 0,05832 \text{ cm}$  determinada experimentalmente e  $0,04771 \text{ cm}$  calculada teoricamente pelo modelo (3.2).

---

O uso do modelo (3.2) foi capaz de prever com razoável exatidão os valores dos parâmetros envolvidos na conversão-deteção, como por exemplo, a secção de choque macroscópica do polietileno ( $0,338 \text{ cm}^{-1}$ ). A fonte de  $^{241}\text{Am-Be}$  gera neutrons com um espectro complexo de energia (Figura A.III.1) e o modelo matemático (3.2) determinou um valor representativo para as energias do espectro, no caso  $E_r = 8,88 \text{ MeV}$ . Do mesmo modo o espectro de energia dos prótons de recuo também é complexo e o modelo (3.2) determinou que a energia representativa dos prótons emergentes foi de  $5,35 \text{ MeV}$ .

O uso do modelo (3.2) abre perspectivas para estudos com feixes de neutrons monoenergéticos. Nesse caso os valores da energia dos neutrons incidentes e dos prótons de recuo devem coincidir com os valores determinados pelo modelo. Estudos dessa natureza constituem temas para futuros projetos de pesquisa.

## 6 CONCLUSÕES

1. A eficiência global de detecção de neutrons utilizando o polietileno como gerador de prótons de recuo no detector de 3.14 cm<sup>2</sup> de área foi igual a 0.75%. A inclusão do polietileno melhora eficiência de detecção de nêutrons rápidos por um fator de 4,7 comparativamente com o detector sem o conversor.
2. A eficiência de detecção para neutrons térmicos com o uso do conversor <sup>10</sup>B no detector de 3.14 cm<sup>2</sup> de área foi igual a 1.28%. A inclusão do <sup>10</sup>B melhora a eficiência de detecção de nêutrons térmicos por um fator de 3,0 comparativamente com o detector sem conversor.
3. A espessura ideal de polietileno para gerar prótons de recuo pela incidência de neutrons rápidos de uma fonte de Am-Be foi 0,05832 cm determinada experimentalmente e 0,04771 cm calculada teoricamente.
4. A espessura ideal do conversor <sup>10</sup>B para neutrons termalizados determinada experimentalmente foi de 6,55μm (1,54 mg•cm<sup>2</sup>).
5. Para aplicação em monitoração em ambiente de reator experimental de potência zero o conversor de polietileno sugere ser mais adequado do que o de <sup>10</sup>B, considerando a altura de pulso dos sinais gerados pelos prótons de recuo, partículas alfas e da radiação gama de fundo.
6. O detector desenvolvido mostrou ser capaz de prever a potência de operação de um reator experimental tipo potência zero com coeficiente de explicação  $r^2 = 99,93\%$ , utilizando-se o modelo preditivo:  $Potência(W) \cong 0,17 + 0,0067 \cdot Atividade(ips)$ .
7. O modelo matemático proposto para explicar a curva de eficiência de detecção versus espessura da película de polietileno foi capaz de predizer com adequada exatidão (i) a

---

secção de choque macroscópica  $\Sigma(\text{cm}^{-1})$  do polietileno para neutrons provenientes de uma fonte de Am-Be; (ii) a energia representativa dos prótons de recuo emergentes da película de polietileno.

## 7. APÊNDICES

### 7.1 - APÊNDICE – I – Dados gerais sobre os detectores de radiação

#### I.1 – Nomograma para determinação das características elétricas de detector de Si

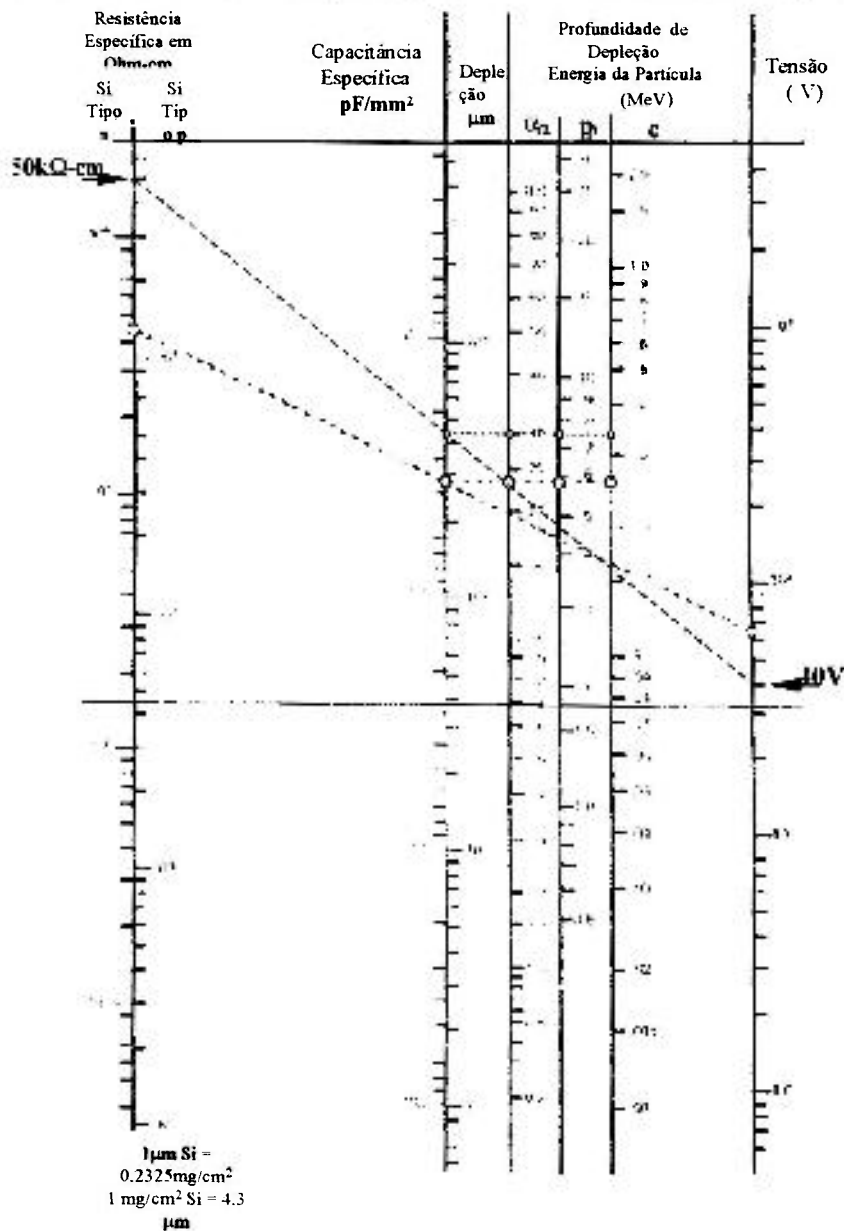


Figura A 1 – Nomograma para determinar a espessura da camada de depleção<sup>9</sup>.

## I.2 - Características técnicas dos detectores desenvolvidos

Tabela A.1 – Características mecânicas, elétricas e operacionais dos detectores desenvolvidos.

Características	Detectores	
	$^{10}\text{B}$	Polietileno
Area ativa	$\sim 314,16\text{mm}^2$	$\sim 314,16\text{mm}^2$
Espessura do <i>wafer de Si</i>	1,0mm	1,0mm
Capacitância	$\sim 70\text{pF}$	$\sim 70\text{pF}$
Camada de depleção	$\sim 420\mu\text{m}$	$\sim 420\mu\text{m}$
Tensão de operação	40V	40V
Eficiência	1,28 %	0,93 %
Fator de ganho de eficiência	3	4,7
Espessura ótima	$1,54\text{ mg/cm}^2$ ( $\approx 6,72\mu\text{m}$ )	$0,058\text{ cm}$ ( $62,64\text{ mg}\cdot\text{cm}^{-2}$ )

## L3 – Informações gerais sobre vários tipos de sensores de neutrons

Tabela A 2- Sumário de Informações sobre Instrumentos para Detecção de Neutrons Térmicos. (ICRU n° 20)<sup>41</sup>.

Tipo de Instrumento	Fluência ou faixa de Fluência de Neutrons Térmicos	Correção requerida	Comentários
<b>A) Cintilador</b> ( os cinco instrumentos abaixo apresentam resposta não direcional) 1) $^6\text{LiI}(\text{Eu})$ - detector cintilador , usa reação $^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{H}$			1) Higroscópico. Selagem hermética é muito importante. Altura de pulso $\approx 1/3\text{NaI}(\text{TI})$ . Boa discriminação gama. Permite razão $\gamma/n$ de 20:1

<p>2) Cristal de Ce ativado dopado com <math>{}^6\text{Li}</math> - detector cintilador, usa reação <math>{}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}</math></p>	<p>para 1,2,e3 <math>10^{-1}</math> a <math>10^5 \frac{n}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}}</math></p>	<p>Perturbação no Fluxo(efeito de borda, depleção, auto blindagem)</p>	<p>2) Pode ser usado em contato direto com líquidos corrosivos, tais como ácido nítrico concentrado ou solvente orgânico. Altura de pulso <math>\approx 1/9\text{NaI(Tl)}</math></p>
<p>3) ZnS dopado com <math>{}^6\text{Li}</math> - detector cintilador, usa reação <math>{}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}</math></p>	<p>(4 e 5)</p>		<p>3) Excelente discriminação gama</p>
<p>4) ZnS dopado com <math>{}^{10}\text{B}</math> - detector cintilador, usa reação <math>{}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}</math></p>	<p><math>10^4</math> a <math>10^9 \frac{n}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}}</math></p>	<p>Perturbação no Fluxo</p>	<p>4) A baixa energia de desintegração do <math>{}^{10}\text{B}</math> torna mais difícil a discriminação gama do que para a reação com <math>{}^6\text{Li}</math></p>
<p>5) NaI:Tl - detector cintilador, usa reação <math>{}^3\text{Na}(n, \gamma){}^{24}\text{Na}</math></p>			<p>5) Os cristais são higroscópicos e devem ser hermeticamente selados. A radiação beta do <math>{}^{24}\text{Na}</math> podem ser determinadas livre de auto absorção. Pequenos cristais (0,1g e 1 a 2 mm de espessura) podem ser usados para minimizar a correção devido a perturbação no fluxo. Método raramente usado pois necessita de aperfeiçoamento. Moderada discriminação gama.</p>
<p><b>B) Material Fluorescente</b> 6) Cristal de fosfato de Ag dopado com <math>{}^6\text{Li}</math></p>	<p><math>8 \times 10^6 \frac{n}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}}</math></p>	<p>Perturbação no Fluxo</p>	<p>6) a resposta é linear de 15mrem à 5000 rem. Não direcional. Medida de fluência.</p>
<p><b>C) Câmaras com Gás de Enchimento</b> 7) Detectores proporcionais com <math>{}^{10}\text{BF}_3</math> ou <math>{}^3\text{He}</math>. Contagem de pulso ou medida de corrente das reações <math>{}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}</math> ou</p>	<p>para 7 e 8 <math>10^{-1}</math> a <math>10^4 \frac{n}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}}</math></p>	<p>Contagens perdida para abaixo nível de tensão. Requer calibração. A perturbação no fluxo é</p>	<p>7 e 8 → Detector gasoso de <math>{}^3\text{He}</math> tem melhor sensibilidade para neutrons, mas pior características de discriminação gama do que o detector <math>{}^{10}\text{BF}_3</math>. Apesar disso a discriminação gama em ambos</p>

<p><math>{}^3\text{He}(n,p){}^3\text{H}</math></p> <p>8) <math>{}^{10}\text{BF}_3</math> câmara de ionização medida de corrente ou pulso</p> <p>9) Câmara de ionização revestida com <math>{}^{10}\text{B}</math> medida de corrente ou pulso</p>	<p>5 a <math>3 \times 10^5 \frac{n}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}}</math></p>	<p>usualmente pequena, mas pode ser importante em câmara revestida de boro.</p>	<p>os casos é de uma ordem de grandeza melhor do que para o LiI(Eu). Os detectores são usualmente grandes e tem resposta direcional. Estes instrumentos são mais sensíveis em modo pulso.</p> <p>9) Os comentários para 7 e 8 são aplicáveis, mas podem tolerar razão de dose absorvida <math>\gamma/n</math> de 90:1. A cobertura de boro é usualmente de <math>1\text{mg}/\text{cm}^2</math> de espessura</p>
<p><b>D) Detectores de Fissão</b></p> <p>10) Câmaras revestidas com <math>{}^{233}\text{U}</math>, <math>{}^{235}\text{U}</math> e <math>{}^{239}\text{Pu}</math>. Contagem devido aos produtos de fissão</p> <p>11) Plástico, cristal ou mica revestidos com <math>{}^{233}\text{U}</math>, <math>{}^{235}\text{U}</math> e <math>{}^{239}\text{Pu}</math>. Contagem de fissão por ranhuras gravadas.</p>	<p><math>10 \text{ a } 10^7 \frac{n}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}}</math> (para <math>1 \text{ mg}/\text{cm}^2</math> de revestimento sobre <math>10\text{cm}^2</math> de área)</p> <p><math>&gt; 2 \times 10^4 \frac{n}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}}</math></p>	<p>Perdas por auto absorção. A perturbação no fluxo é pequena. Irá ocorrer interferência por empilhamento de pulso alfa</p> <p>Perdas por auto absorção. Interferência devido a fissão espontânea ou história prévia.</p>	<p>10) Um método absoluto. Excelente discriminação gama abaixo do limiar de foto fissão (5,2 MeV). A resposta pode ser direcional ou não direcional de acordo com o projeto. Cuidados devem ser tomados para reduzir o empilhamento alfa.</p> <p>11) Não é um método absoluto devido a ângulo crítico de incidência. Totalmente insensível a gama abaixo do limiar de foto-fissão. Cuidados devem ser tomados na seleção do material detector.</p>
<p><b>E) Instrumentos Termoluminescentes</b></p> <p>12) <math>\text{CaF}_2(\text{Mn}) +</math> Filme de <math>{}^{10}\text{B}</math></p> <p><math>\text{CaF}_2(\text{Mn}) +</math> Filme</p>	<p><math>&gt; 3 \times 10^5 \frac{n}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}}</math></p> <p><math>&gt; 5 \times 10^3 \frac{n}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}}</math></p>	<p>Calibração é requerida para avaliar a perda por absorção. Perturbação no fluxo</p>	<p>12) Detectores com <math>{}^{10}\text{B}</math> são menos sensíveis do que com <math>{}^6\text{Li}</math> por causa da menor energia de reação. Em campo misto a contribuição gama deve ser determinada pela diferença: com ou sem</p>

termoluminescente de ${}^6\text{Li}$  13) ${}^6\text{LiF}$ Termoluminescente	$> 10^3 \frac{n}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}}$	Perturbação no fluxo	cobertura de sensível a neutrons térmicos. Baixa resposta para neutrons rápidos  13) Em campo misto a contribuição dos neutrons térmicos é obtida pela variação da quantidade de ${}^6\text{Li}$ e uso de método diferencial. Medida de fluência. Baixa resposta para neutrons rápidos
<b>F).Produtos de Reação</b> 14) ${}^6\text{LiF}$ medida do trítio da reação ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$	$1,25 \times 10^{10} \frac{n}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}}$ produz 1 pCi de trítio.	Perturbação no fluxo. Recuperação de trítio e correções da contagem beta.	14) Procedimento analítico complexo. Cuidados devem ser tomados para evitar a perda de trítio.
<b>G. "Self-Powered Radiation Elements"</b> 15) Ródio ou Vanádio. Medidas da corrente dos produtos de ativação  16) Ródio, prata e grafite. Medida da tensão de produtos de ativação.	$10^6 \text{ a } > 10^{14} \frac{n}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}}$  $10^6 \text{ a } > 10^{14} \frac{n}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}}$	Interferências de corrente. Calibração é requerida  Calibração é requerida.	15) Adequado para operação em $660^\circ \text{C}$ em alto fluxo. Muitas variações são possíveis para os elementos ativados  16) Pode ser desenhado para neutrons térmicos com 2% de resposta gama.
<b>H).Emulsão Fotográfica</b> 17) Detecção de traços de prótons da reação ${}^{14}\text{N}(n,p){}^{14}\text{C}$	$> 10^5 \frac{n}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}}$ , quando recoberto com ${}^{10}\text{B}$ . Taxa de fluência de $10^3 \frac{n}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}}$ pode ser detectada.	Perda de traços abaixo do nível de tensão da varredura devido a efeitos de borda e de ângulos.	17) A eficiência pode ser aumentada por cobertura da emulsão com boro ou lítio. Desde que a emulsão é sensível a gama e neutrons rápidos, esses eventos devem ser subtraídos usando técnicas diferenciais.

Notas: (1) 1 nêutron térmico por  $\text{cm}^2$  fornece a dose máxima equivalente a  $1,04 \times 10^{-9}$  rems em um fantom de tecido equivalente.

(2) Em campos de radiação quando neutrons de energia  $> \approx 0,5 \text{ eV}$  estão presentes, técnicas de razão de cádmio podem ser usadas.

(3) Todos os casos aqui relatados tem algum grau de perturbação de fluxo ou auto blindagem, mas quando a transmissão através do detector for  $> 95\%$  essa correção será pequena.

#### **I.4 - Deposição eletroforética**

A deposição eletroforética é um processo no qual as partículas suspensas em um líquido, estando eletricamente carregadas, se depositam em um eletrodo imerso na suspensão, sob a influência de um campo elétrico. O para a aplicação do processo de eletroforese é necessário conhecer vários parâmetros de preparação da amostra e do substrato, a saber<sup>44</sup>.

1. O material a ser depositado deve ser praticamente insolúvel no meio dispersante. O tamanho das partículas deve estar no intervalo de  $0,1\mu\text{m}$  a  $6,0\mu\text{m}$ . O meio dispersante normalmente utilizado são os álcoois e acetonas.
2. O ativador ou eletrólito, é uma substância iônica que é adsorvida na interface líquido-sólido. Tem por finalidade aumentar o potencial eletrocinético e consequentemente a taxa de deposição.
3. A uniformidade da camada depositada depende das características de isolamento elétrica do material depositado.
4. A velocidade eletroforética está relacionada com a constante dielétrica do líquido usado na suspensão, com o potencial eletrocinético, com o campo elétrico aplicado, com a viscosidade do líquido e com as condutâncias específicas do líquido e das partículas.

## 7.2 - APÊNDICE - II - Secções de choque de interesse

No cálculo das reações do nêutron com a matéria um dos parâmetro de maior importância é a secção de choque do núcleo alvo em função da energia do nêutron incidente. Nas Figuras AII-1; AII-2; AII-3; AII-4 AII-5; AII-6 AII-7; AII-8 AII-9; AII-10 AII-11 são apresentadas as secções de choque dos elementos:  $^1\text{H}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^6\text{Li}$ ,  $^{10}\text{B}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$ . Estes valores foram obtidos no endereço eletrônico da JAERI<sup>19</sup> (Japan Atomic Energy Research Institute, <http://wwwndc.tokai.jaeri.go.jp/>), com atualização em 26 de janeiro de 1999.

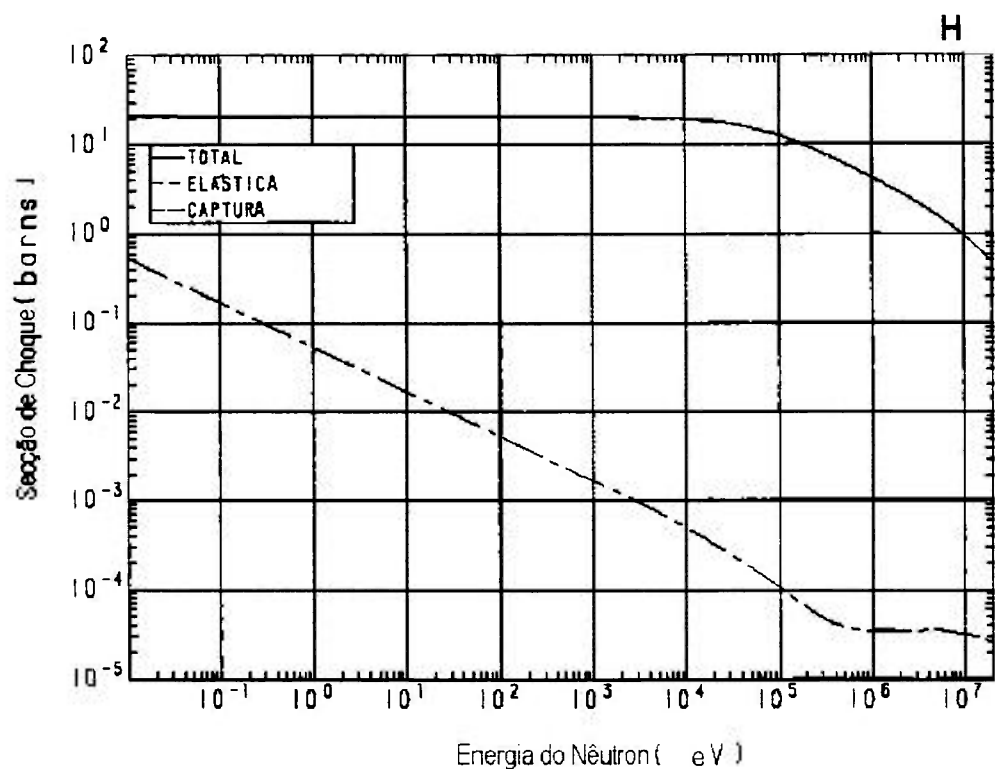


Figura AII.1 – Secção de choque do  $^1\text{H}$  em função da energia do nêutron incidente<sup>19</sup>.

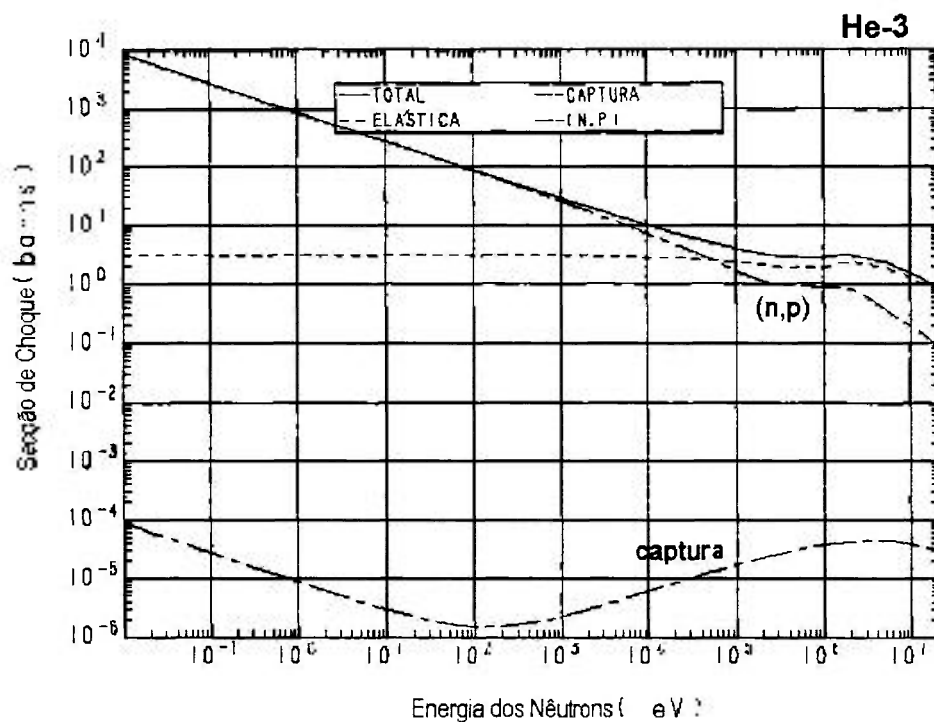


Figura AII.2 – Secção de choque do  $^3\text{He}$  em função da energia do nêutron incidente<sup>19</sup>.

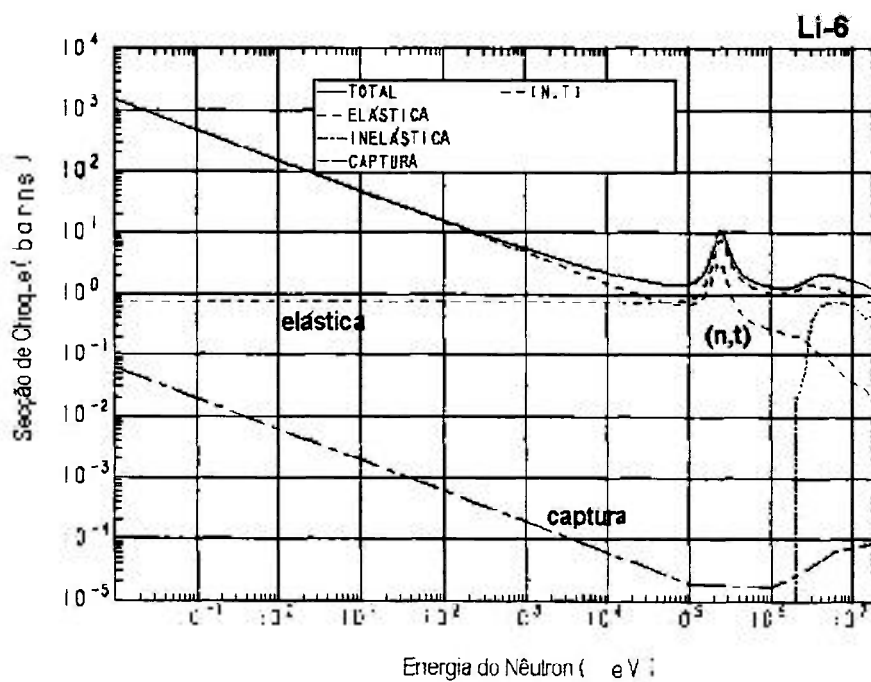


Figura AII.3 – Secção de choque do  $^6\text{Li}$  em função da energia do nêutron incidente<sup>19</sup>.

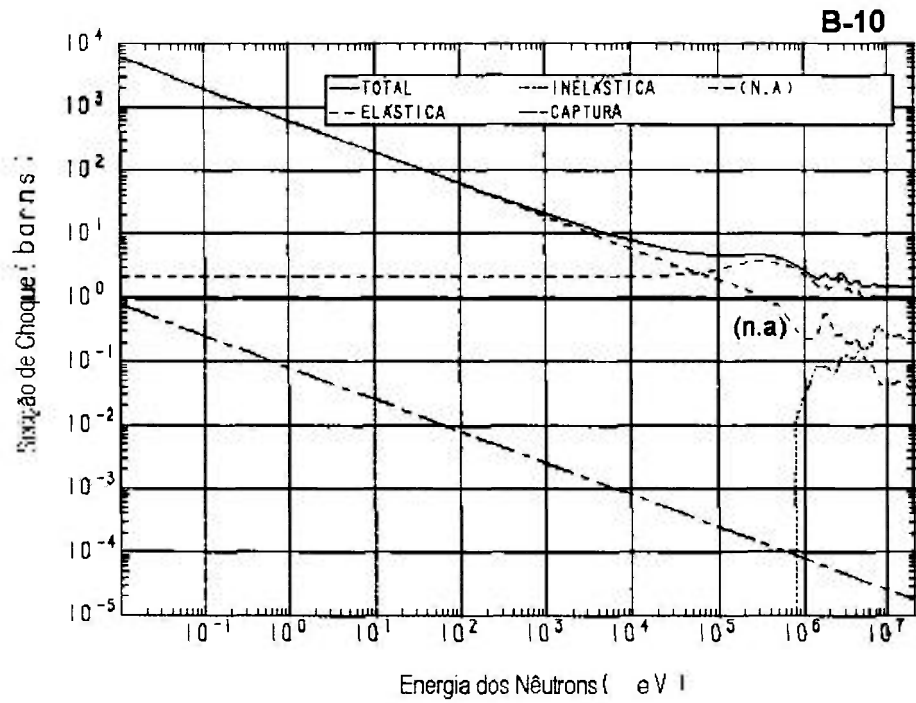


Figura AII.4 – Secção de choque do  $^{10}\text{B}$  em função da energia do nêutron incidente<sup>19</sup>.

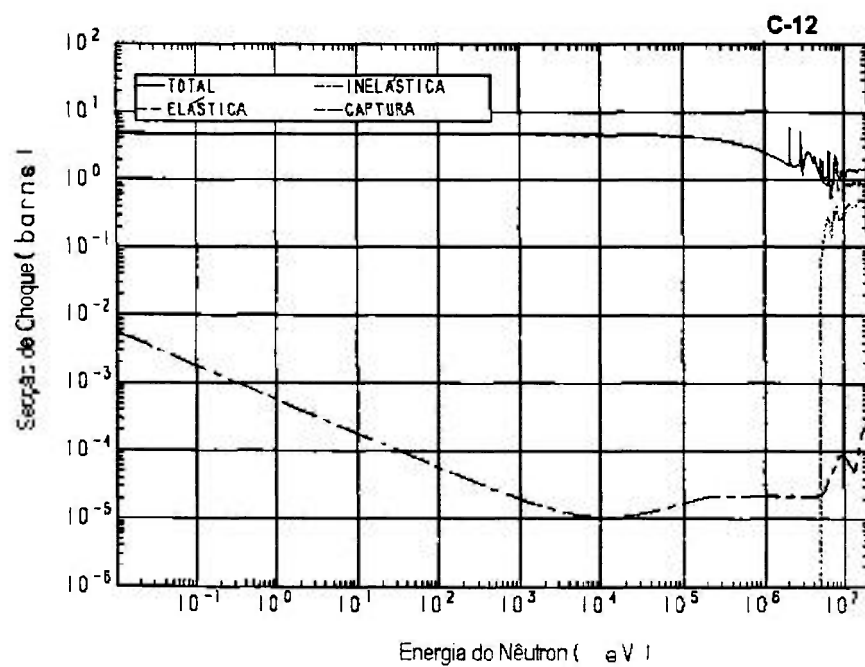


Figura AII.5 – Secção de choque do  $^{12}\text{C}$  em função da energia do nêutron incidente<sup>19</sup>.

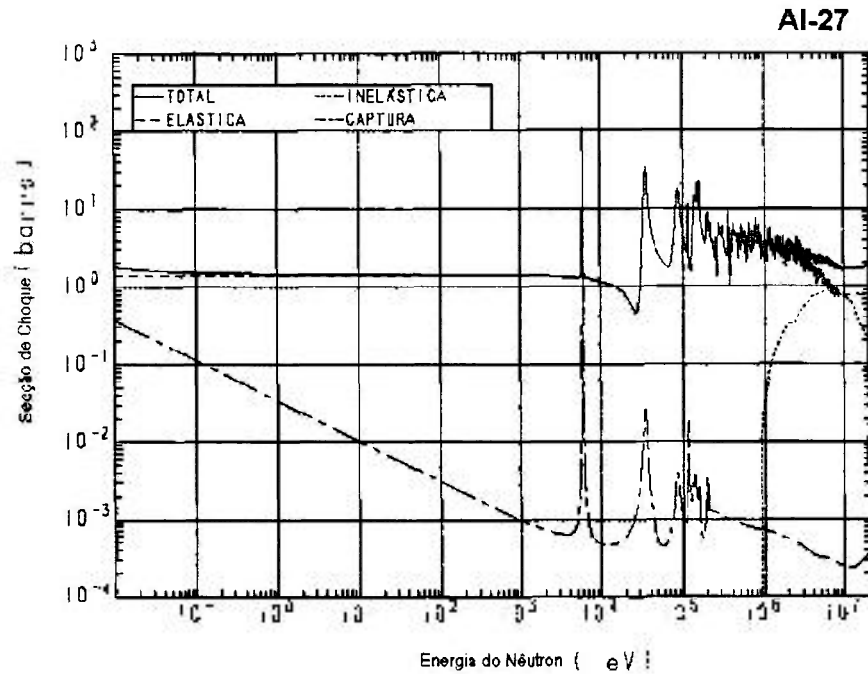


Figura AII.6 – Secção de choque do  $^{27}\text{Al}$  em função da energia do nêutron incidente<sup>19</sup>.

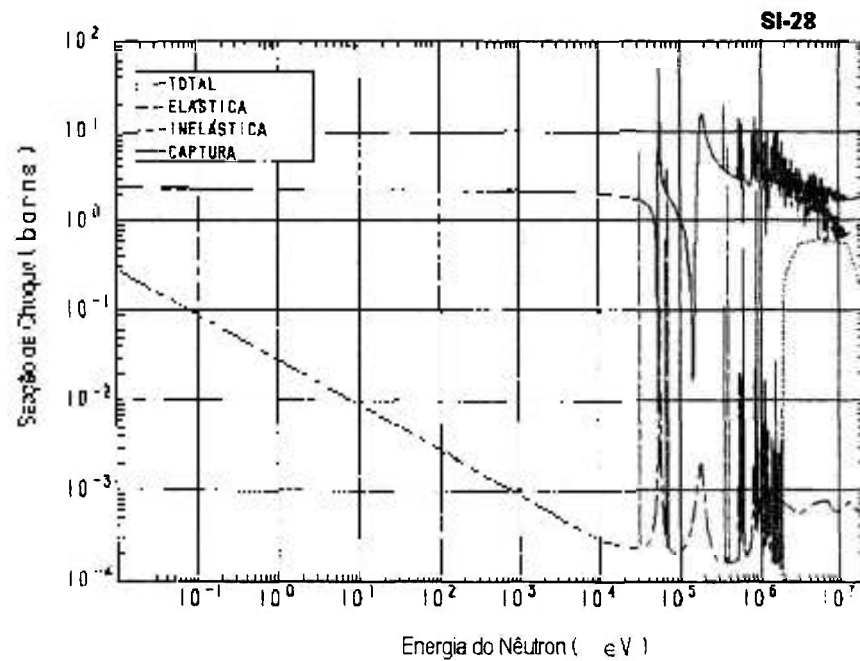


Figura AII.7 – Secção de choque do  $^{28}\text{Si}$  em função da energia do nêutron incidente<sup>19</sup>.

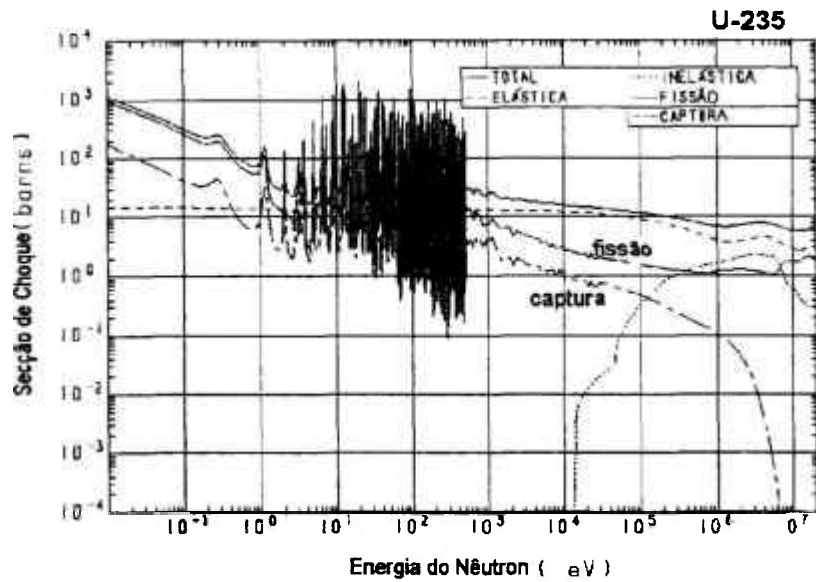


Figura AII.8 – Secção de choque do  $^{235}\text{U}$  em função da energia do nêutron incidente<sup>19</sup>.

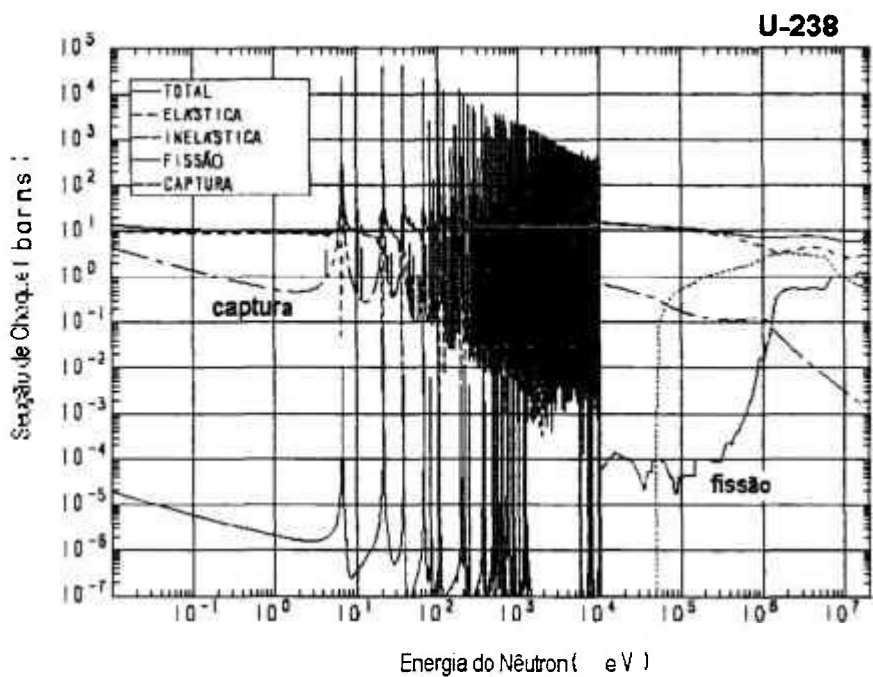


Figura AII.9 – Secção de choque do  $^{238}\text{U}$  em função da energia do nêutron incidente<sup>19</sup>.

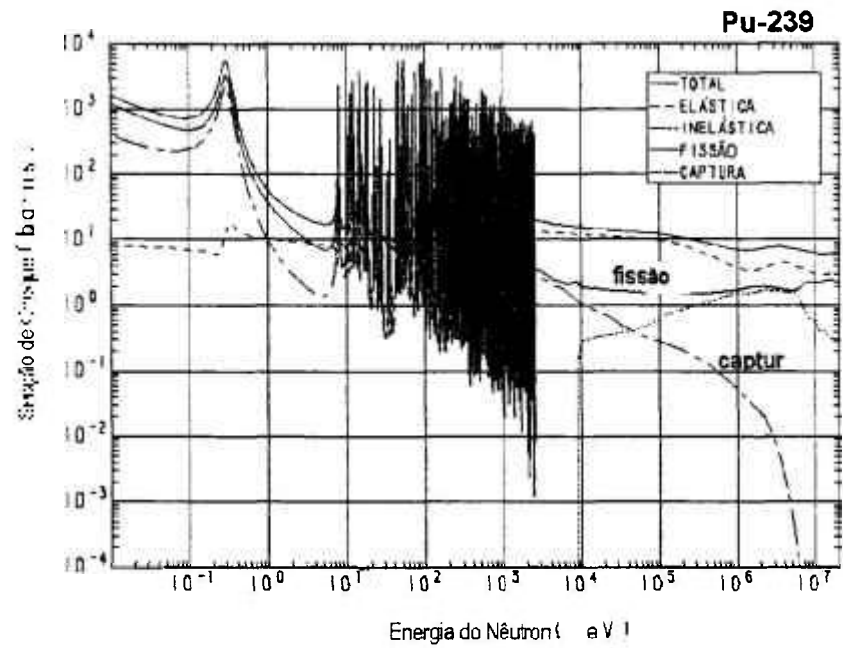


Figura AII.10 – Secção de choque do  $^{239}\text{Pu}$  em função da energia do nêutron incidente<sup>19</sup>

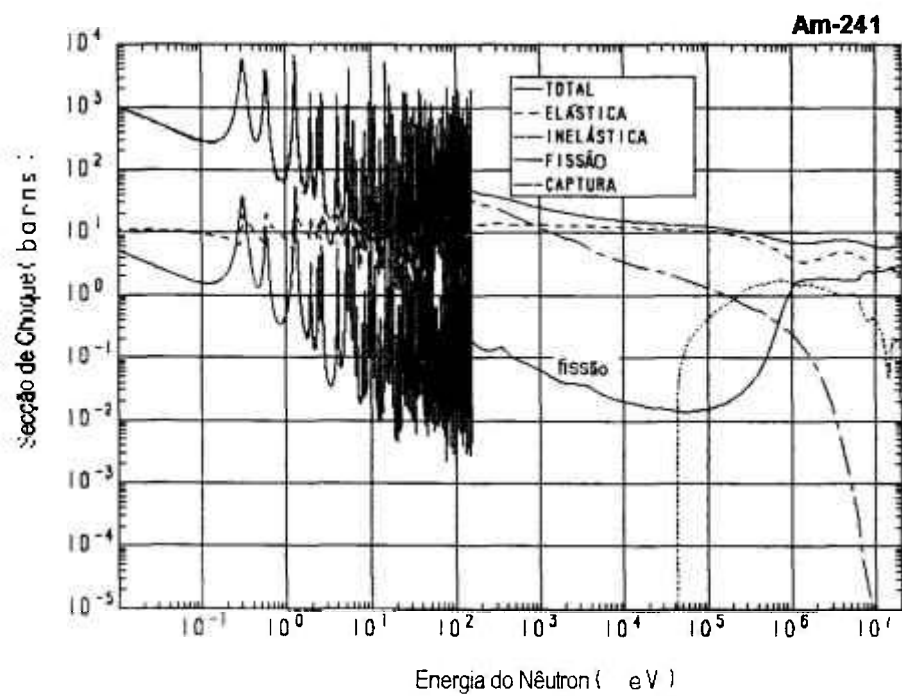


Figura AII.11 – Secção de choque do  $^{241}\text{Am}$  em função da energia do nêutron incidente<sup>19</sup>.

---

### 7.3 - APÊNDICE – III – Características energéticas dos neutrons da fonte de Am-Be e fator geométrico.

#### III - 1 Relação entre energia dos neutrons de fonte de Am-Be e a dos prótons de recuo gerados.

A fonte de Am-Be emite neutrons rápidos numa ampla faixa de energia. A Figura AIII.1 apresenta o espectro de neutrons emitidos por uma fonte de nêutron Am-Be de atividade nominal de 1 Ci (37 GBq) de  $^{241}\text{Am}$ .

A interação dos neutrons com material hidrogenado gera prótons de recuo de várias energias. A energia dos prótons emitidos na reação (n,p) depende do ângulo de recuo  $\theta$ , com relação a direção do nêutron, e é determinada pela equação:

$$E_p = E_N \cdot \cos^2 \theta$$

sendo:

$E_p$  = energia do próton,

$E_N$  = energia do nêutron

$\theta$  = ângulo formado entre a direção do nêutron incidente e o próton de recuo.

Na Figura A III.2 é apresentado o espectro de energia do próton de recuo devido a neutrons de uma fonte de Am-Be.

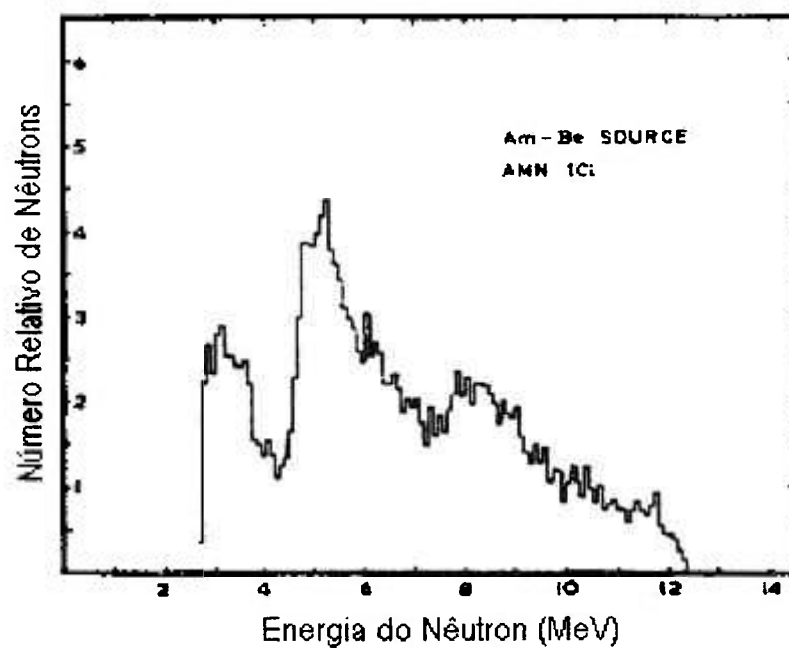


Figura AIII.1 - Espectro de energia de neutrons de uma fonte de Am-Be  
Figura modificada de Salgir e Walker<sup>43</sup>.

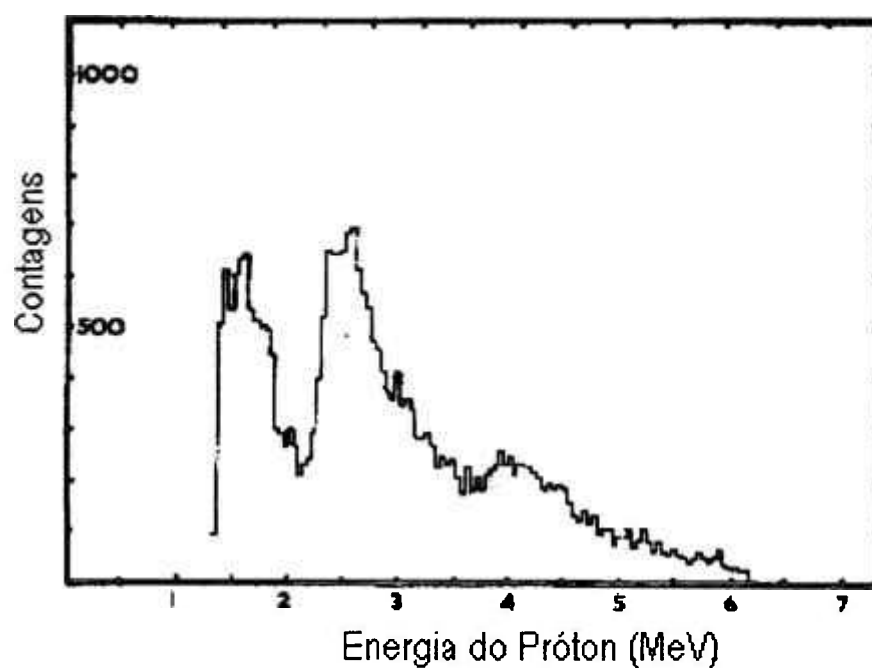


Figura AIII.2 - Espectro de energia de prótons de recuo, devido a neutrons de uma fonte de Am-Be. Figura modificada de Salgir e Walker<sup>43</sup>.

A Figura AIII.3 apresenta a relação entre a energia do nêutron incidente e a do próton de recuo gerado numa folha de polietileno de  $0,8\text{mg}\cdot\text{cm}^{-2}$ .

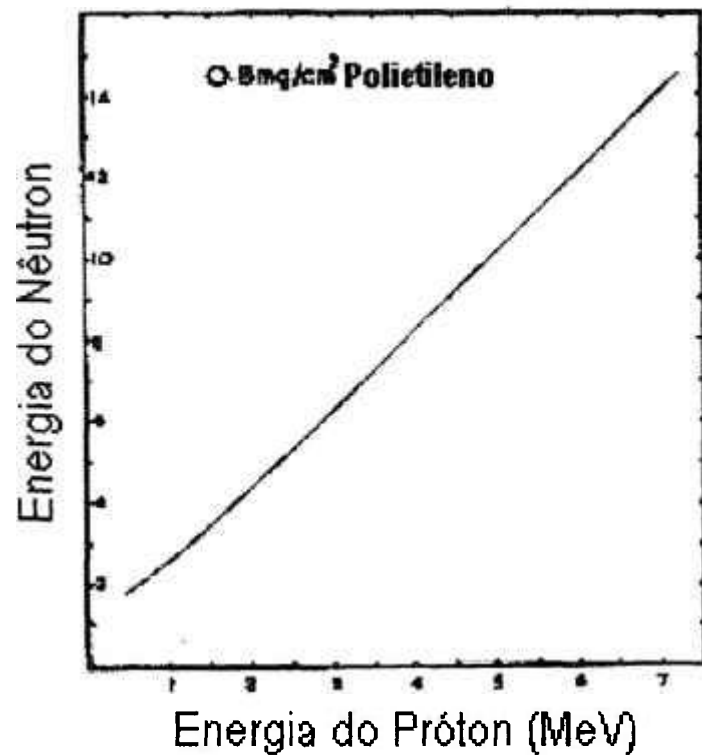


Figura AIII.3 - Relação entre a energia de prótons de recuo gerados num alvo de polietileno e de neutrons de uma fonte de Am-Be. Figura modificada de Salgir e Walker<sup>43</sup>.

As Figura AIII.4 (a) e (b) e AIII.5 apresentam o espectro de neutrons emitidos por três fonte de neutrons Am-Be, de atividades nominais de: 370 GBq, 37 GBq e 3,7 GBq de <sup>241</sup>Am respectivamente.

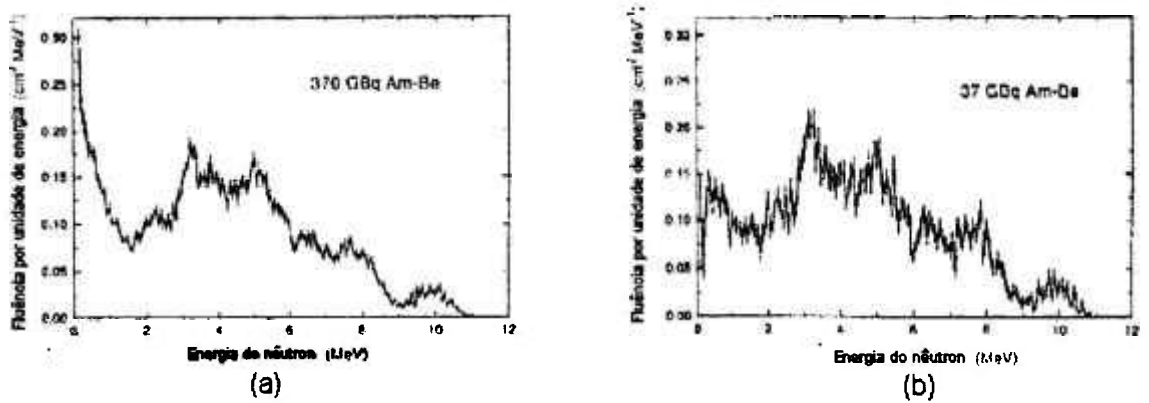


Figura AIII.4 - Espectro de energia de neutrons de duas fontes de Am-Be, (a) atividade de 370 GBq e (b) 37 GBq. Figura modificada de Marsh e col<sup>28</sup>.

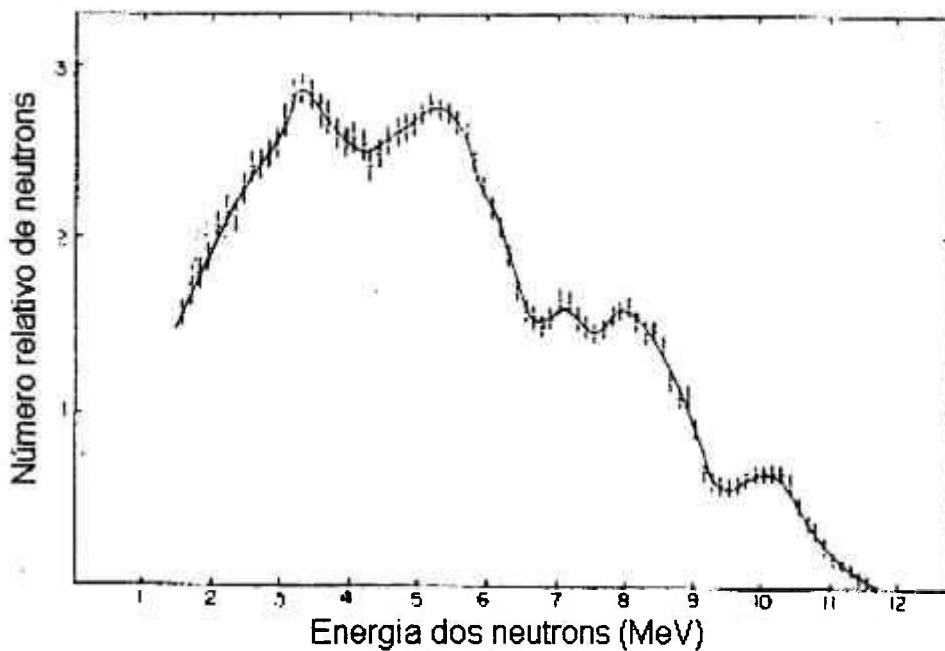


Figura AIII.5 - Espectro de energia de neutrons de uma fonte de Am-Be, de atividade de 3,7 GBq. Figura modificada de Thompson e Taylor<sup>54</sup>.

### III - 2 Estudo do ângulo sólido na detecção de neutrons de uma fonte extensa

A fração dos neutrons incidentes em um detector circular fino, provenientes de uma fonte cilíndrica posicionada com a face paralela a esse detector é determinada pelo ângulo sólido formado entre o detector e a fonte<sup>7</sup>. A família de curvas da Figura III - 4 serve para estimar a parcela dos neutrons emitidos pela fonte cilíndrica que se dirigem para o detector. Para as dimensões do detector usado neste trabalho (Figura 14) e a fonte de Am-Be (Figura 11) a fração do ângulo sólido caracterizado pelo sistema fonte-detector é de 0,10. Desse modo, para  $L=1\text{cm}$  e  $R=1\text{cm}$ , a quantidade de neutrons que atinge a fonte é de aproximadamente 10% da fluência total ( $296000\text{ n}\cdot\text{s}^{-1}$ ) da fonte de Am-Be utilizada, i.e,  $29600\text{ n}\cdot\text{s}^{-1}$ .

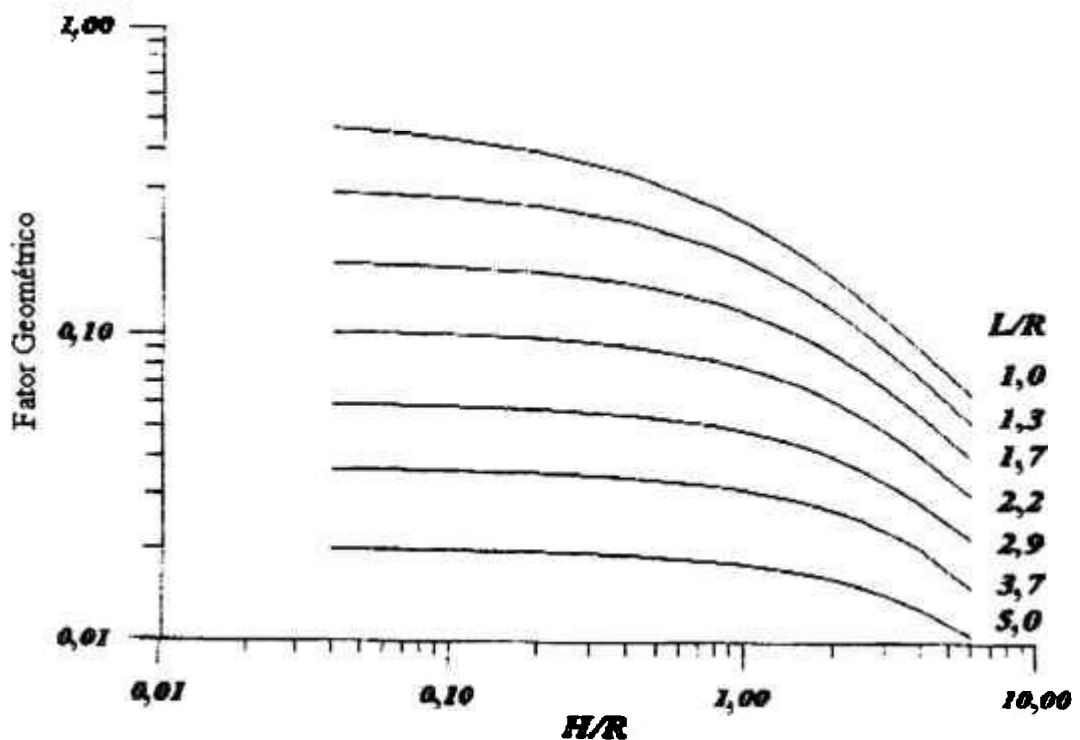


Figura AIII.4 – Fator Geométrico para uma fonte volumétrica e detector circular.  
R = raio do detector, L = raio da fonte, H = altura da fonte.

## 8 Referências Bibliográficas

1. ANTONUK, L. E.; BOUDRY J.; YORKSTON J. and WILD C.F. Radiation damage studies of amorphous silicon photodiode sensor for applications in radiotherapy X-ray imaging **Nuclear Instruments and Methods A**, v. 299 p143-146, 1990
2. BAARD, J.H.; ZIJP, W.L. AND H.J. NOLTHENIUS, **Nuclear data guide for reactor neutron metrology**– Kluwer academic publishers – Netherlands – 1989 p. 20 e 48
3. BARTHE, J.; BORDY J. M. and LAHAYE T. Electronic neutron dosimeters: history and state of the art. **Radiation Protection Dosimetry**, v. 70,(1-4), p 59-66, 1997
4. BERLIN, H. M. **Op-amp-circuits and principles** ed. Sams, a division of Macmillan Computer Publishing, Indiana, USA 1974
5. BERRETTA, J.R. e MADI T.F. Calibração de um detector BF-3 para monitoração do fluxo de nêutrons de um acelerador tipo Van de Graaff V CGEN - Congresso Geral de Energia Nuclear, 1994 – Rio de Janeiro R.J.
6. BERRETTA, J.R. e MADI T.F. Medida do fluxo de nêutrons produzidos por um acelerador eletrostático usando monitores de Al e Ba como monitores de fluxo II ENAN – Encontro Nacional de Aplicações Nucleares, 1993, Caxambu - MG.
7. CARVALHO, M.C. **Metodologia para determinação da eficiência de um monitor de gases emissores de partículas  $\beta$** . Dissertação (Mestrado) - IPEN-CNEN/SP, 1995
8. DALTON, R. G. and OSBORN, R. K., Flux perturbation by thermal neutron detectors. **Nuclear Science and Engineering**, v. 9, p. 198-210, 1961
9. DEARNALEY, G. AND NORTHROP D.C, **Semiconductor counters for nuclear radiations.**, 2 ed. E &F.N. Spon Limited-London, 1966
10. EISEN Y., OLSHER R. H., BRAKE R. J., LITTLEJOHN G. J. and MEDDLES A. A portable X ray spectrometer/dosemeter based on a silicon diode **Radiation Protection Dosimetry**, v.32, p. 105-112, 1990
11. FERNÁNDEZ F., BOUASSOULE T., DOMINGO C., LUGUERA E, AND BAIXERAS C,. Response of a CR-39 fast neutron dosimeter with a

- polyethylene converter improved with makrofol, **Radiation Protection Dosimetry**, v. 66 (1-4), p. 343-347, 1996
12. GIUBELLINO, P.; PANIZZA, G.; HALL, G.; SOTTHIB, H.U. S.; ZIOCK, H.J.; FERGUSON, P.; SOMMER, W.F.; EDWARDS, M.; CARTIGLIA, N.; HUBARD, B.; LESLIE, J.; PITZL, D.; O'SHAUGHNESS, Y. K.; ROWE, W.; SADROZINSKI, H.F.W.; SEIDEN, A and SPENCER, E., Study of the effects of neutron irradiation on strip detectors, **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A**, v.315, p. 156-160, 1992
  13. HALL, E. J. and BRENNER, D. J., The biological effectiveness of neutrons; implications for radiation protection, **Radiation Protection Dosimetry**, v. 44(1-4), p. 1-9, 1992
  14. HALLIDAY, D. RESNICK, R. AND WALKER, J. **Fundamentos de física**. Vol. 4 Livros Técnicos e Científicos, 4ª edição Rio de Janeiro, 1996
  15. HAMADA, M.M.; MADI T.F. e MESQUITA C.H., Estudo do acoplamento óptico de detectores plásticos cintiladores: avaliação de diferentes produtos de silicone – III CGEN Congresso Geral de Energia Nuclear –1990- Rio de Janeiro R.J.
  16. HIGH VOLTAGE ENGINEERING Neutron Production and Protection. Corporation. Burlington, Mas. USA 1976
  17. HOSOE, M.; TAKAMI Y.; SHIRAIISHI F. and TOMURA K., Stopping power measurement using thick alpha sources **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research**, v. 223, p. 377-381, 1984
  18. HUSSEIN, A; HAGER, S. A; KANY, A M. I.; EL NIMR, M. K. and GHANIM, E. H., Development of alpha tracks and neutron-induced recoil protons in CR-39 for dosimetric applications, **Radiation Effects and Defects in Solids**, v. 139, p. 163-172, 1996
  19. JAERI (Japan Atomic Energy Research Institute, endereço eletrônico: <http://wwwndc.tokai.jaeri.go.jp/>)
  20. JUNG, M.; TEISSIER, C. and SIFFER, P, Dose response simulation of high sensitivity electronic silicon dosimeters **Radiation Protection Dosimetry**, v.51, p. 157-167, 1994
  21. KLEINKNECHT K., **Detectors for particle radiation**, Cambridge University Press, USA, New York, 1987

22. KNOLL, G. F.; **Radiation detection and measurement**. 2 ed. John Wiley & Sons. 1986
23. LAMARSH, J.R., **Introduction to nuclear reactor theory**. 2. ed. Addison-Wesley Publishing Company, 1972.
24. LEMEILLEUR, F.; GLASER, M.; HEIJNE, E.H.M.; JARRON, P. and OCCELLI, E. Neutron-induced radiation damage in silicon detectors **IEEE Transactions on Nuclear Science**, v. 39(4), p 551-557, 1992.
25. MADI, T.F.. **Determinação não destrutiva da queima de elementos combustíveis do reator IEA-R1 por espectrometria gama usando detector de Ge(Li)**. Dissertação (Mestrado) - IPEN-CNEN/SP, 1982
26. MAQUEDA, R. J.; BARNES, C. W.; HAN, S. S.; STAPLES, P. A.A AND WAGNER, R. S., Proton recoil detector of fusion neutrons using natural diamond **Rev Sci. Instrum.** v. 68 (1) January 1997
27. MARMIER, P. AND SHELDON, E. **Physics of nuclei and particles**, Vol I – Academic Press, New York 1971
28. MARSH, J.W., THOMAS, D. J. AND BURKE M. High resolution measurements of neutron energy spectra from Am-Be and Am-B neutron sources **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A** v. 366, p. 340-348, 1995
29. MARTINI E., HAMADA M.M., MADI T.F E MESQUITA C.H Estudos das Características de um Detector de Corpo Inteiro Com Supressão Compton para Pequenos Animais – XIX Reunião de Trabalho sobre Física Nuclear no Brasil, Águas de Lindóia – S.P, 1996
30. MATSUMOTO, T., Pin diode for real time dosimeter in a mixed field of neutron and gamma rays **Radiation Protection Dosimetry**, v. 35, p. 193-197, 1991
31. MESQUITA C.H, MADI T.F E HAMADA M.M. Desenvolvimento de Um Monitor de Radiocontaminação da Água Utilizando Detector Plástico Cintilador III CGEN Congresso Geral de Energia Nuclear –1990- Rio de Janeiro R.J.
32. MIECZYSLAW S. and TRACYK M., A new concept of dosimeter with silicon photodiodes **IEEE Transactions on Nuclear Science**, v. 43(3), June, p. 1855-1859, 1996.
33. MIRESHGHI A, CHO G., DREWERY J., JING T., KAPLAN S.N., PEREZ-MENDEZ V., WILDERMUTH D. Amorphous silicon position sensitive

- neutron detector **IEEE Transactions on Nuclear Science**, v.39, n.4, p. 635-640, 1992.
34. MOISEEV T. Study of moderator type electronic neutron dosimeter for personal dosimetry **Radiation Protection Dosimetry**, v. 70, (1-4), p. 93-96, 1997
  35. NICHOLSON, P. W. **Nuclear electronics** John Wiley & Sons London 1974
  36. NUCLEAR CHICAGO – Instruction Manual Model 9140 Nemo Spherical Neutron Dosimeter System – USA
  37. PADILHA M. C., **Deteção de Nêutrons Utilizando CR-39** (Dissertação de Mestrado), 1992.
  38. PEREIRA M.C.C., HAMADA M.M., MADI T.F E MESQUITA C.H. Estudo do Tempo de Decaimento, Resolução Energética, Transmitância e Luminescência em Cristais de Iodeto de Césio Ativado com Tálcio CsI(Tl). XI ENFIR – IV ENAN Joint Nuclear Conferences – 1997 – Poços de Caldas – M.G..
  39. PEREIRA M.C.C., HAMADA M.M., MADI T.F., CALVO W.<sup>ª</sup>P., BRUZINGA W.A, VIERA J.M. E MESQUITA C.H. Caracterização do Cristal Cintilador de CsI(Tl) Desenvolvido no IPEN/CNEN-S.P. X ENFIR – III ENAN Joint Nuclear Conferences – 1995 – Águas de Lindóia – S.P.
  40. PRICE, W. J. **Nuclear radiation detection** McGraw-Hill Book Company, New York 1958
  41. Radiation Protection Instrumentation and its Application ICRU Report 20 – International Commission on Radiation Units and Measurements - p 43 – 45 1991
  42. RODRIGUÉS P B, SANCHES M A and TOMÉ F V Experimental studies of self-absorption and backscattering in alpha – particle sources **Appl Radiat. Isot.**, v.48, n. 9, p 1215-1220, 1997
  43. SALGIR T AND WALKER J, Neutron spectra of  $^{241}\text{Am}$ - $^9\text{Be}$  sources by use proton recoils from a shaped converter foil , In NEUTRON MONITORING, August 29 - September 02, Vienna. **Proceedings...** Vienna: IAEA, p 261-268, 1966.
  44. SAMPA, M.H.O, **Desenvolvimento do processo de deposição eletroforético de boro em substratos de alumínio, destinados à construção de detectores de nêutrons**. São Paulo: Tese (Doutoramento) – Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares.
  45. SCHELLEN, J.; BALZHAUSER, M.; HOENGESBERG, F.; ENGELS, R.; REINARTZ, R. A new neutron detector development based on silicon

- semiconductor and  ${}^6\text{LiF}$  converter. **Physica B Condensed matter**, v. 234 – 239, p. 1084-1086, 1997
46. SENTURIA, S. D. AND WEDLOCK, B. D. **Electronics circuits and applications** John Wiley & Sons New York, 1991
47. SHIRAISHI, F., TAKAMI, Y. and HOSOE, M. A large area solid state detector made of ultra purity p-type Si **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research** v. 226, p. 107-111, 1984
48. SHIRAISHI F., TAKAMI Y., HASHIMOTO T. and HATORI K. A new type personnel neutron dosimeter with thin Si detectors **IEEE Transactions on Nuclear Science**, v.35(1), p. 575-578, 1988
49. SHIRAISHI F., TAKAMI Y., HASHIMOTO T. Application of silicon detectors to radioaction monitoring in reactor facilities. **Institute of Atomic Energy, Rikkyo University. Nagasaka, Yokosuka**, v.240 (01), Japan. p. 437-445, 1987.
50. TAKAMI, Y., HASHIMOTO, T., SHIRAISHI, F. Quantitative analysis of alpha activities in thick sources using Si detectors **IEEE Transactions on Nuclear Science**, v.33(1), p.639-642, 1986.
51. TAKAMI, Y., SHIRAISHI, F., KURIHARA, H. AND KAWAGUCHI, K. A fast neutron spectrometer made of a single wafer DE-E Si detector **IEEE Transactions on Nuclear Science**, v.34, n.1, v.461-463, 1987
52. TAKAMI, Y., SHIRAISHI, F., MURAKAMI, H., SIEMINSKI, M. ISAWA, N. Development of large area p-Si surface barrier detectors and the associated charge sensitive preamplifier **IEEE Transactions on Nuclear Science**, v.36(1), , p.181-184,1989
53. TANARRO, A S. **Instrumentacion nuclear**. Servicio de Publicaciones de La J.E.N.. Madrid 1970
54. THOMPSON, M. N.AND TAYLOR, J. M. Neutron spectra from Am- $\alpha$ -Be and Ra- $\alpha$ -Be souces souces **Nuclear Instruments and Methods** v. 37, p. 305-308, 1965
55. TRAVESI, A ., **Analysis por Activacion Neutronica, Teoria, Práctica y Aplicaciones**. JEN-Junta de Energia Nuclear, Madri 1975.
56. WALTON, J. T. and GOUDING, F.S., Silicon radiation detectors with oxide charge

state compensation **IEEE Transactions on Nuclear Science**, v.36(1),1987,. p.  
396-399

57. WOLFRAM, S. **The mathematica<sup>®</sup>** Third edition Cambridge University Press  
1996
58. ZIEGLER, J. F. **The stopping power and ranges of ions in matter**. Pergamon  
Press New York 1977