

BR 7801400



**DOSIMETRIA DE NÉUTRONS RÁPIDOS**

**Barbara Maria Rzycki**

**DISSERTAÇÃO E TESE - IEA 028**

**JANEIRO/1977**

**DOSIMETRIA DE NÉUTRONS RÁPIDOS**

**Barbara Maria Rzycki**

**Dissertação para obtenção do Título de "Mestre em Física" – Orientador Prof. Dr. Shiguo Watanabe. Apresentada e defendida em 9 de agosto de 1976, no Instituto de Física da Universidade de São Paulo.**

**APROVADO PARA PUBLICAÇÃO EM NOVEMBRO/1976**

**CONSELHO DELIBERATIVO**

Eng<sup>o</sup> Hécio Modesto de Costa  
Eng<sup>o</sup> Ivano Humbert Marchesi  
Prof. Admar Cervellini  
Prof. Sérgio Mascarenhas de Oliveira  
Dr. Klaus Reinach  
Dr. Roberto D'Utra Vaz

**SUPERINTENDENTE**

Prof. Dr. Rômulo Ribeiro Pieroni

**INSTITUTO DE ENERGIA ATÔMICA**  
Caixa Postal 11.049 (Pinheiros)  
Cidade Universitária "Armando de Salles Oliveira"  
SÃO PAULO - BRASIL

---

NOTA: Este trabalho foi conferido pelo autor depois de composto e sua redação está conforme o original, sem qualquer correção ou mudança.

## ÍNDICE

	Página
<b>CAPÍTULO I</b>	
<b>INTRODUÇÃO</b> .....	1
1.1 – Dosimetria da Radiação Baseada em Termoluminescência .....	1
1.2 – Fenômeno da Termoluminescência .....	2
1.3 – Características Gerais .....	3
1.3.1 – Curvas de Emissão .....	3
1.3.2 – Linearidade .....	4
1.3.3 – Sensibilidade e Reprodutibilidade .....	4
1.3.4 – Estabilidade .....	5
1.3.5 – Dependência da Luz TL com a Energia do Fóton .....	5
1.3.6 – Tratamentos Térmicos .....	5
1.4 – Dosimetria de Nêutrons .....	6
1.5 – Objetivos do Presente Trabalho .....	6
<b>CAPÍTULO II</b>	
<b>PARTE EXPERIMENTAL</b> .....	7
2.1 – Materiais Usados .....	7
2.2 – Diferentes Misturas Usadas e Diferentes Encapsulamentos .....	8
2.3 – Tratamento Térmico e Separação do Material Moderador .....	8
2.4 – Irradiação de Amostras .....	6
2.4.1 – Irradiação com Raios-X .....	9
2.4.2 – Irradiação com Nêutrons Rápidos .....	10
2.5 – Equipamento de Leitura TL .....	10
2.6 – Calibração .....	11
<b>CAPÍTULO III</b>	
<b>INFLUÊNCIA DO TAMANHO DE GRÃOS E ALCANCE DE PRÓTONS</b> .....	12
3.1 – Determinação do Tamanho Ótimo de Grão do Fósforo e do Material Hidrogenado .....	12
3.1.1 – Cálculo da Energia Média Perdida pelo Nêutron por Colisão .....	12
3.1.2 – Alcance do Próton de Recuo no Material Hidrogenado .....	14
3.2 – Influência da Cápsula do Dosímetro na Eficiência da TL .....	18
3.2.1 – Perdas de Energia dos Nêutrons no Vidro .....	18
3.2.2 – Perdas da Energia dos Nêutrons no Polietileno .....	20

**CAPÍTULO IV**

<b>CÁLCULO DA FLUÊNCIA DE NÊUTRONS RÁPIDOS DE CÁLCULOS DE DOSE .....</b>	<b>21</b>
<b>4.1 – Fontes de Nêutrons Rápidos .....</b>	<b>21</b>
<b>4.2 – Cálculo da Fluência de Nêutrons Rápidos .....</b>	<b>22</b>
<b>4.3 – Cálculo da Taxa de Dose Equivalente para Nêutrons Rápidos .....</b>	<b>22</b>
<b>4.4 – Cálculo da Taxa de Exposição da Radiação Gama Proveniente da Fonte de Am-Be .....</b>	<b>23</b>
<b>4.5 – Cálculo da Dose de Primeira Colisão dos Sistemas Dosimétricos Utilizados .....</b>	<b>25</b>
<b>4.6 – Cálculo da Distância Fonte-Amostra para Irradiação das Amostras com <sup>60</sup>Co .....</b>	<b>29</b>

**CAPÍTULO V**

<b>MEDIDAS, RESULTADOS EXPERIMENTAIS E CONCLUSÕES .....</b>	<b>36</b>
<b>5.1 – Influência da Luz Natural no Fósforo .....</b>	<b>36</b>
<b>5.2 – Tipo de Fluorita mais Sensível .....</b>	<b>36</b>
<b>5.3 – Resposta TL para Grãos de Diferentes Tamanhos .....</b>	<b>38</b>
<b>5.4 – Desvanecimento da Intensidade da TL .....</b>	<b>38</b>
<b>5.5 – Comparação das Respostas TL para os Diferentes Dosímetros .....</b>	<b>43</b>

**CAPÍTULO VI**

<b>CONCLUSÕES FINAIS .....</b>	<b>47</b>
<b>SUGESTÕES PARA FUTUROS TRABALHOS .....</b>	<b>47</b>

**APÊNDICE A**

<b>Interação de Nêutrons com a Matéria .....</b>	<b>48</b>
--	-----------

**APÊNDICE B**

<b>Dados sobre a Fonte de Am-Be .....</b>	<b>52</b>
<b>Espectros de Emissão de Nêutrons da Fonte de Am-Be .....</b>	<b>53</b>
<b>Kerma vs Fluência .....</b>	<b>55</b>
<b>Tabela B-1 .....</b>	<b>56</b>

<b>ABSTRACT .....</b>	<b>56</b>
-----------------------	-----------

<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS .....</b>	<b>57</b>
---	-----------

## ÍNDICE DE FIGURAS

	Página
Figura 1-1 – Modelo de TL .....	2
Figura 1-2 – Curva de emissão do $\text{CaF}_2$ : natural .....	3
Figura 1-3 – Curva típica de emissão do $\text{LiF:Mg}$ em função da exposição .....	4
Figura 2-1 – Arranjo para irradiação de amostras com $^{60}\text{Co}$ .....	9
Figura 2-2 – Croquis do aparelho de leitura TL .....	11
Figura 4-1 – Arranjo geométrico para irradiação de amostras .....	21
Figura 4-2 – Curva que relaciona a energia dos nêutrons rápidos incidentes no tecido do homem padrão com o kerma .....	26
Figura 4-3 – Idem para o Fluoreto de cálcio natural .....	30
Figura 4-4 – Idem para o Polietileno .....	31
Figura 4-5 – Idem para o Açúcar .....	32
Figura 4-6 – Idem para mistura de fósforo e açúcar .....	33
Figura 4-7 – Idem para mistura de fósforo e polietileno .....	34
Figura 4-8 – Idem para todos os materiais .....	35
Figura 5-1 – Tipos de fluorita mais sensível a raios-X .....	37
Figura 5-2 – Tipos de fluorita mais sensível a nêutrons .....	39
Figura 5-3 – Resposta TL a grãos de diferentes tamanhos .....	40
Figura 5-4 – Desvanecimento da intensidade TL .....	41
Figura 5-5 – Comparação da resposta TL aos diferentes dosímetros irradiados com raios gama do $^{60}\text{Co}$ .....	44
Figura 5-6 – Resposta TL dos diferentes dosímetros irradiados com nêutrons rápidos .....	45

# DOSIMETRIA DE NÉUTRONS RÁPIDOS

Barbara Maria Rzycki

## RESUMO

Foi desenvolvida a técnica de prótons de recuo para induzir a termoluminescência através da incidência de nêutrons rápidos. Utilizamos o  $\text{CaF}_2$  (fluoreto de cálcio) natural como fósforo TL. O açúcar de cana e o polietileno foram usados como emissores de prótons. O fósforo e o material hidrogenado, em pó, foram bem misturados, encapsulados em tubos de vidro e expostos à fontes de Am-Be, resultando em prótons de recuo dos nêutrons rápidos incidentes com energia entre 0,25 a 11,25 MeV. A resposta intrínseca do  $\text{CaF}_2$  natural puro em relação aos nêutrons rápidos sem o material hidrogenado (radiador de prótons) foi testada utilizando-se o fluoreto de lítio (LiF) TLD-700.

As curvas de emissão TL foram registradas em temperatura, desde a ambiente até 350°C, após a irradiação com diferentes doses de nêutrons rápidos e exposições de raios gama do  $^{60}\text{Co}$ .

A dose de primeira colisão (kerma) em relação aos nêutrons rápidos nos materiais semelhantes ao tecido humano, tais como o açúcar, polietileno ou misturas de fósforo e material hidrogenado, foram calculadas para todo o intervalo de energias utilizado.

## CAPÍTULO I

### INTRODUÇÃO

#### 1.1 – Dosimetria da Radiação Baseada em Termoluminescência

A termoluminescência (TL) é um fenômeno conhecido há muitos séculos. Há registro de que, Boyle<sup>(24)</sup>, em 1663, notara a emissão de luz pelo diamante quando aquecido. Outros pesquisadores<sup>(6,24)</sup> deixaram, também, notas de observação sobre o fenômeno.

A possibilidade do uso de termoluminescência na dosimetria da radiação só foi percebida e considerada em 1895, por Wiederman<sup>(34)</sup> que observou a emissão da luz TL pelo  $\text{Ca}_2\text{SO}_4$  ativado (ou dopado) por alguns porcentos de  $\text{MnSO}_4$ , após, exposto à luz UV e aquecido até cerca de 200°C.

O grande desenvolvimento no estudo da termoluminescência como um fenômeno do estado sólido, bem como, a sua aplicação em dosimetria da radiação é relativamente recente e, se deve a dois grupos: o do Naval Research Laboratory<sup>(22,29)</sup> e o da Universidade de Wisconsin<sup>(9)</sup>. Trabalhos subsequentes podem ser encontrados na Ref.<sup>(24)</sup>. Na realidade paralelamente, o grupo chefiado por Anstov-Romanovsky<sup>(2)</sup>, desenvolveu e usou pela primeira vez, dosímetros termoluminescentes na monitoração de pessoal. O material usado foi SrS dopado com Eu ou Sm.

Schulman<sup>(11)</sup> e seus colaboradores do Naval Research Laboratory produziram com sucesso, dosímetros TL baseados em  $\text{CaF}_2$  ativado com Mn (posteriormente com Dy), enquanto que, Cameron<sup>(5)</sup> e seus colaboradores, seguidores do trabalho de Daniels, especializaram-se em LiF: Mg, realizando um estudo muito extensivo sobre a TL deste cristal.

A fluorita, o  $\text{CaF}_2$  natural é um excelente cristal iônico termoluminescente. O estudo de suas propriedades TL, bem como de seu uso como dosímetro da radiação, foi conduzido por Schayès<sup>(23)</sup> e seus colaboradores.

A fluorita sendo encontrada em grande quantidade e variedade no Brasil, mereceu um estudo especial no laboratório da Coordenadoria de Ciência e Tecnologia de Materiais do I E A. (8,15,20). Ela é proveniente de Criciúma, Santa Catarina e se apresenta com diversas cores, dependendo das impurezas que contém. A variedade verde é a que possui maior sensibilidade<sup>(20)</sup>.

Outros cristais iônicos são termoluminescentes, mas, não serão aqui mencionados.

## 1.2 – Fenômeno da Termoluminescência

Todos os cristais iônicos e alguns orgânicos possuem a propriedade de, tendo sido previamente irradiados, emitirem luz quando aquecidos. Dizemos, que eles apresentam o fenômeno de termoluminescência.

Em alguns casos a luz emitida está na região visível e possui tal intensidade que, numa sala escura torna-se visível a olho nú. É o caso da fluorita extraída da mina, que não sofreu nenhum tratamento térmico. Tendo sido submetida à radiação proveniente da radioatividade do solo de onde se originou, no decorrer de milhares ou milhões de anos, quando colocada sobre uma placa metálica aquecida de 250 a 300°C, numa sala escura, permite que se veja uma intensa emissão luminosa.

O mecanismo da emissão TL, como é aceito hoje em dia, baseia-se essencialmente na existência de átomos estranhos (impurezas) no cristal e/ou outros defeitos da rede. Não se pretende fazer aqui, uma exposição detalhada da discussão sobre o mecanismo em questão, por fugir ao escopo deste trabalho. Apenas se registra que segundo se aceita<sup>(25)</sup>, os dipolos formados por impurezas aliovalentes e vacâncias, ou os complexos formados por estes dipolos, dão origem a níveis de energia chamados armadilhas na banda proibida do cristal. Quando este é irradiado, por exemplo, com raios gama, tem lugar uma intensa ionização e, em consequência elétrons de valência são promovidos para a banda de condução, deixando buracos na banda de valência. Tanto os elétrons na banda de condução como os buracos na banda de valência se movem livremente no cristal até serem capturados por armadilhas. Quando, posteriormente, o cristal é aquecido, os elétrons (ou buracos) recebendo suficiente energia, são liberados para a banda de condução (banda de valência) e vagueam pelo cristal até se recombinarem com os buracos (elétrons), emitindo neste último caso, luz TL.

A profundidade E das armadilhas contada a partir do fundo da banda de condução, chama-se de energia de ativação. Quanto menor o valor de E, menor será a meia vida dos elétrons nas armadilhas correspondentes.

Sendo a termoluminescência, uma modalidade de fosforescência, um material termoluminescente é também chamado de fósforo TL.

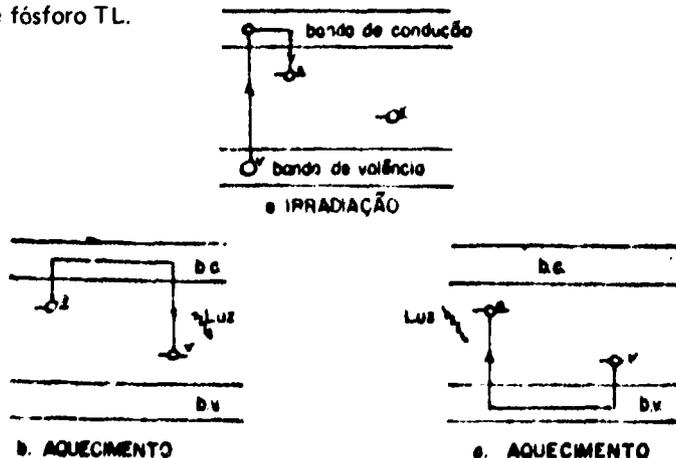


Figura 1-1

### 1.3 – Características Gerais

#### 1.3.1 – Curvas de Emissão

A luz TL emitida durante o aquecimento do fósforo, pode ser recebida numa válvula fotomultiplicadora e registrada sob forma de corrente em função do tempo (para uma taxa de aquecimento conhecida) ou da temperatura. A curva resultante recebe o nome de curva de emissão. A Figura 1-2 mostra a curva de emissão da fluorita de Criciúma.

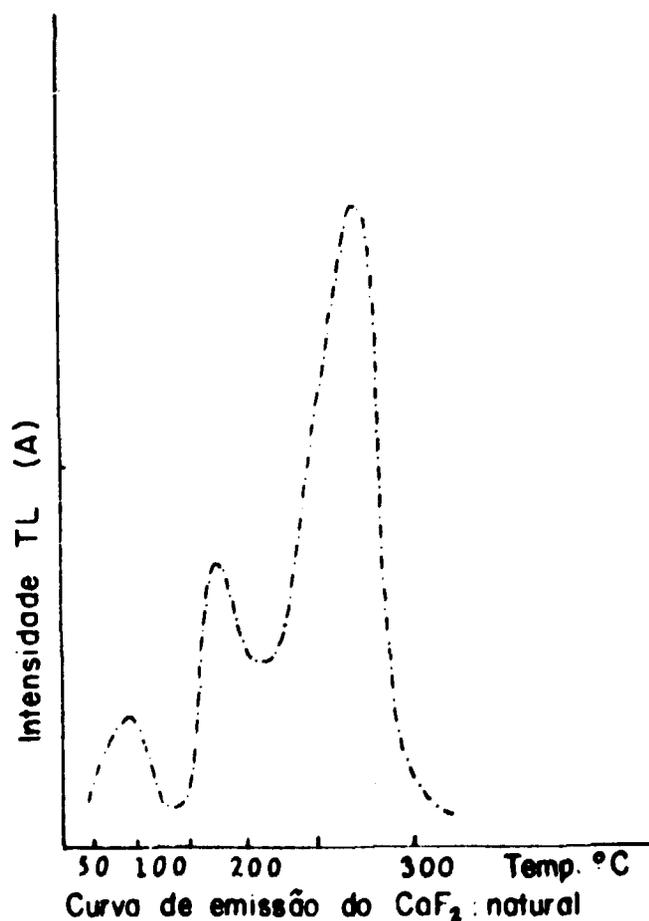


Figura 1-2

Com poucas exceções a curva de emissão da maioria dos materiais TL é composta de mais de um pico; cada um dos quais corresponde a um grupo de armadilhas de uma dada energia de ativação  $E$ . A posição de um pico dada em termos de temperatura é dependente de  $E$  bem como da taxa de aquecimento. Quanto maior for  $E$ , mais elevada será a temperatura do pico.

A altura do pico é proporcional à exposição ou dose absorvida da radiação que induziu a TL. A área sob a curva de emissão é, também proporcional à exposição da radiação incidente. Por isso, na prática pode-se usar tanto a altura do pico como a área sob a curva de emissão, como medida da exposição ( $R = \text{Roentgen}$ ) ou dose absorvida ( $\text{rad}$ ). Deve-se tomar cuidado de não usar os picos de baixa temperatura, pois, estes decaem mesmo em temperatura ambiente.

A curva de emissão é a que caracteriza a propriedade TL de cada fósforo.

### 1.3.2 – Linearidade

Para a dosimetria de rotina é desejável que a resposta TL varie linearmente com a exposição, pois se isto for o caso, basta determinar um ponto de calibração, isto é, um fator de proporcionalidade e ter-se-á de modo muito simples a curva de calibração.

A observação mostra que, na maioria dos casos, a curva da TL versus a exposição apresenta as seguintes características:

i a TL varia linearmente com a exposição na região que vai de baixa exposição até cerca de 500 a 1000 R

ii acima dessa exposição (cujo valor varia de fósforo para fósforo) o material emite luz numa proporção superior à linear, por isso chamada de resposta **supralinear**, até que, para uma exposição de  $10^5$  R a  $10^6$  R, a resposta TL entra em saturação.

iii. finalmente para exposições superiores, a resposta TL passa a decrescer.

A Figura 1-3 mostra uma curva de resposta TL em função da exposição, do LiF:Mg (TLD-100). A supralinearidade depende da história térmica do material.

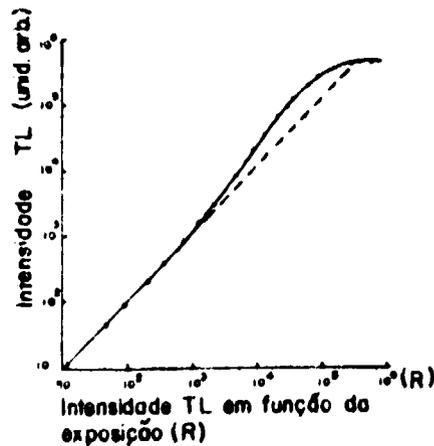


Figura 1:3

### 1.3.3 – Sensibilidade e Reprodutibilidade

A sensibilidade de um fósforo é dada pela leitura TL por unidade de exposição. É claro que um material sensível é essencial para a medida de exposições baixas.

A reprodutibilidade de uma leitura é a propriedade pela qual, o fósforo adequadamente tratado produz sempre igual leitura TL para a mesma exposição da radiação.

A sensibilidade de um fósforo depende, é claro, deste, isto é, o LiF por exemplo possui uma sensibilidade diferente daquela do  $\text{CaF}_2$ , etc. Mas, para um dado cristal, a sensibilidade depende criticamente do tipo e da concentração da impureza que se coloca. É bem conhecido o fato de que, o Mg é a impureza fundamental no LiF para que este seja um bom material TL e que, a concentração ideal esteja na vizinhança de 100 ppm. A presença de Ti é, também, essencial por motivo que aqui não será discutido.

Uma irradiação intensa, da ordem de  $10^5$  a  $10^6$  R em alguns casos, aumenta a sensibilidade do fósforo.

A reprodutibilidade depende do comportamento térmico do fosforo. Se este, em temperatura ambiente, sofre o efeito de recozimento, a sua reprodutibilidade pode sofrer variações.

#### 1.3.4 – Estabilidade

A estabilidade é medida pela meia vida de um pico TL em temperatura ambiente. Como já se viu, quanto maior for o valor da energia de ativação maior será a meia vida das armadilhas correspondentes. Na prática, só interessam os picos estáveis, pois, o fósforo TL para ser um bom dosímetro deve (a) guardar por longo tempo a TL nele induzida, (b) fornecer uma leitura TL cumulativa.

A curva de decaimento de um pico em temperatura ambiente é, também, chamada de curva de desvanecimento (fading)

#### 1.3.5 – Dependência da Luz TL com a Energia do Fóton

Sendo o efeito fotoelétrico o processo predominante de ionização para a energia do fóton abaixo de cerca de 150 keV, a resposta TL de um material torna-se dependente da energia do fóton, nesta região. Esta dependência é mais acentuada quanto maior for o número atômico efetivo ( $Z_{ef}$ ) do material, pois, a secção de choque para o efeito fotoelétrico é fortemente dependente de  $Z$  (número atômico). Como o ar é tomado como padrão na definição da unidade de exposição, o material que tiver  $Z_{ef}$  perto de  $Z_{ar}$ , apresentará menor dependência com a energia do fóton. Por exemplo o LiF tem  $Z_{ef} \sim 8,2$  comparado com o  $Z_{ar} \sim 7,64$  e a sua resposta TL, para uma dada exposição, tem uma variação máxima de  $\sim 30\%$  em relação à resposta TL para cerca de 1,25 MeV (energia média dos raios gama do  $^{60}\text{Co}$ ), onde não há dependência com a energia.

O  $\text{CaF}_2$  com  $Z_{ef} \sim 16,3$ , apresenta na região de 40 KeV, uma resposta TL cerca de 16 vezes à da região de 1 MeV, para uma dada exposição teste.

Em dosimetria da radiação é importante levar em consideração este fator, quando se usa material termoluminescente para esse fim. O LiF tem uma dependência fraca com a energia do fóton, em compensação não é dos fósforos mais sensíveis.

#### 1.3.6 – Tratamentos Térmicos

O tratamento térmico (recozimento), principalmente, por um tempo considerado prolongado, em geral afeta as condições internas do cristal. O número de defeitos intrínsecos é fortemente dependente da temperatura. Os complexos envolvendo impurezas formam aglomerados, que são dependentes também, da temperatura. O esfriamento rápido (quenching) de um material recozido em temperaturas elevadas tem efeito diferente de um esfriamento lento.

Evidentemente tudo isto influi na termoluminescência. Assim, tanto no estudo do fenômeno em si, como da sua aplicação prática, é fundamental conhecer o comportamento do cristal diante de tratamentos térmicos específicos, a fim de ter certeza do resultado que se obtém. Particularmente é o recozimento, um fator importante para a reprodutibilidade da termoluminescência.

O LiF apresenta um comportamento muito interessante em relação ao tratamento térmico<sup>(6)</sup>, isto é, várias de suas propriedades são dependentes do recozimento.

No presente trabalho, as condições de tratamento térmico serão por isso sistematicamente especificadas.

#### 1.4 – Dosimetria de Nêutrons

Os nêutrons são partículas sem carga, tornando a sua detecção muito difícil.

A sua interação com a matéria é essencialmente nuclear: captura, espalhamento elástico e inelástico e reação nuclear.

A aplicação da termoluminescência na detecção de nêutrons, principalmente de nêutrons térmicos, data de um pouco mais de 10 anos<sup>(3)</sup>.

A idéia básica dessa aplicação consiste no seguinte: cerca de 7,4% do Li que entra no cristal de LiF e do isótopo  $Z=6$ ; este possui uma seção de choque muito elevada da ordem de 945 barns para a captura de nêutrons térmicos dando origem ao trítio e partícula alfa ( $\alpha$ ), que sendo carregados, induzem TL no LiF. O efeito de raios gama ( $\gamma$ ), que sempre acompanha os nêutrons pode ser subtraído, colocando-se outro material TL insensível a nêutrons. O LiF crescido no laboratório, usando só o isótopo  $^7\text{Li}$  (99,9%) detecta somente raios gama.

Outros materiais são também usados para esse fim, baseados no mesmo princípio. É o caso do  $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7:\text{Mn}$ , enriquecido com  $^{10}\text{B}$ , que possui também, elevada seção de choque para a captura de nêutrons térmicos.

Mucillo e Watanabe<sup>(1,18,33)</sup> a Coordenadoria de Ciência e Tecnologia de Materiais do I.E.A. desenvolveram uma dosimetria de nêutrons térmicos, baseada na ativação de  $^{44}\text{Ca}$  em  $\text{CaF}_2$  natural e que, possui a virtude de não depender do efeito do campo gama que acompanha os nêutrons. Resumidamente, ela consiste no seguinte:  $^{44}\text{Ca}$  que participa do  $\text{CaF}_2$  natural ou não, com uma abundância de cerca de 2,07%, captura nêutrons térmicos com uma seção de choque de 700 mbarn, tornando-se beta ativo com uma meia vida de cerca de 165 dias. Uma vez exposto ao campo misto nêutron + gama, o dosímetro TL é recozido em cerca de 400°C por 10 a 15 minutos, procedimento este que é suficiente para limpar a termoluminescência induzida no  $\text{CaF}_2$  durante a irradiação primária direta. A partir daí, as partículas beta provenientes do decaimento do Ca-45, auto-induzem TL no  $\text{CaF}_2$ . A leitura periódica da TL auto induzida fornece o fluxo de nêutrons térmicos a que o fósforo foi exposto.

Métodos semelhantes, porém, baseados em reações nucleares, ao invés de captura, foram propostos para nêutrons rápidos<sup>(16)</sup> e que, não serão aqui descritos.

Sunta et al<sup>(28)</sup> propuseram outro método para a detecção de nêutrons rápidos. Este se baseia no uso de uma mistura de um material termoluminescente e outro hidrogenado. Os nêutrons rápidos incidindo sobre esta mistura, produzem o recuo de prótons, que passam a induzir TL no fósforo. Uma vez separado o material TL e o material hidrogenado, a leitura TL pode ser feita para a determinação do fluxo neutrônico. O resultado preliminar apresentado pareceu promissor.

#### 1.5 – Objetivos do Presente Trabalho

Face ao exposto na seção anterior, resolvemos estudar mais profundamente, o método proposto por Sunta e seus colaboradores, tendo em vista, a importância que a dosimetria de nêutrons rápidos representa, hoje em dia, em laboratórios de alta energia, centros nucleares e radioterapia, no que concerne a proteção de pessoal e o cálculo de dose absorvida por pacientes em neutronterapia.

Na presente investigação escolhemos a fluorita como material TL, por ser ela acessível a nós a um custo reduzidíssimo, além de ser um excelente fósforo TL. Como materiais hidrogenados usamos o açúcar (de cana) e o polietileno. Experimentamos o açúcar de beterraba e o álcool porém após uma série de experiências, abandonamos os materiais por apresentarem dificuldade de serem adquiridos no mercado e por falta de miscibilidade homogênea com o fósforo no caso do álcool.

## CAPÍTULO II

### PARTE EXPERIMENTAL

#### 2.1 – Materiais Usados

Como fósforo termoluminescente para detectar o efeito dos protons de recuo causado por nêutrons rápidos incidentes sobre a mistura, escolhemos a fluorita, por ser este material muito sensível e extremamente barato. A fluorita usada é proveniente de Criciúma<sup>(\*)</sup>, Santa Catarina. Diversas variedades de fluorita são encontradas numa mesma mina, diferindo principalmente pela sua coloração. Evidentemente, são selecionadas amostras "limpas" e o critério de seleção aqui é a que maior sensibilidade apresenta<sup>(6,24)</sup>. A análise de amostras de fluorita verde foram feitas na Coordenadoria de Radioquímica do I.E.A. e como cita Okuno<sup>(20)</sup>, as principais impurezas são Mn(5 ppm), Al(0,20 ± 0,02% em peso) e Mg(0,012 a 0,016% em peso). Terras raras como Eu, Tb, Sm, Lu, Nd, La e Ce são encontradas em porcentagens menores. Ocasionalmente encontram-se amostras, que tendo a coloração verde, apresentam sensibilidade diferente, em geral isso se deve a impurezas adicionais que afetam a TL, porém, não a coloração. No presente trabalho para evitar esse tipo de efeito, selecionamos uma pedra grande para garantir a mesma origem, além de efetuar uma homogeneização após a pulverização da amostra.

Uma pedra de fluorita trazida da mina de Criciúma sofre inicialmente uma lavagem com escova de aço e detergente. Depois de completada a lavagem, a fluorita é quebrada e triturada em almofariz de porcelana e peneirada de modo que se obtenha somente granulações acima de 200 mesh Tyler (0,074 mm de diâmetro médio). Numa das experiências utilizou-se uma granulação abaixo de 200 mesh Tyler, como será visto no Capítulo III.

Depois de peneirada, a fluorita em pó, sofre uma segunda lavagem mais cuidadosa com solução de 3HCl + HNO<sub>3</sub> (água régia) e depois lavada várias vezes com água bi-distilada. Essa lavagem é feita para que se elimine as impurezas solúveis na solução utilizada, tais como areia, terra, óxidos de ferro, etc.

Para se obter uma secagem rápida e uniforme da fluorita lavada, utilizamos uma estufa FANEM modelo 315/5 a cerca de 50°C por meia hora.

As amostras após o tratamento térmico que está descrito no item 2.2 são compactadas à mão dentro das cápsulas com bastonetes de lucite especialmente fabricados nas oficinas do I.E.A. para diminuir o espaço entre os grãos. O moderador hidrogenado que é o açúcar ou polietileno em pó passam pelo mesmo processo de peneiração que o fósforo, para apresentarem o mesmo tamanho de grão. Também estes, são compactados à mão, pois, a sua mistura com o fósforo é feita em igualdade de volumes. Isto é, toma-se o mesmo volume de fósforo e de material hidrogenado mistura-se as quantias e compacta-se a amostra.

Utilizamos também o fósforo TLD-700, fluoreto de lítio dopado com 100 ppm de Mg com 99,9% de <sup>7</sup>Li, fabricado por The Harshaw Chemical Co., Ohio, U.S.A., em forma de pastilhas quadradas sólidas "extruded ribbons" (pastilhas de extrusão) para discriminar a dose de radiação gama presente no campo de irradiação.

Para as irradiações as amostras foram colocadas em dois tipos de cápsulas e em três tamanhos diferentes, a saber:

---

(\*) Agradecemos à firma MICAL – Minerios Catarinenses S/A, Criciúma - Santa Catarina, que gentilmente cedeu o material para as nossas experiências.

i – cápsula de vidro pirex comum de 0,6 cm de diâmetro interno, 1 mm de espessura de parede e 2,5 cm de comprimento

ii – tubos de polietileno de 0,3 cm de diâmetro interno, 1 mm de espessura de parede e 1 cm de comprimento

iii – tubos de polietileno de 0,6 cm de diâmetro interno, 2 mm de espessura de parede e 2 cm de comprimento

## 2.2 – Diferentes Misturas Usadas e Diferentes Encapsulamentos

Foram utilizados fundamentalmente seis tipos de dosímetros a saber:

A) – Fluoreto de cálcio natural em cápsulas de vidro pirex comum com 1 mm de espessura de parede, 0,6 cm de diâmetro interno, 2,5 cm de comprimento e volume interno da cápsula de  $0,706 \text{ cm}^3$ .

B) – Fluoreto de cálcio natural em tubos de polietileno com 2 mm de espessura de parede, 0,6 cm de diâmetro interno e 2 cm de comprimento, com volume interno do tubo de  $0,564 \text{ cm}^3$ .

C) – Fluoreto de cálcio natural em tubos de polietileno com 1 mm de espessura de parede, 0,3 cm de diâmetro interno e 1 cm de comprimento, com volume interno do tubo de  $0,070 \text{ cm}^3$ .

O polietileno em tubos foi adquirido no comércio (1 e 2 mm de espessura de parede).

D) – Fluoreto de cálcio natural misturado com açúcar da marca UNIÃO, adquirido no comércio, tipo confeiteiro, em cápsulas de vidro pirex comum com 1 mm de espessura de parede e dimensões iguais às da cápsula A deste item.

E) – Fluoreto de cálcio natural misturado com polietileno em pó<sup>(\*)</sup>, em cápsulas de vidro pirex comum, com 1 mm de espessura de parede e dimensões iguais às cápsulas descritas em A deste item.

F) – Fluoreto de Lítio, TLD-700 em forma de cristais prismáticos de  $0,6 \times 0,6 \times 0,1 \text{ cm}^3$ , pastilhas de extrusão

No caso de misturas D e E cada cápsula contém 0,906 g de fósforo e 0,598 g de açúcar e 0,906 g de fósforo e 0,387 g de polietileno em pó respectivamente.

## 2.3 – Tratamento Térmico e Separação do Material Moderador

O fósforo antes de ser irradiado ou lido passa por um tratamento térmico, para garantir a eliminação dos três primeiros picos de termoluminescência que se encontram nas temperaturas de  $90^\circ\text{C}$ ,  $175^\circ\text{C}$  e  $275^\circ\text{C}$  e que são aqueles utilizados durante a experiência. Vide Figura 1-1 curva de emissão do fluoreto de cálcio natural, no Capítulo I.

O tratamento consiste em recozer o fósforo a  $585^\circ\text{C} \pm 5^\circ\text{C}$  em cadinho de porcelana, durante uma hora, em forno da FORLABO tipo 1017. A temperatura é controlada por um termopar de níquel-cromo, colocado dentro do forno, ligado a um multímetro digital da KEITHLEY INSTRUMENTS, Modelo 160. Após o recozimento o resfriamento do fósforo é feito rapidamente, de modo reprodutível.

O tratamento para a separação do fósforo do moderador consiste em depositar o material

(\*) Agradecemos a firma EL-CLOR, SP por ter gentilmente cedido o polietileno em pó para as nossas experiências

amostra em beckers e, lavar a mistura diversas vezes com água bi-distilada, para dissolver o açúcar ou suspender o polietileno: O fósforo, bem mais denso que a água, fica depositado no fundo do recipiente. Após três ou quatro lavagens o fósforo fica livre do material hidrogenado, e para que seque mais rapidamente utiliza-se para uma última lavagem, o álcool etílico (PA).

Os beckers são recobertos com papel de alumínio comum para que, durante as operações, não houvesse interferência da luz ambiental no fósforo. Note-se que a separação é sempre feita em temperatura ambiental, de cerca de 20°C, e umidade de cerca de 60%.

O tempo utilizado para cada lavagem é de cerca de 10 minutos. Deste modo, como são utilizados grãos acima de 200 mesh Tyler, durante o processo de lavagem elimina-se partículas de diâmetro inferior a cerca de 14  $\mu$ . A esse respeito falaremos no item 3.1.2 adiante.

## 2.4 – Irradiação das Amostras

### 2.4.1 – Irradiação com Raios Gama

As exposições utilizadas se situam no intervalo entre 0,01 R e 10<sup>3</sup> R. As distâncias para essas exposições são calculadas à partir da equação (4.10). A distância mínima entre a fonte e o dosímetro é de 20 cm. Distância tal que, tanto fonte como dosímetro podem ser considerados puntiformes.

Os tempos de irradiação são alguns segundos até 63 horas, para poder cobrir todo o intervalo de exposição já mencionado.

Na Figura 2-1 está representada uma visão do arranjo experimental de irradiação.

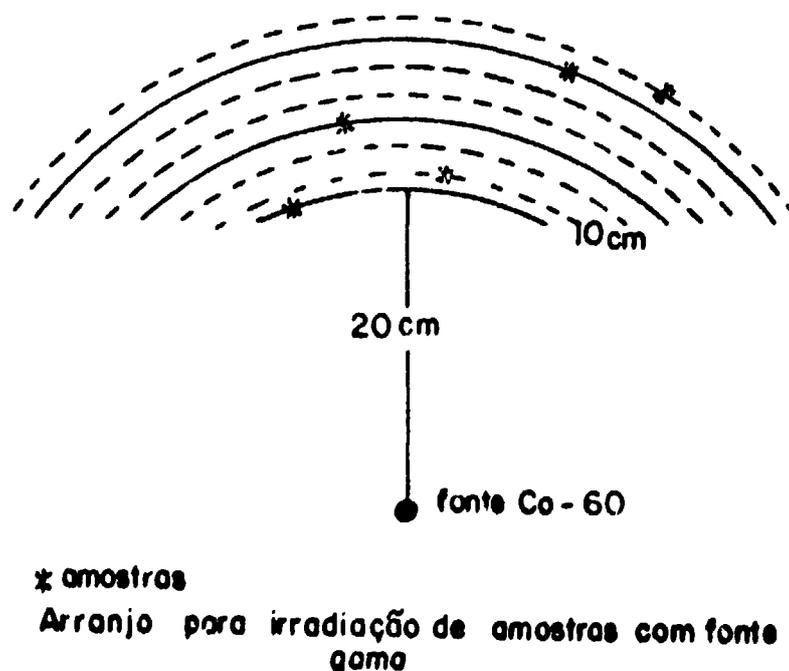


Figura 2-1

A fonte utilizada é de  $^{60}\text{Co}$  com 133 mCi de atividade, proveniente do Laboratório de Metrologia da Radioatividade (França).

#### 2.4.2 – Irradiação com Nêutrons Rápidos

Foram utilizadas seis fontes de Am-Be que emitem nêutrons rápidos de energia média da ordem de 4,3 MeV. Duas delas com atividades de 2 Ci e as restantes com 1 Ci cada. As fontes foram adquiridas da Radiochemical Centre – Amersham (Inglaterra).

As fontes acima mencionadas foram distribuídas sobre uma circunferência de raio igual a 10 cm. Os dosímetros a serem irradiados foram colocados em vários pontos mantendo uma certa simetria.

Desse modo pode-se cobrir o intervalo de doses que foram usadas nas experiências, isto é, de 0,01 rad a 23,36 rad, com tempos de três a 112 horas de irradiação.

No Capítulo III, daremos maiores detalhes, com croquis do arranjo, a respeito da geometria escolhida e, calcularemos a fluência e, portanto, a dose em cada posição das amostras.

A emissão neutrônica da fonte de 1 Ci é de  $2,6 \times 10^6$  n/s e a de 2 Ci é de  $4,95 \times 10^6$  n/s.

#### 2.5 – Equipamento de Leitura

Para a leitura da termoluminescência é utilizado um equipamento construído no próprio laboratório da Coordenadoria de Ciência e Tecnologia de Materiais do IEA descrito por Watanabe et al.<sup>(27)</sup>

Em síntese o sistema é constituído de:

1) Sistema de aquecimento com estabilizador onde é introduzida uma prancheta de aço KANTHAL com uma área de  $1 \times 1 \text{ cm}^2$  onde se deposita cerca de  $13,05 \pm 0,65 \text{ mg}$  de fósforo para ser lido. Esta prancheta é ligada a um variador de voltagem da VARIVOLT, tipo VM130 e um estabilizador de tensão da rede.

Para se obter a massa supra citada, o fósforo é colocado num dispensador, construído no I.E.A., que libera esta quantidade de massa, cada vez, sobre a prancheta.

2) Tubo fotomultiplicador da EMI, Modelo 6256 S, que transforma em corrente elétrica a luz emitida pelo fósforo depois de ter passado por um filtro Modelo G-776-7100 da ORIEL OPTICS CORPORATION.

3) Eletrômetro da KEITHLEY, Modelo 610 C que lê as curvas de emissão.

4) Registrador da KEITHLEY, Modelo 370 que registra as curvas de emissão.

5) Fonte de alta tensão da KEITHLEY, Modelo 240 A.

6) Picoamperímetro construído no IEA que compensa a corrente de fundo proveniente da fotomultiplicadora.

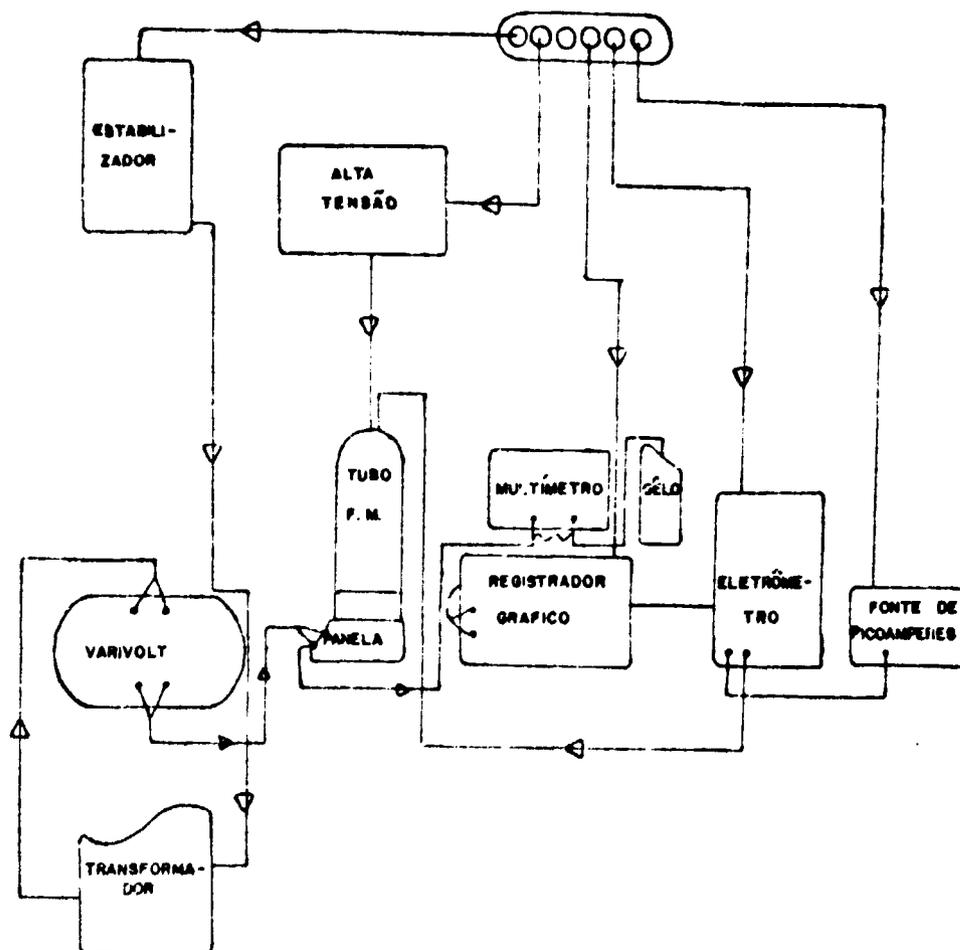
7) Estabilizador de tensão da S.T.P., Modelo 6113.

8) Transformador da KELDIAN tipo K 6145 SA – nº 25.

Na Figura 2-2 vemos um croquis do equipamento de leitura TL.

O controle da temperatura de aquecimento da amostra é feito com um termopar de ferro-constantã que é encostado à prancheta. O intervalo de tempo de aquecimento usado é de 20 a 350°C com uma razão de aquecimento de 22,2°C/s.

As leituras de TL são expressas em termos de corrente elétrica no pico de emissão, isto é, da altura do pico. No estudo do desvanecimento da TL em função do tempo de armazenamento também usamos a altura do pico.



Aparelho leitor de termoluminescência

Figura 2-2

## 2.6 - Calibração

As curvas de calibração dos dosímetros foram levantadas para a irradiação com a fonte de  $^{60}\text{Co}$ , utilizando o arranjo exposto no item 2.4 e, para as irradiações com nêutrons rápidos, utilizando as fontes de Am-Be, com o arranjo exposto no item 3.3.

Para cada curva foram utilizados 15 dosímetros com exposições ou doses diferentes. Como foi exposto no item 2.4 para a irradiação com  $^{60}\text{Co}$ , os dosímetros eram de fluoreto de cálcio natural tipo A e para irradiação com Am-Be utilizamos os dosímetros do tipo D e E.

## CAPÍTULO III

## INFLUÊNCIA DO TAMANHO DE GRÃO E ALCANCE DE PRÓTONS

Neste capítulo estudamos a influência do tamanho do grão do fósforo e do material hidrogenado na eficiência TL. Para tanto determinamos, a energia média perdida pelos nêutrons rápidos no moderador, nas paredes das cápsulas de vidro e de polietileno, como também, calculamos o alcance dos prótons de recuo no material hidrogenado e no fósforo.

## 3.1 – Determinação do Tamanho Ótimo de Grão do Fósforo e do Material Hidrogenado

## 3.1.1 – Cálculo da Energia Média Perdida pelo Nêutron por Colisão

Para podermos obter a energia média por colisão do nêutron rápido com os materiais hidrogenados (moderadores) devemos levar em conta que, na faixa de energia de nêutrons rápidos com que estamos trabalhando, isto é, de 0,25 a 11,25 MeV o espalhamento elástico desses nêutrons é esfericamente simétrico ou isotrópico no Centro de Massa. Portanto a perda fracional média da energia por colisão num meio de massa atômica A é constante e igual para todos os choques elásticos que o nêutron rápido sofre até a sua termalização. Então em média, o nêutron rápido incidindo sobre um certo material terá uma energia final E dada por  $E = E_0 (1 - \xi)$ . Onde  $\xi$  representa a média da diferença  $(\ln E_0 - \ln E)$  por colisão ou o decremento logarítmico médio da energia cinética do nêutron rápido numa colisão. Podemos escrever que:

$$\xi = \ln \frac{E_0}{E} \quad (3.1)$$

A perda fracional em uma colisão é igual  $(E - E_0) / E = E / E_0 - 1 = -\xi$ . O sinal negativo indica que a energia decresce. Se em vez de uma colisão queremos estudar várias podemos escrever que a perda de energia é dada por:

$$\frac{dE}{E} = -\xi dN$$

onde dN é igual ao número de colisões que o nêutron rápido sofre. Integrando-se a expressão acima obtemos diretamente que:

$$E = E_0 e^{-\xi N} \quad (3.2)$$

Se o valor procurado é o número de colisões que um nêutron rápido sofre à partir de uma dada energia até a sua termalização, então, da equação (3.2) tira-se o valor N, escrevendo explicitamente:

$$N = \frac{\ln (E_0/E)}{\xi} \quad (3.3)$$

Se  $\xi$  é conhecido, pode-se calcular N, mas como está demonstrado no Apêndice A, o decremento logarítmico médio da energia vem dado por<sup>(7,12)</sup>:

$$\xi = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \cdot \ln \frac{(A-1)}{(A+1)} \quad (3.4)$$

Para  $A > 50$ , podemos escrever  $x = 1/A$  e usar a expansão:

$$\begin{aligned} \ln \frac{(A-1)}{(A+1)} &= \ln \frac{(1-x)}{(1+x)} = -2\left(x + \frac{1}{3}x^3 + \dots\right) \\ &= -2\left(\frac{1}{A} + \frac{1}{3} \cdot \frac{1}{A^3} + \dots\right) \end{aligned}$$

e como os termos com  $A^3, \dots$  em denominador tendem a zero,

$$\xi \approx 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \cdot \left(-\frac{2}{A}\right)$$

$$\xi \approx \frac{2}{A} - \frac{1}{A^2}$$

da mesma forma eliminando o termo  $1/A^2$ ;

$$\xi \approx \frac{2}{A} \quad (3.5)$$

Para  $50 > A > 10$  podemos usar a fórmula empírica:

$$\xi \sim \frac{2}{A + 2/3} \quad (3.6)$$

com erro inferior a 1%.

No nosso trabalho,  $A = 1$ , mas neste caso obtemos no segundo termo do segundo membro de (3.4) um produto  $0 \cdot \infty$  no limite de  $A \rightarrow 1$ .

Pondo:

$$g(A) = \frac{2A}{(A-1)^2}$$

e

$$f(A) = \ln \frac{(A-1)}{(A+1)}$$

podemos escrever:

$$\begin{aligned} \lim_{A \rightarrow 1} \frac{f(A)}{g(A)} &= \lim_{A \rightarrow 1} \frac{f'(A)}{g'(A)} \\ &= \lim_{A \rightarrow 1} \frac{\frac{2}{(A+1)(A-1)}}{\frac{2A+1}{(A-1)^3}} \\ &= \lim_{A \rightarrow 1} \frac{2(A-1)^2}{-(A+1)(2A+1)} = 0 \end{aligned}$$

Assim para  $A = 1$ ,

$$\xi = 1 \quad (3.7)$$

Utilizando a equação (3.3), o número médio de colisões para desacelerar o nêutron rápido proveniente da fonte de Am- $\alpha$ -Be cuja energia média é de 4,3 MeV<sup>(19)</sup> é de 19 colisões.

Supondo que a energia de ligação dos prótons de recuo que sofreram colisão seja desprezível em relação à energia por eles adquirida, pode-se supor que a energia perdida pelos nêutrons rápidos seja transferida completamente em energia cinética para o próton. Neste caso como o nêutron pode perder 4,3 MeV em 19 colisões com o átomo de hidrogênio, a energia média perdida por colisão será de 0,227 MeV e portanto o próton de recuo terá uma energia cinética adquirida após o choque de 0,227 MeV.

### 3.1.2 – Alcance do Próton de Recuo no Material Hidrogenado

Como cada molécula de açúcar tem a fórmula  $C_{12}H_{22}O_{11}$ , devemos calcular o número de colisões necessário para termalizar os nêutrons rápidos de 4,3 MeV por colisão com o C e O. Usando a expressão (3.6) podemos ver que são necessárias 120 colisões para o C e 158 colisões para o O, para a termalização.

Esse resultado é equivalente a dizer que seria necessário um número de moléculas na razão de 14:10:1 se a termalização é feita, respectivamente, através só do O, C e H no açúcar. Em outras palavras o alcance do nêutron rápido no açúcar é determinado predominantemente pelo H.

Por outro lado, para podermos saber qual é o alcance dos nêutrons no polietileno, cuja composição molecular é  $(C_2H_4)_n$ , repetimos o mesmo argumento, resultando que o número de moléculas estaria na razão de 60:5 se a termalização é feita através só do C e H respectivamente.

Para se conhecer agora, qual é o alcance dos prótons de recuo criados no próprio moderador e no fósforo por choque dos nêutrons rápidos com o moderador, devemos utilizar a fórmula de alcance de partículas em diversos materiais, como cita Price<sup>(21)</sup> e que é igual a:

$$\frac{R_o \rho_o}{\sqrt{A_o}} = \frac{R_1 \rho_1}{\sqrt{A_1}} \quad (3.7)$$

onde  $R$  e  $\rho$  são respectivamente o alcance e a densidade do material. O índice "o" indica o ar e "1" o meio em questão. Desse modo o alcance no meio é:

$$R_1 = R_o \frac{\rho_o \sqrt{A_1}}{\rho_1 \sqrt{A_o}} \quad (3.8)$$

Para o ar podemos tomar  $\sqrt{A_o} = 3,82$  e  $\rho_o = 1,293 \times 10^{-3}$  g/cm<sup>3</sup>, e deste modo a equação (3.8) pode ser escrita da seguinte maneira:

$$R_1 (\text{cm}) = 3,4 \times 10^{-4} \frac{\sqrt{A_1}}{\sqrt{\rho_1}} R_{\text{ar}} \quad (3.9)$$

chamada Regra de Bragg-Kleeman.

Broebeck e Wilson<sup>(36)</sup> e Wilson<sup>(37)</sup> propuseram uma fórmula aproximada para o alcance das partículas no ar ( $R_{\text{ar}}$ ):

$$R_{\text{ar}} = \left( \frac{E}{9,3} \right)^{1,8} \cdot 10^2 \text{ cm} \quad (3.10)$$

onde  $E$  é a energia dos prótons em MeV.

Substituindo (3.10) em (3.9) e efetuando os cálculos, obtemos uma equação que nos dá o alcance dos prótons num dado material em função da energia dos mesmos.

Para o açúcar temos:

$$R_{\text{aç}} (\mu) = 1214,2 \times E^{1,8} \quad (3.11)$$

Para o polietileno:

$$R_{\text{pol}} (\mu) = 576,6 \times E^{1,8} \quad (3.12)$$

Para a fluorita:

$$R_f (\mu) = 280 \times E^{1,8} \quad (3.13)$$

Na tabela 3-1 temos os valores do alcance dos prótons nos três materiais citados, açúcar, polietileno e fósforo em termos da energia dos nêutrons incidentes e da energia média dos prótons de recuo correspondentes.

No nosso caso, em que utilizamos uma fonte de Am- $\alpha$ -Be, os nêutrons incidentes têm uma energia predominante na região de 4,3 MeV, de modo que pela tabela 3-1 vemos que os prótons de recuo têm um alcance médio na região de 84  $\mu$  no açúcar, de 40  $\mu$  no polietileno e de 19,4  $\mu$  na fluorita.

Tabela 3-1

Energia n inc. (MeV)	Energia p rec (MeV)	R <sub>aç</sub> ( $\mu$ )	R <sub>pol</sub> ( $\mu$ )	R <sub>f</sub> ( $\mu$ )
0,25	0,016	0,7	0,3	0,2
0,75	0,044	4	2	1
1	0,057	7	3	2
2	0,110	23	11	5
3	0,161	45	22	10
4,26	0,222	80,8	38	18,6
4,28	0,225	82,8	39	19
4,3	0,227	84	40	19,4
5	0,263	109	52	25
6	0,311	148	70	34
7	0,360	193	92	45
8	0,409	243	115	56
9	0,457	297	141	68
10	0,505	355	169	82

Se o diâmetro do grão do moderador for menor que o alcance do próton, ter-se-á certeza de que parte da energia do mesmo seja gasta no grão do fósforo, produzindo subsequentemente TL.

Para haver também uma perda apreciável da energia dos prótons no grão de fósforo é necessário que o mesmo tenha o tamanho (diâmetro) da ordem do alcance do próton, pois, assim o próton produzido na superfície do grão do moderador poderá dar uma contribuição máxima de TL, sendo totalmente absorvido no grão de fósforo

As peneiras usadas na seleção de grãos de certos tamanhos, são graduadas em "Mesh Tyler". Na tabela 3-2 temos a correspondência entre esta nomenclatura e o diâmetro médio da tela.

Tabela 3-2

MESH	100	150	170	200	250	270	32 <sup>e</sup>	400
TYLER								
Abertura ( $\mu$ )	149	125	88	74	62	53	44	37

Assim é de se esperar que grãos de açúcar que passarem entre 150 e 200 mesh Tyler, grãos de polietileno entre 270 e 400 mesh Tyler e grãos de fluorita na peneira de 400 mesh Tyler, dariam melhor resultado.

Por outro lado no ítem 2.3 citamos que o tempo de decantação de fósforo após a separação do material hidrogenado era de 10 minutos, isto é, 600 segundos.

De acordo com Suguio<sup>(26)</sup> os tempos necessários para a decantação de partículas em suspensão em água destilada são os dados na Tabela 3-3.

Tabela 3-3

Diâmetro do grão ( $\mu$ )	5	10	14	20	30	50	100
Tempo de decant. (s)	4300	1170	600	285	130	47	11.7

(20°C, coluna de 10cm de água destilada)

No presente trabalho todos os grãos tanto de fósforo como de material hidrogenado foram superiores a 170 mesh Tyler. Como possuíamos uma peneira de 100 mesh Tyler e portanto um tamanho de grão extremamente elevado, e, outra de 200 mesh Tyler, utilizamos somente esta última.

Vemos portanto que o tamanho de grãos do fósforo é da ordem de 14  $\mu$ , para 600 segundos de decantação, e de acordo com as nossas suposições boa para o nosso trabalho.

Concluindo, pode-se ver que unicamente com a peneira de 200 mesh Tyler e com o tempo de decantação de 10 minutos, pode-se abranger um tamanho de grão médio ótimo para os nossos três materiais entre 74 e 14  $\mu$ .

Deixamos como sugestão para um trabalho posterior um estudo análogo com peneiras ótimas para cada material.

As amostras consistiam de uma mistura homogênea de material hidrogenado e fósforo na proporção de volumes de um para um. Se considerarmos que se tenha utilizado grãos de tamanho aproximadamente igual pode-se supor que tínhamos o mesmo número de grãos de moderador e fósforo, ainda que, suas massas fossem diferentes. Esse fato minimizou a perda de energia do próton no espaço intersticial entre os dois tipos de materiais.

No caso de serem utilizadas as peneiras mencionadas para cada moderador e para o fósforo, a proporção de volumes continuaria de um para um, não ocorrendo o mesmo com o número de grãos de cada um dos materiais da mistura, pois o açúcar teria um diâmetro de 81  $\mu$  o polietileno de 40  $\mu$  e o fósforo de 27  $\mu$  ou menos, caso aumentasse o tempo de decantação do fósforo durante a lavagem para a separação do moderador. Então a cada grão de açúcar ter-se-ia 27 grãos de fósforo e a cada grão de polietileno 3,25 grãos de fósforo. Deste modo espera-se que a contribuição da TL seja maior em função do tamanho dos grãos, como já foi discutido.

### 3.2 – Influência da Cápsula do Dosímetro na Eficiência da TL

#### 3.2.1 – Perdas de Energia dos Nêutrons no Vidro

Para amostras encapsuladas em tubos de vidro com 0,1 cm de espessura de parede, foi feito um cálculo para se conhecer o decréscimo da energia média dos nêutrons rápidos incidentes, nas paredes do dosímetro, até alcançarem a última camada dessa parede incidindo finalmente na camada do fósforo estudado.

Sabendo-se que a composição do vidro é dada por<sup>(32)</sup>:

SiO <sub>2</sub>	=	80,5%
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	=	2,2%
Na <sub>2</sub> O	=	3,8%
B <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	=	12,9%
outros	=	0,6%

Para a energia média dos nêutrons rápidos de  $4,3 \pm 1$  MeV as secções de choque totais<sup>(13)</sup> dos elementos componentes do vidro são:

$\sigma(\text{Si})$	=	2,2 barns
$\sigma(\text{Al})$	=	2,4 barns
$\sigma(\text{Na})$	=	2,2 barns
$\sigma(\text{B})$	=	1,4 barns
$\sigma(\text{O})$	=	2,1 barns

Desse modo podemos calcular as secções de choque dos compostos:

$\sigma(\text{SiO}_2)$	=	$\{ \sigma(\text{Si}) + 2\sigma(\text{O}) \} \cdot 1/3 = 2,13 \text{ b}$
$\sigma(\text{Al}_2\text{O}_3)$	=	$\{ 2\sigma(\text{Al}) + 3\sigma(\text{O}) \} \cdot 1/5 = 2,22 \text{ b}$
$\sigma(\text{Na}_2\text{O})$	=	$\{ 2\sigma(\text{Na}) + \sigma(\text{O}) \} \cdot 1/3 = 2,16 \text{ b}$
$\sigma(\text{B}_2\text{O}_3)$	=	$\{ 2\sigma(\text{B}) + 3\sigma(\text{O}) \} \cdot 1/5 = 1,82 \text{ b}$

Sabendo-se que a equação para calcular o número de átomos por unidade de volume<sup>(7)</sup> é dada por:

$$N = \frac{N_0 \cdot I}{A} \quad (3.14)$$

onde  $N_0$  é o número de Avogadro,  $I$  é a porcentagem de cada composto formador do vidro e  $A$  é o peso atômico do composto. Obtendo-se os seguintes resultados:

$N(\text{SiO}_2)$	=	$8,07 \times 10^{21}$ átomos/cm <sup>3</sup>
$N(\text{Al}_2\text{O}_3)$	=	$1,76 \times 10^{20}$ átomos/cm <sup>3</sup>
$N(\text{Na}_2\text{O})$	=	$3,69 \times 10^{20}$ átomos/cm <sup>3</sup>
$N(\text{B}_2\text{O}_3)$	=	$1,12 \times 10^{21}$ átomos/cm <sup>3</sup>

A secção eficaz de choque macroscópica é dada por:

$$\Sigma = N \cdot \sigma \text{ cm}^{-1} \quad (3.15)$$

que é a área total de choque dos núcleos alvos contidos em um  $\text{cm}^3$  de material.  $\Sigma$  também representa a probabilidade por unidade de caminho percorrido no material de massa atômica  $A$ , de que um nêutron sofra uma interação qualquer que mude a sua trajetória original ou que o elimine por captura.

Supondo que os nêutrons incidentes nas paredes da cápsula possuam energia  $E_0$  e que incidam no vidro de espessura  $x$  cm, à medida que penetram, perdem parte da sua energia inicial de modo que os nêutrons que atravessam uma camada de profundidade  $y$  cm e  $y + dy$  cm terão a energia:

$$dE = - E \cdot \xi \cdot \Sigma \cdot dy \quad (3.16)$$

O sinal negativo indica que a variável  $E$  decresce com o aumento de  $y$ .

A energia dos nêutrons emergentes na outra face do material é a integral da equação (3.16) entre  $y = 0$  e  $y = x$ , e resulta em:

$$E = E_0 \cdot e^{-\xi \Sigma x} \quad (3.17)$$

Quando um determinado meio onde os nêutrons se propagam é constituído por uma mistura ou composto de "n" elementos, a secção de choque eficaz macroscópica do material é obtida através da somatória das secções eficazes macroscópicas parciais de cada elemento:

$$\Sigma_T = \rho \cdot \sum_{i=1}^n \left( \frac{N_0 \cdot l}{A} \right)_i \cdot \sigma_i \quad (3.18)$$

onde  $\rho$  é a densidade do material ( $\text{g}/\text{cm}^3$ ), que está sendo analisado.

A equação (3.18) para o caso do vidro pode ser desenvolvida da seguinte forma:

$$\Sigma_T = \rho_{\text{vidro}} \{ N_{\text{SiO}_2} \sigma_{\text{SiO}_2} + N_{\text{Al}_2\text{O}_3} \sigma_{\text{Al}_2\text{O}_3} + N_{\text{Na}_2\text{O}} \sigma_{\text{Na}_2\text{O}} + N_{\text{B}_2\text{O}_3} \sigma_{\text{B}_2\text{O}_3} \}$$

Como a densidade do vidro é igual a  $2,5 \text{ g}/\text{cm}^3$  e substituindo os valores para  $N$  e  $\sigma$  de cada composto, obtemos:

$$\Sigma_T = 5,1 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$$

Se agora pretendemos conhecer qual é o poder moderador do vidro devemos utilizar a expressão:

$$\text{Poder moderador} = \xi \cdot \Sigma \quad (3.19)$$

que é a propriedade, física dos núcleos que têm a probabilidade de colisão com os nêutrons e a pedra fracional da energia do nêutron. Se o  $\xi_{\text{vidro}} = 0,032$  então o poder moderador é igual a  $1,64 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ .

Por outro lado o valor da energia com que o nêutron rápido emerge do vidro de espessura igual a  $0,1 \text{ cm}$  é calculado pela equação (3.17) e é igual a  $4,29 \text{ MeV}$ .

Todos esses cálculos permitem, que através do valor do poder de moderação e da energia dos

nêutrons emergentes da parede de vidro da cápsula, consideremos o material praticamente "transparente" aos nêutrons rápidos

### 3.2.2 – Perdas da Energia dos Nêutrons no Polietileno

#### 3.2.2.1 – Paredes de 0,1 cm

Para o caso do dosímetro feito com tubos de polietileno com paredes de 0,1 cm de espessura efetuamos um cálculo análogo àquele feito para o vidro com a finalidade de se conhecer se existe um decréscimo da energia dos nêutrons rápidos até atravessarem a camada de polietileno que fornece os prótons de recuo que por sua vez, incidem no fósforo

Utilizando as equações (3.4), (3.15) e (3.17) resulta que a energia com a qual os nêutrons rápidos da ordem de 4,3 MeV, emergem do polietileno com uma energia da ordem de 4,28 MeV.

O poder de moderação do polietileno é de  $0,027 \text{ cm}^{-1}$ , para  $\xi = 0,72$ .

#### 3.2.2.2 – Paredes de 2 mm

Repetindo-se os cálculos anteriores, obtemos que, para 0,2 cm de espessura de polietileno, a energia do nêutron rápido que atravessa o meio é de 4,26 MeV.

Estes resultados são de certo modo aproximados pois havendo tal decréscimo na energia dos nêutrons não seria correto ter-se considerado o alcance do próton de recuo no polietileno igual a  $40 \mu$  como foi feito no início, mas uma menor aproximação de  $14 \mu$ . Essa diferença é de 2 a 3%. O mesmo se aplica para a espessura de 0,2 cm de parede de polietileno. A medida que a espessura das paredes de polietileno cresce a energia dos nêutrons rápidos que emergem do material decresce de modo exponencial.

Concluindo, pode-se ver que as cápsulas de vidro não influem de modo crítico no decréscimo da energia dos nêutrons rápidos incidentes na amostra.

Por outro lado a amostra constituída por uma mistura homogênea de fósforo e material hidrogenado em cápsulas de vidro é uniformemente irradiada.

Se discutirmos a eficiência de paredes de vidro ou de polietileno em vista dos cálculos efetuados devemos observar que se a mistura de fósforo e material hidrogenado estiver contida nos tubos de vidro (0,1 cm de espessura), polietileno (0,1 cm de espessura) ou polietileno (0,2 cm de espessura) é claro que o vidro seria o melhor material para as cápsulas, pois a energia incidente na mistura seria a mesma que a incidente na parte externa do dosímetro.

Porém o material contido dentro das cápsulas cujas paredes são de polietileno é fósforo puro então, o que se espera é que os prótons de recuo se formem nas próprias paredes da cápsula induzindo assim a TL. Se a espessura da parede do dosímetro for mais espessa a energia dos nêutrons rápidos incidentes na amostra cai exponencialmente e portanto os prótons de recuo vão ter energia menor resultando em conseqüência menor alcance no material TL e uma menor ionização do fósforo, isto é, menor indução de TL.

## CAPÍTULO IV

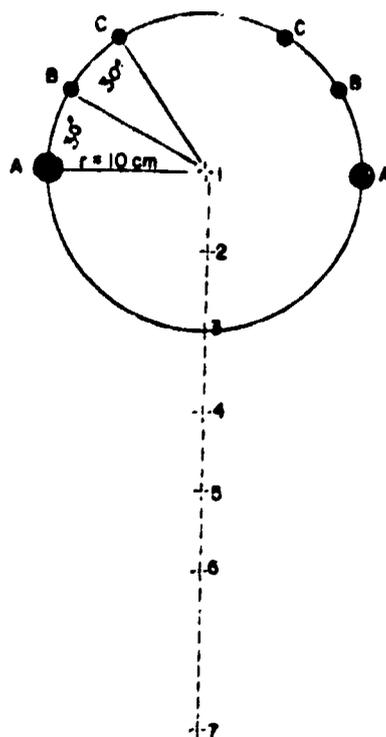
## CÁLCULO DA FLUÊNCIA DE NÊUTRONS RÁPIDOS E CÁLCULO DE DOSES

## 4.1 – Fontes de Nêutrons

O ideal seria utilizar uma fonte de nêutrons rápidos de atividade elevada, mas, na ausência desta, porém, dispondo de quatro fontes de Am-Be de um Curie cada e duas de dois Curies cada, optamos por montar um arranjo geométrico tal que nos permitisse uma irradiação simultânea de uma série de amostras, a distâncias variadas, dando assim origem a doses diferentes.

O croquis do arranjo com alguns detalhes está mostrado na Figura 4-1.

Na Figura 4-1 A é a fonte de 2Ci de atividade e B e C de 1Ci de atividade cada uma. Os dosímetros foram dispostos nas posições indicadas de 1 a 7, cujas distâncias entre si foram de 5 cm, a não ser nas duas últimas posições cuja distância foi de 10 cm.



Arranjo geométrico para irradiação de amostras com nêutrons rápidos

A = fonte de Am-Be de 2 Ci

B = fonte de Am-Be de 1 Ci

C = fonte de Am-Be de 1 Ci

+ = posição das amostras

Figura 4-1

#### 4.2 – Cálculo da Fluência de Nêutros Rápidos

Para determinar a fluência dos nêutros rápidos utilizamos a equação<sup>(14)</sup> dada por:

$$\bar{\phi} = \frac{t}{4 \pi d^2} \cdot \phi \cdot T(d) \text{ n/cm}^2 \quad (4.1)$$

onde t é o tempo de irradiação das amostras, d é a distância fonte-amostra (cm),  $\phi$  é o fluxo de nêutros rápidos (por  $\text{cm}^2$  e por segundo) e T(d) é o fator de transmissão no meio, considerado para o ar igual a um.

Para o nosso arranjo a equação (4.1) pode ser desmembrada em:

$$\bar{\phi} = \frac{t}{4 \pi} \left( \frac{2\phi}{d_A^2} A + \frac{2\phi}{d_B^2} B + \frac{2\phi}{d_C^2} C \right) \text{ n/cm}^2 \quad (4.2)$$

onde  $\phi_A = 4,95 \times 10^6 \text{ n/s}$  e  $\phi_B = \phi_C = 2,6 \times 10^6 \text{ n/s}$

Partindo dessa equação calcularemos as fluências para as sete posições diferentes dos dosímetros e os valores encontram-se na tabela 4-1.

Tabela 4-1

POSIÇÃO	FLUÊNCIA ( $\text{n/cm}^2$ )
1	$0,0161 \times 10^6 \times t$
2	$0,0106 \times 10^6 \times t$
3	$0,0064 \times 10^5 \times t$
4	$0,0040 \times 10^6 \times t$
5	$0,0026 \times 10^6 \times t$
6	$0,0018 \times 10^6 \times t$
7	$0,0010 \times 10^6 \times t$

#### 4.3 – Cálculo da Taxa de Dose Equivalente para Nêutros Rápidos

A taxa de dose equivalente (dose rate) de nêutros é calculada de modo um pouco diferente do que para outros tipos de radiação. Como geralmente são disponíveis intensidades de nêutros pequenas, utiliza-se fontes com cápsulas de paredes finas e por isso os nêutros contribuem de modo significativo para a dose total. Como estes nêutros, além de terem que atravessar as paredes das cápsulas das fontes, atravessam as paredes das cápsulas das amostras a serem irradiadas, utiliza-se o fator de build-up. Para as fontes de Am-Be, o fator de build-up é  $\sim 1,0$  para o vidro, 1,005 para o polietileno com 0,1 cm de espessura e 1,01 para o polietileno com 0,2 cm de espessura.

Nessas condições a fórmula abaixo<sup>(31)</sup> dá a taxa de dose equivalente para nêutros rápidos:

$$D(\text{rem/h}) = \frac{I \times B \times q \times e^{-\Sigma_r T}}{4 \times \pi \times d^2} \quad (4.3)$$

onde:

$I$  = emissão de nêutrons numa dada posição (n/s)

$d$  = distância da fonte à amostra para a qual será calculada a taxa de dose (cm)

$B$  = fator de build-up

$q$  = dose por unidade de fluxo de nêutrons, de dada energia, da fonte (rem/h por n/cm<sup>2</sup>/s)

$q(\text{Am-Be}) = 1,36 \times 10^{-6}$  rem/h por n/cm<sup>2</sup>/s

$\Sigma_r$  = secção macroscópica de choque de absorção de nêutrons para uma dada fonte e material da capsula

$\Sigma_{r, \text{vidro}} = 0,411 \text{ cm}^{-1}$

$\Sigma_{r, \text{polietileno}} = 0,121 \text{ cm}^{-1}$

$T$  = espessura da capsula do diâmetro (cm)

Da mesma maneira como foi desmembrada a equação (4.1) vamos desmembrar a equação (4.3):

$$D(\text{rem/h}) = \frac{2 \times I_A \times B \times q \times e^{-\Sigma_r T}}{4 \times \pi \times d_A^2} + \frac{2 \times I_B \times B \times q \times e^{-\Sigma_r T}}{4 \times \pi \times d_B^2} + \frac{2 \times I_C \times B \times q \times e^{-\Sigma_r T}}{4 \times \pi \times d_C^2} \quad (4.4)$$

Na tabela (4.2) damos as taxas de dose equivalente para cada posição das amostras no arranjo. Esta é a taxa de dose recebida pelo material da amostra. Na terceira coluna indicamos a taxa de dose absorvida correspondente, para um fator de qualidade para os nêutrons rápidos do Am-Be (4,3 MeV) igual a 7,4. Os índices  $v$ ,  $P_1$  e  $P_2$  referem-se a cápsulas com paredes de vidro, polietileno de 0,1 cm de espessura e polietileno de 0,2 cm de espessura, respectivamente

#### 4.4 – Cálculo da Taxa de Dose Equivalente para a Radiação Gama Proveniente da Fonte de Am-Be

A fonte de Am-Be emite, além dos nêutrons, um raio gama de baixa energia de 0,06 MeV<sup>(10)</sup> e sabemos que para uma emissão de  $10^6$  n/s a fonte emite gamas cuja taxa de exposição é de 1 mR/h a um metro. Apêndice B Portanto, para uma intensidade de nêutrons rápidos da fonte de 2Ci que é igual a  $4,95 \times 10^6$  n/s a taxa de exposição a 1 metro de distância da fonte é de 4,95 mR/h. Por outro lado, a fonte de 1Ci de Am-Be cuja intensidade é de  $2,6 \times 10^6$  n/s, a taxa de exposição é de 2,6 mR/h a 1 metro. Para o arranjo utilizado em nosso trabalho a taxa de exposição é dada pela fórmula geral:

$$D(\text{mR/h}) = \sum_{i=A}^C \frac{n_i D_i}{d_i^2} \quad i = A, B, C \quad (4.5)$$

onde  $D_i$  é a taxa de exposição a um metro da fonte (mR/h a um metro),  $n_i$  é o número de fontes,  $d_i$  é a distância fonte-amostra (m)

Ou também, para cada posição teremos:

$$D(\text{mR/h}) = \frac{2 \times D}{d_A^2} A + \frac{2 \times D}{d_B^2} B + \frac{2 \times D}{d_C^2} C$$

Tabela 4-2

Posição	Taxa de dose eq. (rem/h)	Taxa de dose ab. (rad/h)
1	1,602 v 2,180 P <sub>1</sub> 2,160 P <sub>2</sub>	0,216 v 0,290 P <sub>1</sub> 0,290 P <sub>2</sub>
2	1,050 v 1,428 P <sub>1</sub> 1,413 P <sub>2</sub>	0,142 v 0,190 P <sub>1</sub> 0,190 P <sub>2</sub>
3	0,641 v 0,872 P <sub>1</sub> 0,864 P <sub>2</sub>	0,086 v 0,118 P <sub>1</sub> 0,116 P <sub>2</sub>
4	0,397 v 0,540 P <sub>1</sub> 0,534 P <sub>2</sub>	0,053 v 0,073 P <sub>1</sub> 0,072 P <sub>2</sub>
5	0,277 v 0,377 P <sub>1</sub> 0,374 P <sub>2</sub>	0,037 v 0,051 P <sub>1</sub> 0,050 P <sub>2</sub>
6	0,184 v 0,252 P <sub>1</sub> 0,248 P <sub>2</sub>	0,024 v 0,034 P <sub>1</sub> 0,033 P <sub>2</sub>
7	0,103 v 0,140 P <sub>1</sub> 0,138 P <sub>2</sub>	0,014 v 0,019 P <sub>1</sub> 0,018 P <sub>2</sub>

A tabela 4-3 dá os valores calculados para cada posição do arranjo.

Tabela 4-3

Posição	Taxa de exposição (mR/h)	Taxa de dose abs. (mrad/h)	Taxa de dose eq. (mrem/h)
1	2020	1757	1757
2	1323	1151	1151
3	890	774	774
4	500	335	435
5	351	305	305
6	233	203	203
7	130	113	113

A terceira e quarta colunas dão as taxas de dose absorvida e taxa de dose equivalente nas amostras respectivamente. O fator de qualidade para a radiação gama é igual a 1. Na dosimetria utilizamos a dose equivalente que é definida como o produto da dose absorvida pelo fator de qualidade para uma determinada radiação. A relação entre a exposição e a dose absorvida num ponto é dado por<sup>(17)</sup>

$$D_{ar} = 0,87 R \text{ (rad)} \quad (4.6)$$

onde R é a exposição em roentgens.

#### 4.5 – Cálculo da Dose de Primeira Colisão dos Sistemas Dosimétricos Utilizados

A dose de primeira colisão num dado material como a sua variação com a energia da radiação ionizante são conceitos importantes em dosimetria. O termo "primeira colisão" denomina o processo físico no qual o feixe de radiação ionizante apresenta uma pequena atenuação para uma massa de material reduzida. Normalmente a dose de primeira colisão é expressa em termos da energia transmitida a uma unidade de massa do material por unidade de tempo e por unidade de fluxo do feixe incidente. O termo "dose de primeira colisão" foi substituído pelo termo "kerma", embora dose de primeira colisão seja muitas vezes utilizado até hoje, visto que as palavras descrevem o processo físico de interação

Por definição, o kerma(K) é a razão de  $\Delta E_k$  e  $\Delta m$ , onde  $\Delta E_k$  é a soma das energias cinéticas iniciais de todas as partículas carregadas liberadas, no nosso caso os prótons, por partículas indiretamente ionizantes no elemento de volume de um dado material,  $\Delta m$  é a massa da matéria naquele elemento de volume

$$K = \frac{\Delta E_k}{\Delta m}$$

Nota:  $\Delta E_k$  não só inclui a energia cinética destas partículas carregadas, emitida na colisão, mas também a energia irradiada no processo de retroespalhamento.

O kerma também é uma quantidade útil em dosimetria, quando existe um equilíbrio de partículas carregadas na posição e no material estudado, e, quando se pode desprezar as perdas por retroespalhamento, considerado então igual a dose absorvida, se não, a relação kerma-dose absorvida é:  $K < D$ .

A dose de primeira colisão (kerma) é dada pela equação<sup>(17,30)</sup>.

$$D = 1,602 \times 10^{-8} \sum_i \sum_j N_i \sigma_{ij}(E) \bar{\epsilon}_{ij}(E) \quad (4.7)$$

onde:

$N_i$  = número de núcleos do tipo i por grama da substância

$\sigma_{ij}$  = secção de choque microscópica do núcleo i para a reação onde são produzidas as partículas do tipo j, em barn.

E = energia dos nêutrons incidentes, em MeV

$\bar{\epsilon}_{ij}$  = energia cinética média adquirida pelas partículas j produzidas, em MeV.

A energia cinética média adquirida pelas partículas j,  $\bar{\epsilon}_{ij}(E)$  é dada por:

$$\bar{\epsilon}_{ij}(E) = \frac{2 \times m \times M_i}{(m + M_i)^2} \times E \quad (4.8)$$

onde  $m$  é a massa da partícula incidente (nêutron,  $m = 1$ ),  $M_i$  é a massa do núcleo do tipo  $i$ .

Admite-se que a colisão entre os nêutrons rápidos e átomos do material estudado é espalhamento elástico isotrópico no sistema de centro de massa. Como já vimos isto é também verificado na colisão de nêutrons rápidos com núcleos de hidrogênio; para nêutrons rápidos de energia  $E$  no intervalo de  $10 \text{ eV} < E < 14 \text{ MeV}$ . Quando a energia é menor que alguns elétron-volts (eV) a ligação química do hidrogênio na molécula do material hidrogenado torna-se muito importante e nesse caso a equação (4.7) não pode mais ser aplicada.

É portanto possível calcular com certa precisão a dose de primeira colisão até uma energia de cerca de 10 MeV, já que a colisão do nêutron rápido com o núcleo de hidrogênio é responsável pela maior parte da energia absorvida<sup>(17)</sup>.

Como os materiais utilizados no nosso trabalho, açúcar e polietileno, são semelhantes ao tecido humano, calculamos a dose de primeira colisão (kerma) para esses materiais e também para o fluoreto de cálcio e misturas.

Na figura 4-2 temos a curva<sup>(4,35)</sup> que relaciona a energia dos nêutrons rápidos incidentes no tecido do homem padrão, de composição  $(C_5H_{40}O_{18}N)_n$ , com o kerma.

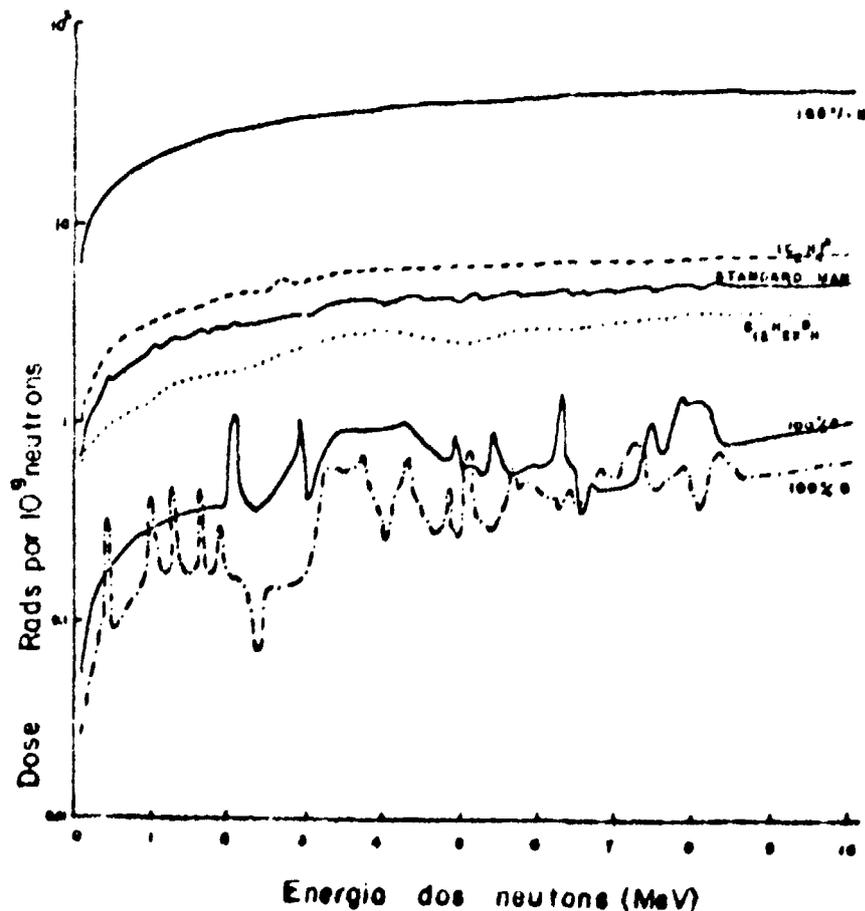


Figura 4-2

Do gráfico da Figura 4-2 tiramos os valores de kerma para o homem padrão correspondente a cada valor de energia. Na tabela 4-4 estão representados esses valores na segunda coluna. Na terceira coluna estão representados os valores do kerma para o homem padrão em relação à uma fonte de Am-Be. Isto é, tomamos o valor do kerma para cada energia e multiplicamos esse valor pelo número de nêutrons dessa energia. No Apêndice B damos alguns dados referentes à fonte de Am-Be com algumas tabelas.

Tabela 4-4

Energia dos nêutrons (MeV)	Kerma por unidade de fluência por $10^{-7}$ (erg/g por $n/cm^2 \cdot s$ )	Kerma por unidade de fluência por $10^{-7}$ (erg/g) para Am-Be
0,25	1,223	4,3276
0,75	1,776	3,2298
1,25	2,482	2,7077
1,75	2,7058	4,5753
2,25	3,0000	6,3408
2,75	3,2352	7,8381
3,25	3,8823	10,8352
3,75	3,9764	10,5734
4,25	4,0000	9,9816
4,75	3,9882	10,3510
5,25	4,3529	12,0693
5,75	4,1411	10,5409
6,25	4,4705	8,7578
6,75	4,3529	6,5294
7,25	3,9058	6,0060
7,75	4,0117	6,0176
8,25	4,5882	6,8823
8,75	4,5294	5,5172
9,25	4,5411	2,8895
9,75	4,6000	2,6969
10,25	4,6117	2,9137
TOTAL		143,679

Tomando-se o valor de  $143,679 \times 10^{-7}$  erg/g e dividindo-se pelo número total de nêutrons rápidos emitidos pela fonte na unidade de tempo, 40,0542 n/s, obtém-se a dose de primeira colisão (kerma) por nêutron igual a  $3,587 \times 10^{-7}$  erg/g. Se agora, queremos a dose de primeira colisão para cada posição do arranjo da Figura 4-1, conhecendo-se a respectiva fluência de nêutrons rápidos podemos escrever que:

$$D = 3,587 \times 10^{-7} \times \bar{\phi} \quad \text{erg/g} \cdot n/cm^2 \quad (4.9)$$

Na tabela 4-5 estão apresentados os valores da taxa de dose de primeira colisão para todas as posições do arranjo experimental. Se transformarmos a unidade de erg/g/h em rad/h vamos ter os valores da coluna três da mesma tabela.

Tabela 4-5

Posição	Dose de 1º colisão erg/g	Taxa de dose de 1º colisão rad/h
1	1305	0,208
2	856	0,137
3	521	0,083
4	323	0,052
5	213	0,034
6	151	0,024
7	84	0,013

Comparando-se o valor da posição 1 da tabela 4-2, igual a 0,216 rad/h, com o da posição 1 da tabela 4-E, igual a 0,208 rad/h, a diferença é de 0,008 rad/h, é pequena, mas levando-se em conta os possíveis erros pode ser considerada desprezível.

Como as normas internacionais de proteção radiológica sugerem que a resposta da dose tenha como unidade o 'rem', basta tomar o fator de qualidade para nêutrons rápidos, dado na tabela B-1 do Apêndice B para cada intervalo de energia, e multiplicar pelo valor da dose absorvida cuja unidade é o rad.

Para melhor situar o exposto foi feito um cálculo mais apurado para determinar as curvas da dose de primeira colisão referentes aos materiais utilizados em nosso trabalho. Constatamos que para dados obtidos para o homem padrão, mais especificamente para o tecido, a curva obtida através dos nossos cálculos coincide com a curva publicada<sup>(35)</sup> por Williamson. Igualmente, a curva do polietileno tanto a obtida por nossos cálculos como a publicada também coincidem. Por isso efetuamos o cálculo com o auxílio de computador para construir as curvas da dose de primeira colisão para os outros materiais e as suas misturas.

Para tanto utilizamos uma calculadora da HEWLETT PACKARD, modelo 9810-A, e onze programas.

Os cinco programas iniciais recebem como entrada a energia em intervalos de 0,5 MeV dos nêutrons rápidos incidentes, fluência, secção de choque de colisão e perda de energia por colisão resultando disso a dose de primeira colisão para cada posição do arranjo utilizado.

Para cada meio de interação da radiação, isto é, aqueles enumerados no ítem 2.2 do capítulo II, temos um programa diferente cuja duração é de cerca de três horas e meia.

A fim de se poder efetuar o mesmo cálculo em menos tempo, construímos outros cinco programas onde entra a posição da amostra no arranjo, a fluência dos nêutrons em cada posição, a secção de choque e a energia perdida por colisão, resultando assim na dose de primeira colisão para cada energia, varrendo o espectro, em intervalos de 0,5 MeV.

Este último tipo de programação permite que se efetue os cálculos em um tempo relativamente curto pois o tempo gasto é de meia hora por programa. Isto porque entramos somente com a secção de choque e a perda de energia por colisão.

O décimo primeiro programa consiste na somatória das doses para cada posição e energia.

Os onze programas acima citados encontram-se à disposição para consultas, na Coordenadoria de Proteção Radiológica e Dosimetria do Instituto de Energia Atômica – SP.

Para maior esclarecimento damos abaixo alguns dados técnicos:

Linguagem = BASIC

Nº de posições de memórias = 5 primeiros programas

197 para o fósforo

197 para o polietileno

241 para o açúcar

329 para a mistura de fósforo e açúcar

285 para a mistura de fosforo e polietileno

5 programas seguintes

203 para o fósforo

203 para o polietileno

245 para o açúcar

396 para a mistura de fósforo e açúcar

390 para a mistura de fósforo e polietileno

Nº de posições de memória = para soma das doses = 62

Nas figuras 4-3, 4-4, 4-5, 4-6, 4-7 estão representadas as curvas do kerma versus energia dos nêutrons rápidos para os materiais: fósforo, polietileno, açúcar, mistura de fósforo e açúcar, mistura de fósforo e polietileno respectivamente. A figura 4-8 compara todas as curvas anteriores com aquela referente ao homem padrão em relação a uma fonte de Am-Be.

#### 4.6 – Cálculo da Distância Fonte-Amostra para Irradiação de Amostras com $^{60}\text{Co}$

Para irradiar as amostras com raios gama utilizamos uma fonte de  $^{60}\text{Co}$  cuja atividade era de 133 mCi. O arranjo geométrico está representado pelo croquis da figura 2-1, capítulo II.

A equação que é utilizada nesse cálculo é dada por<sup>(14)</sup>:

$$\Gamma = \frac{I^2 \cdot \Delta X}{A \cdot \Delta t} \left( \frac{\text{m}^2}{\text{Ci}} \times \frac{\Gamma}{h} \right) \quad (4.10)$$

ou pondo I em evidência, obtemos:

$$I = \sqrt{\frac{\Gamma \cdot A \cdot \Delta t}{\Delta X}} \quad (\text{m})$$

onde:

A = atividade da fonte, em Ci

$\Gamma$  = constante específica da radiação gama, em  $\text{m}^2 \cdot \text{R} \cdot \text{Ci}^{-1} \cdot \text{h}^{-1}$

$\Delta t$  = tempo decorrido durante a irradiação, horas

$\Delta X$  = exposição, em roentgens (R)

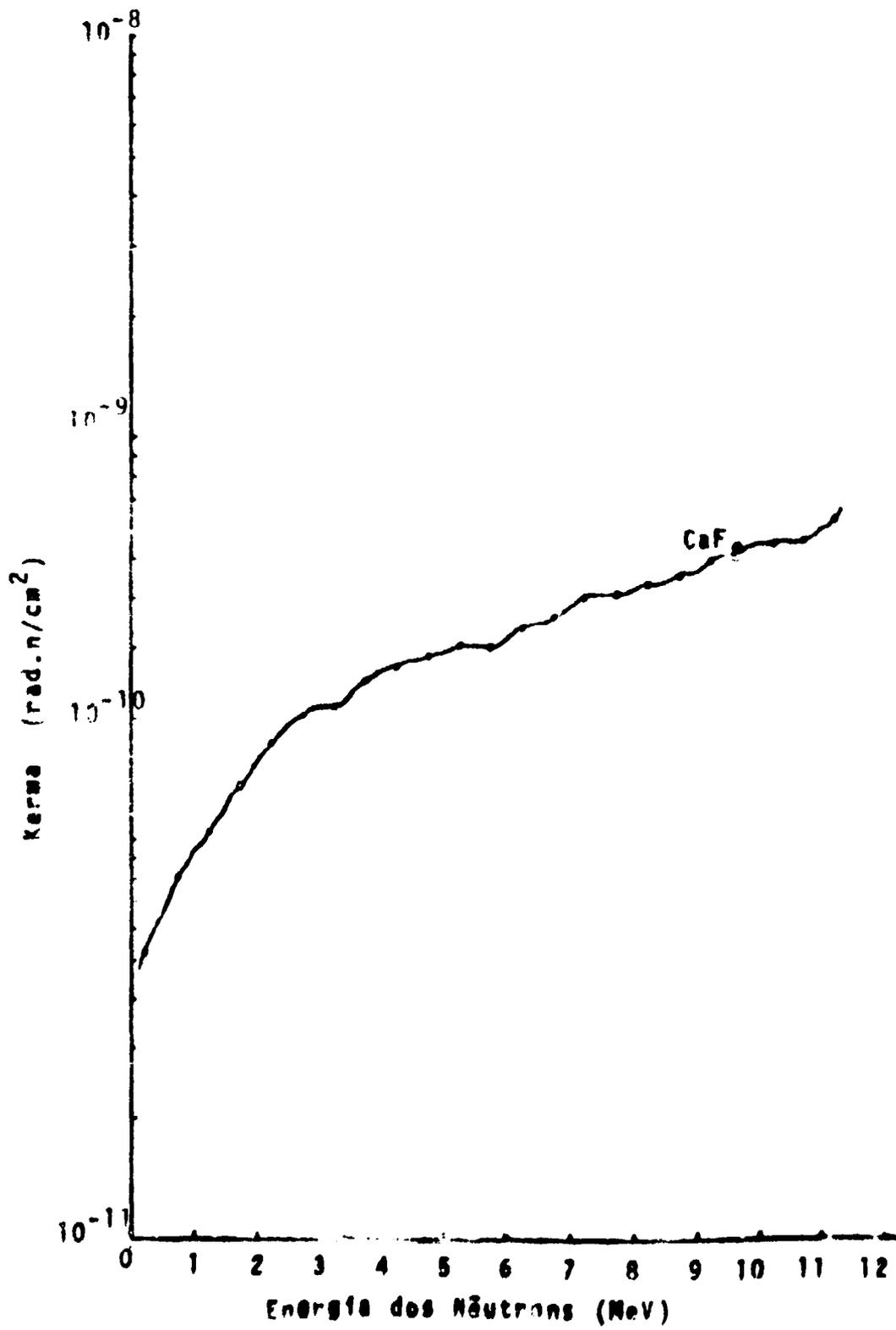


Figura 4-3

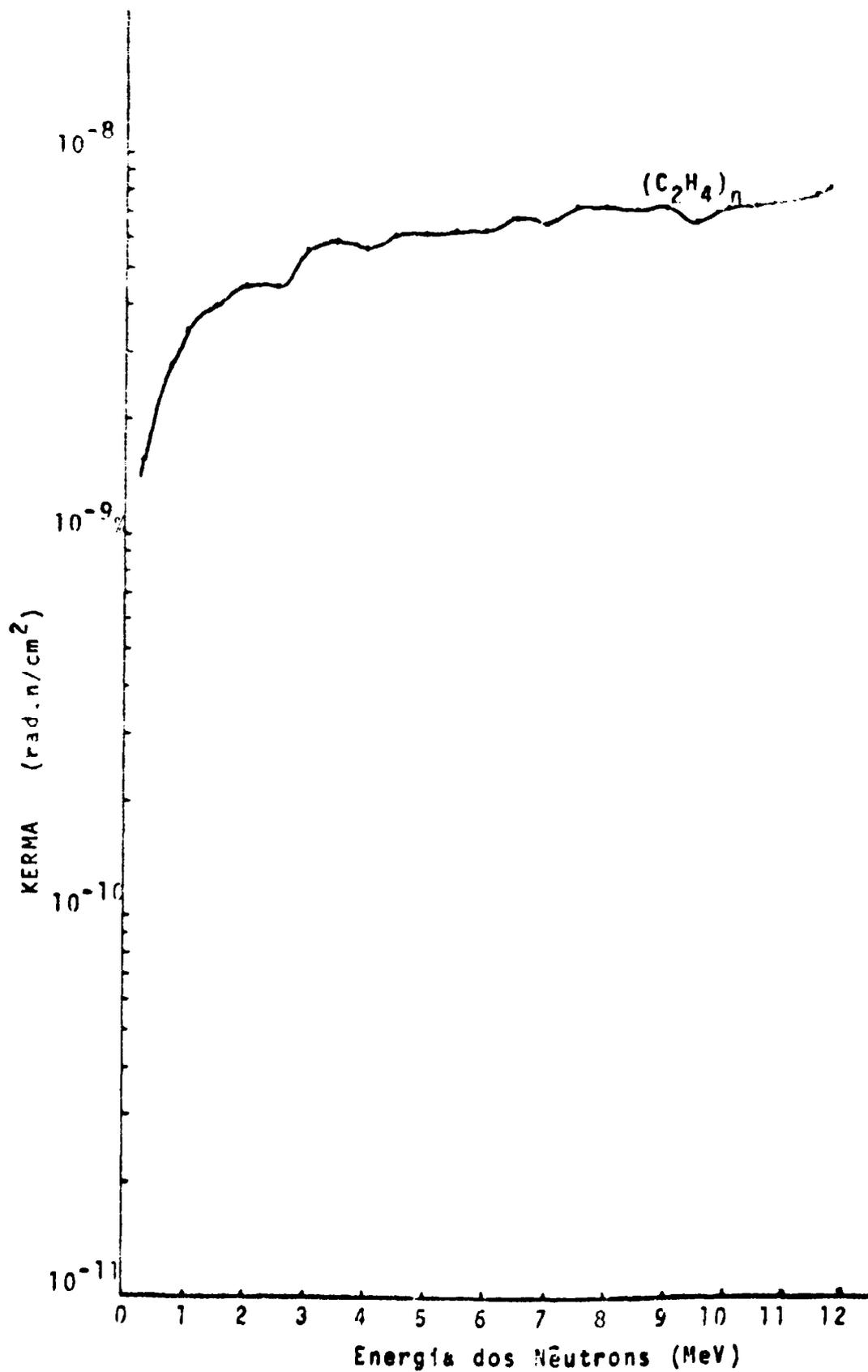


Figura 4-4

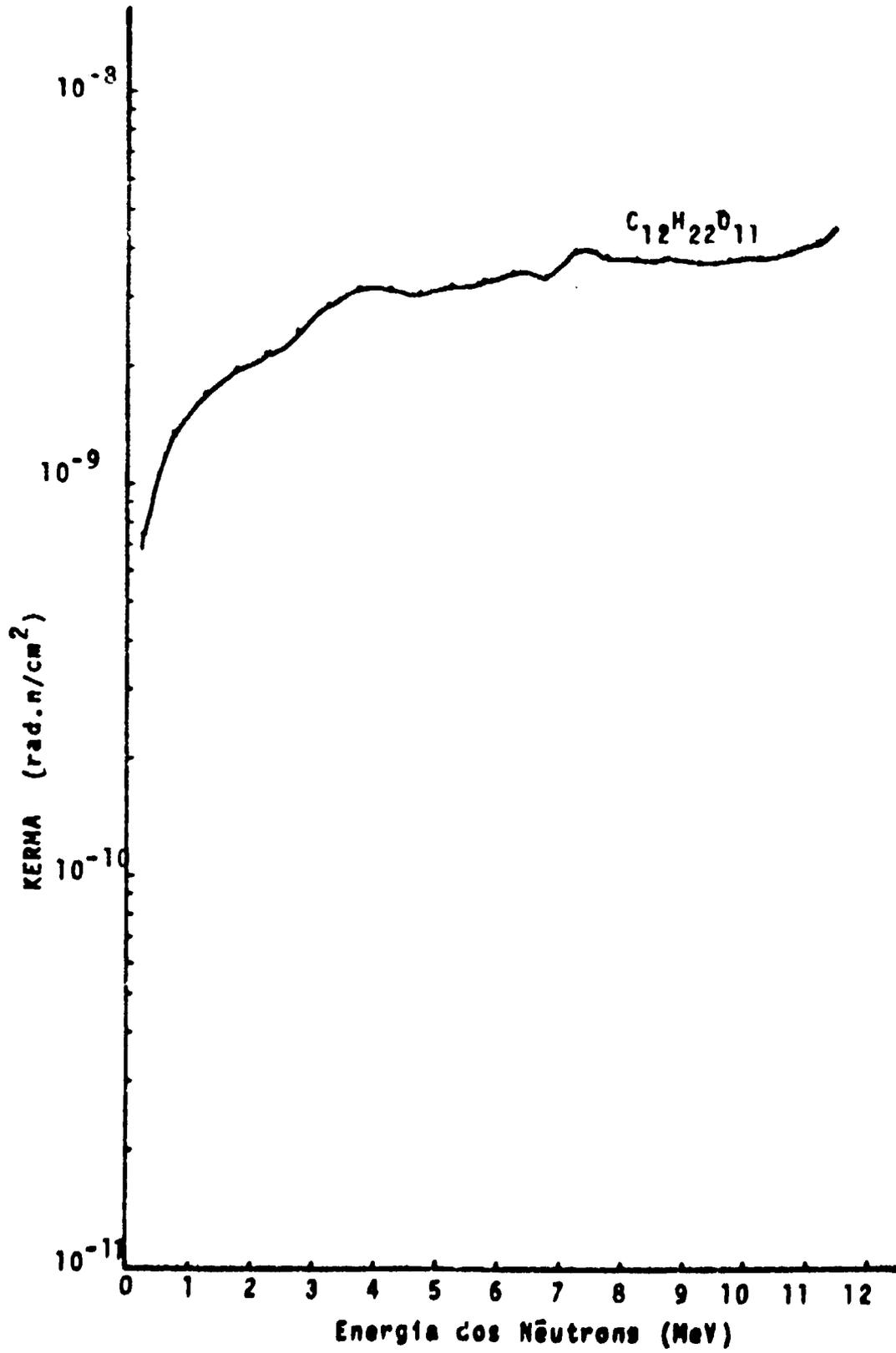


Figura 4-5

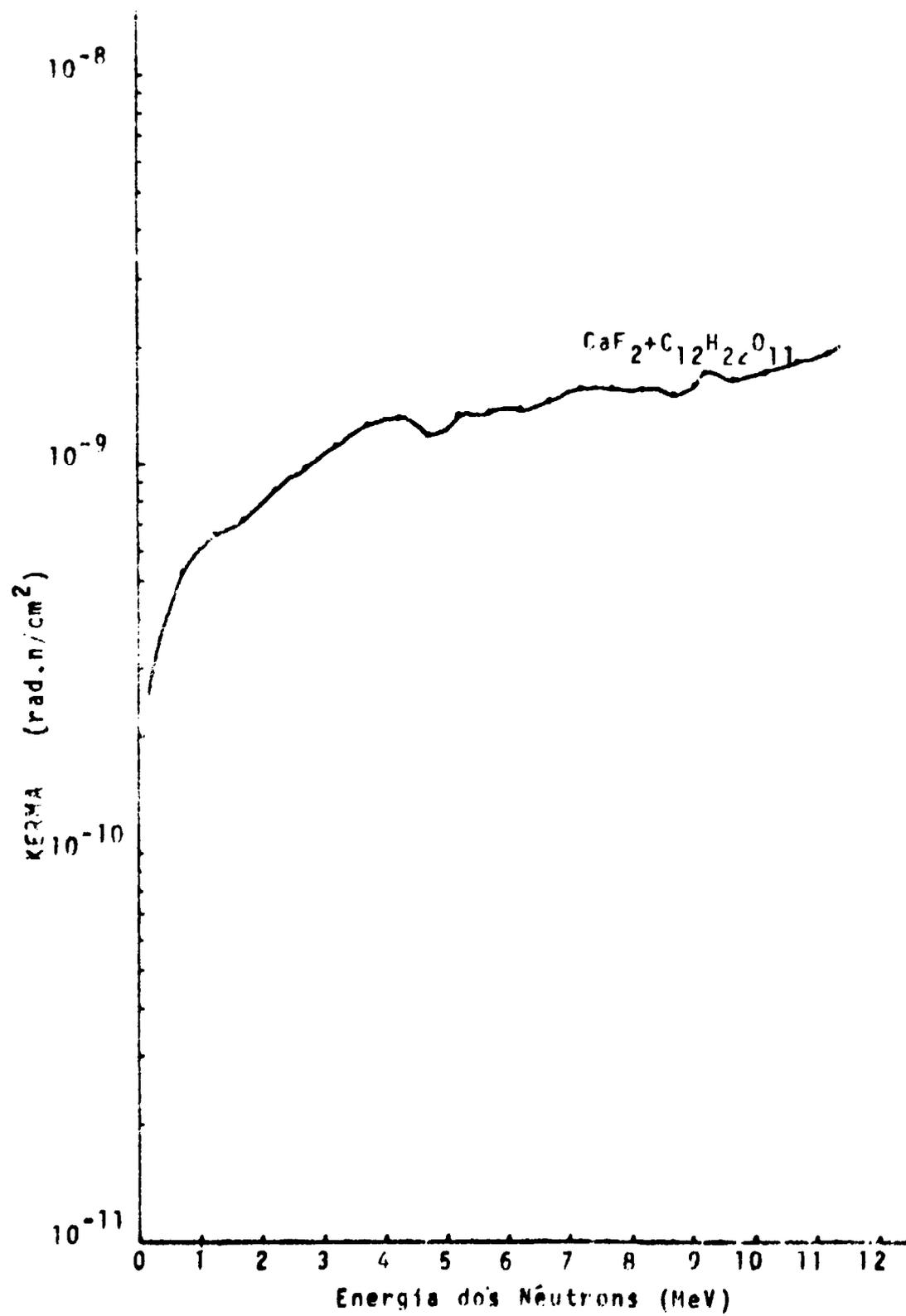


Figura 4-6

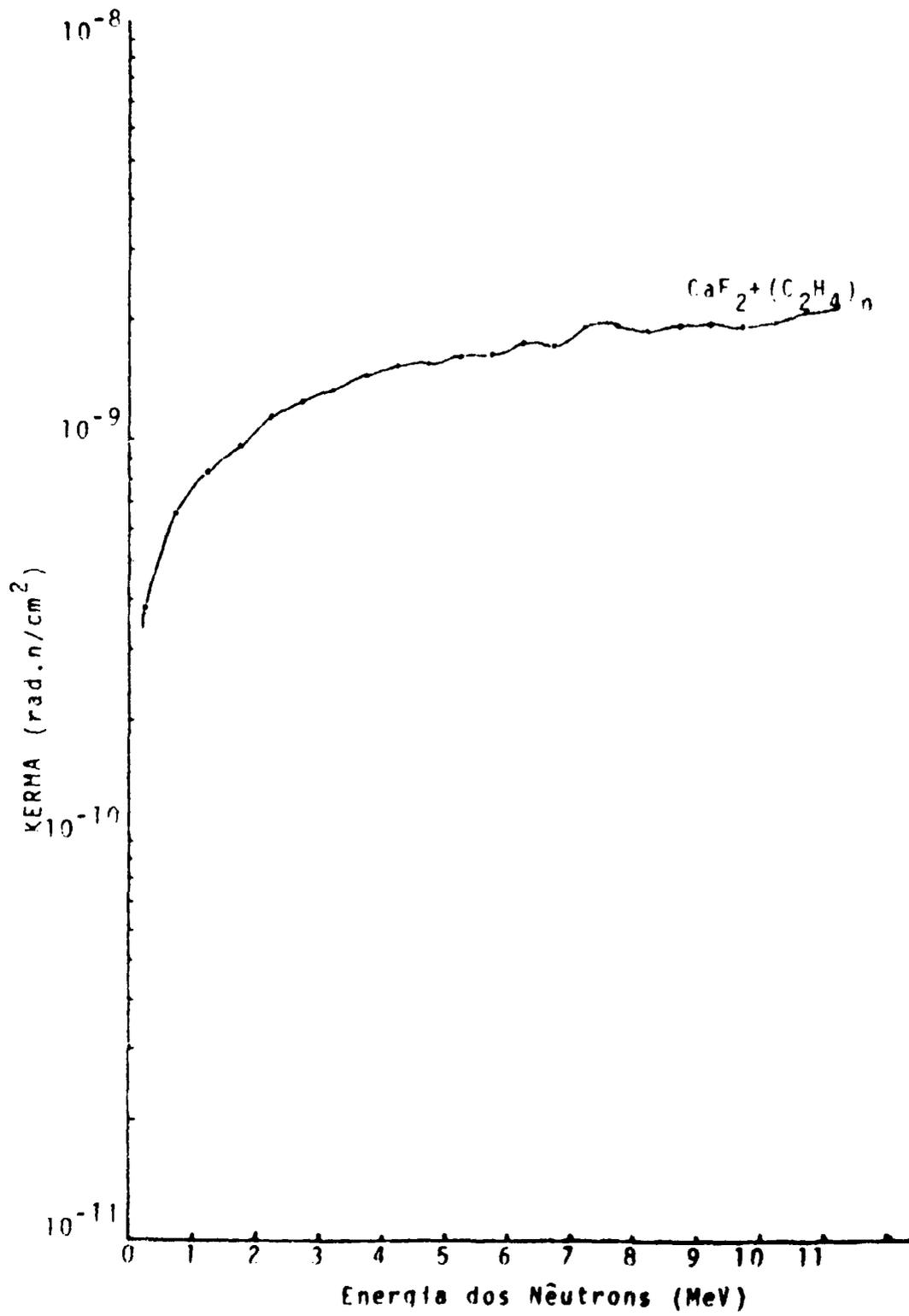


Figura 4-7

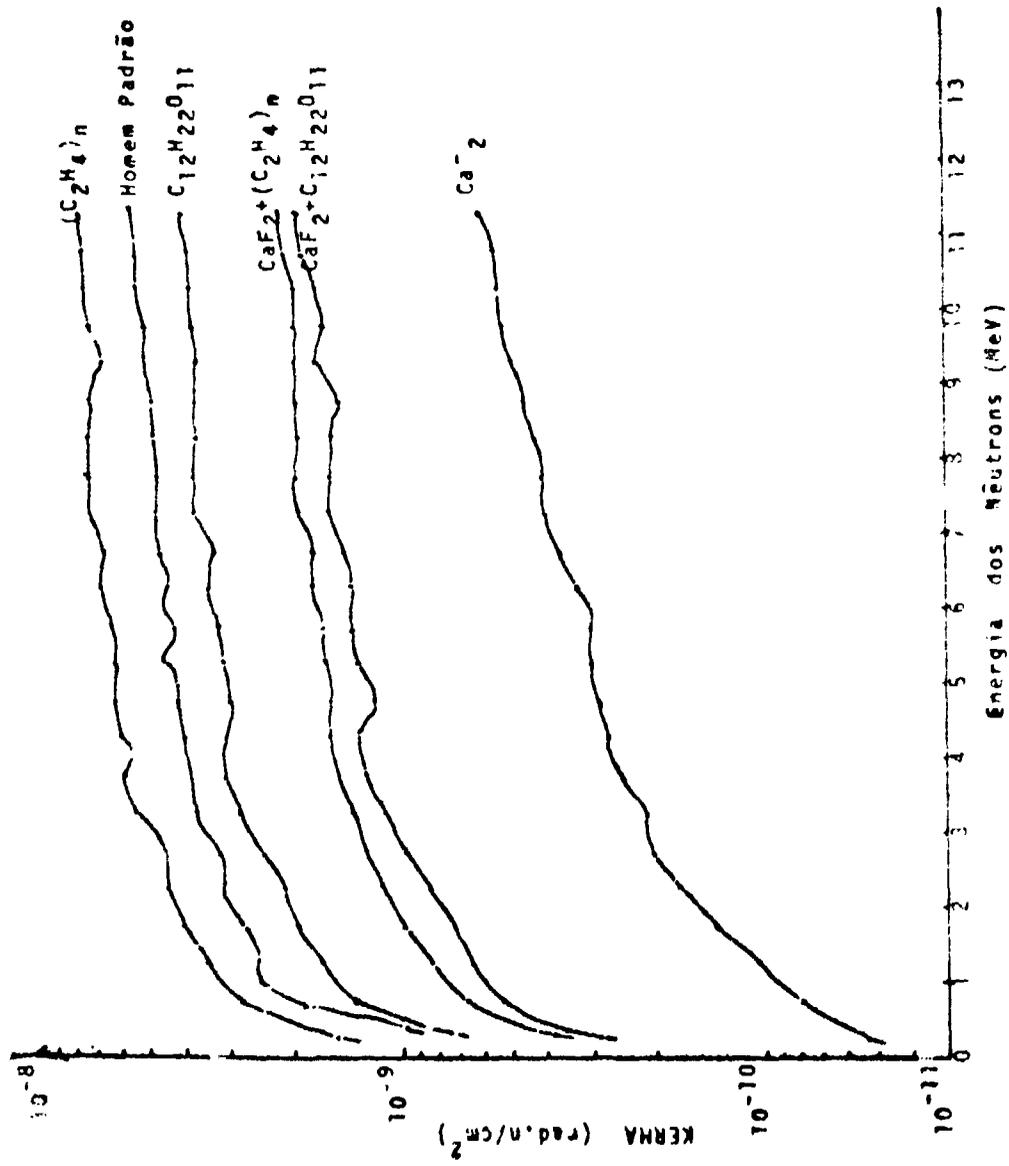


Figura 4-8

## CAPÍTULO V

### MEDIDAS, RESULTADOS EXPERIMENTAIS E CONCLUSÕES

Neste capítulo serão examinados os resultados experimentais do trabalho. O primeiro deles consistiu em verificar se havia influência da luz natural de laboratório sobre os dosímetros, pois, esta é uma característica importante para a utilidade do material como dosímetro. Em segundo lugar, procuramos estudar qual, dentre as nossas fluoritas é a mais sensível dado que, há fluoritas de várias cores; azul, violeta, verde, amarela e incolor. Em terceiro lugar, consideramos o problema do tamanho dos grãos, já exposto no terceiro capítulo. A seguir, analisamos outro tipo de propriedade importante de um dosímetro, que é o desvanecimento da resposta com o decorrer do tempo. Por fim, as curvas de resposta TL em relação à dose absorvida e dose de primeira colisão dos nossos dosímetros são investigadas e, comparados os resultados com aqueles apresentados quando irradiamos amostras numa fonte gama de  $^{60}\text{Co}$ ; a comparação é feita com as respostas do fluoreto de lítio TLD-700 da The Harshaw Chemical Co.

#### 5.1 – Influência da Luz Natural no Fósforo TL

Utilizamos os dosímetros do tipo A, D, e E descritos no item 2.2 do Capítulo II.

O fósforo passa primeiramente por um tratamento térmico, para garantir a eliminação dos três primeiros picos de TL e que são aqueles utilizados durante a leitura para verificar se realmente tais picos foram ou não eliminados. A seguir preparamos as amostras e deixamo-las expostas na sala onde comumente preparamos o material para irradiação. As condições da sala são de penumbra. Assim fazendo as leituras das amostras após a exposição chegamos à conclusão que a luz natural da sala não impôs um cuidado maior para a não interferência sobre o fósforo. Outro fato é que as irradiações são feitas em sala completamente escura.

Devemos ainda lembrar que o tempo gasto no preparo de uma amostra é de aproximadamente 15 minutos, e as exposições à luz natural chegaram até 60 horas.

#### 5.2 – Tipos de Fluorita mais Sensível

Como dispunhamos de fluorita de três colorações diferentes, azul, violeta e verde, foi feito um estudo da sensibilidade para determinar qual delas é a mais sensível para os fins desejados. A diferença das sensibilidades é variável e, embora não se saiba a causa dessa diferença, supõe-se que ela dependa de tipos de impurezas que contenha.

Como verificamos, a fluorita de qualquer coloração misturada com açúcar (tipo D de dosímetro) fornecia uma leitura TL com intensidade mais acentuada, que ao se utilizar o polietileno em pó, limitamo-nos a usar somente o dosímetro do tipo D variando-se a cor do fósforo a ser estudado.

cápsula  $D_1$  = fluorita azul misturada com açúcar

cápsula  $D_2$  = fluorita violeta misturada com açúcar

cápsula  $D_3$  = fluorita verde misturada com açúcar

As amostras acima mencionadas foram expostas a radiação gama do  $^{60}\text{Co}$ . A resposta TL para diferentes taxas de exposição, está representada na Figura 5-1.

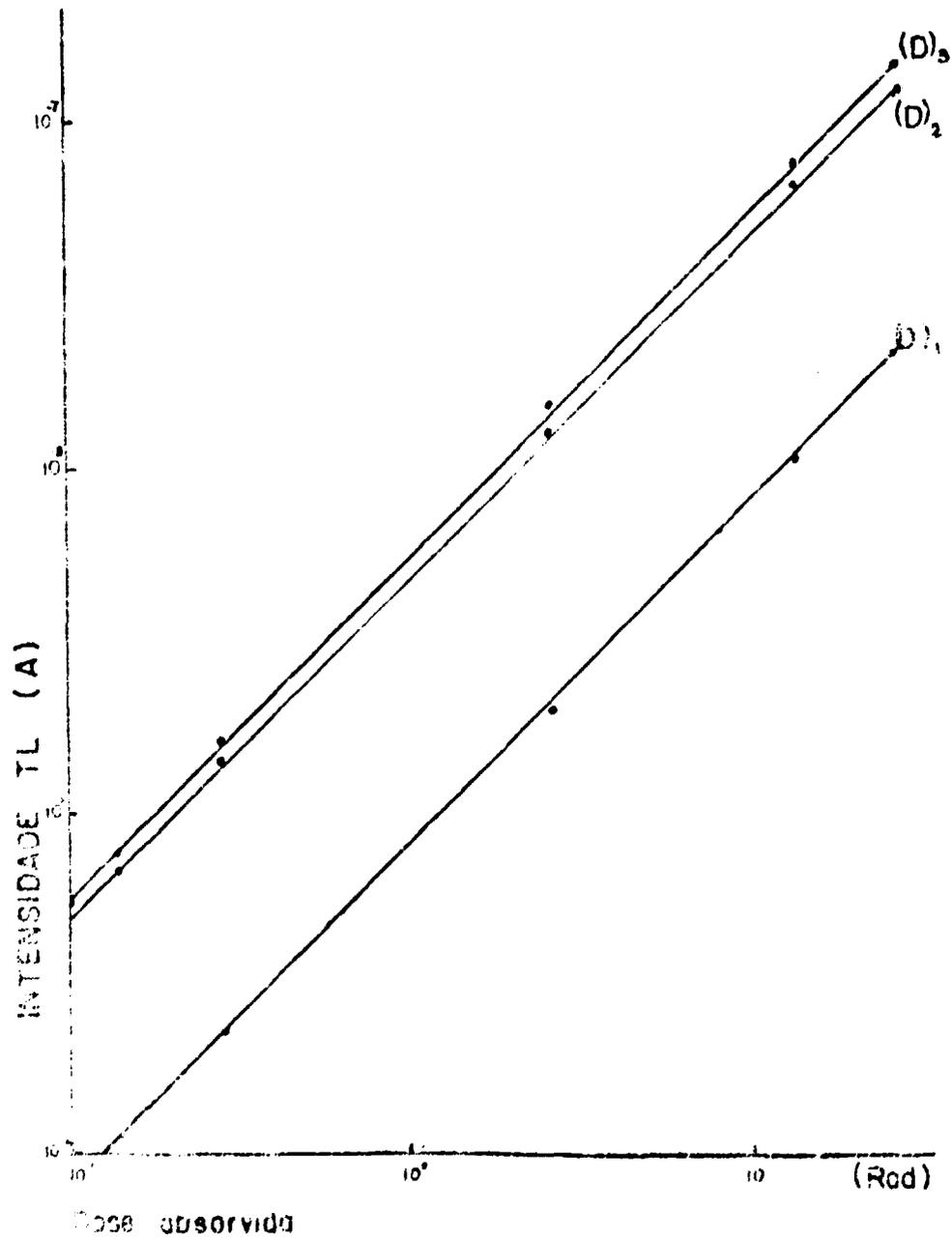


Figura 5-1

O mesmo procedimento foi efetuado irradiando-se as amostras citadas com nêutrons rápidos provenientes do Am-Be. Como sabemos que existe emissão de radiação gama de baixa energia na fonte, foi necessário discriminar a intensidade TL devido a nêutrons rápidos e aquela devido aos raios gama; irradiamos, além dessas amostras outras de fósforo puro, assim distribuídas:

- cápsula A<sub>1</sub> = fluorita azul
- cápsula A<sub>2</sub> = fluorita violeta
- cápsula A<sub>3</sub> = fluorita verde

Os resultados estão representados na Figura 5-2.

Das curvas apresentadas concluímos que a fluorita verde responde com TL mais intensa para um mesmo valor da dose.

### 5.3 – Resposta TL para Grãos de Diferentes Tamanhos

Como foi visto na seção 3.1 do Capítulo III o tamanho do grão da fluorita, do açúcar e do polietileno para melhores resultados estaria na faixa de 19  $\mu$ , 84  $\mu$ , 40  $\mu$  de diâmetro respectivamente. Como somente possuíamos no laboratório, peneiras de 60, 100 e 200 mesh Tyler respectivamente, procuramos averiguar se os resultados coletados se aproximavam dos resultados propostos e para tanto utilizamos três dosímetros com tamanhos de grãos variados. Para esse fim utilizamos o açúcar, pois, o polietileno não poderia sofrer modificação no tamanho, visto que, não se pode triturá-lo ou fazer crescer um grão, a não ser por pedido especial aos fornecedores que o fabricam no tamanho desejado.

Os dosímetros foram assim distribuídos:

- cápsula D<sub>1</sub> = fluorita de 149 a 74  $\mu$  e açúcar de 149 a 74  $\mu$
- cápsula D<sub>2</sub> = fluorita de 74 a 14  $\mu$  e açúcar de 74 a 0,1  $\mu$
- cápsula D<sub>3</sub> = fluorita de 74 a 14  $\mu$  e açúcar de 149 a 74  $\mu$
- cápsula D<sub>4</sub> = fluorita de 149 a 74  $\mu$  e açúcar de 74 a 0,1  $\mu$

A resposta TL versus dose absorvida de nêutrons rápidos está representada pelas curvas da Figura 5-3.

### 5.4 – Desvanecimento da Intensidade da TL

As Figuras 5-4 (a e b) mostram os resultados das leituras TL de duas amostras de fósforo misturado com açúcar, D, e fósforo misturado com polietileno, E, em função do tempo decorrido após o instante da irradiação à temperatura ambiente, com nêutrons rápidos.

Cruz<sup>(8)</sup> estudou o desvanecimento da TL em amostras de fluorita irradiadas com raios X e radiação UV, concluindo que a resposta TL praticamente não se altera após 80 dias. Okuno<sup>(20)</sup>, por sua vez, observou o mesmo fenômeno, para irradiação com raios gama e para um intervalo de cerca de 200 dias após a irradiação encontrando um desvanecimento da ordem de 12%.

Por não possuímos dados bibliográficos a respeito do desvanecimento da fluorita após a irradiação com nêutrons rápidos, estudamos o fenômeno com as amostras acima citadas e irradiadas com doses de 1,5 a 5,25 rads respectivamente cada uma.

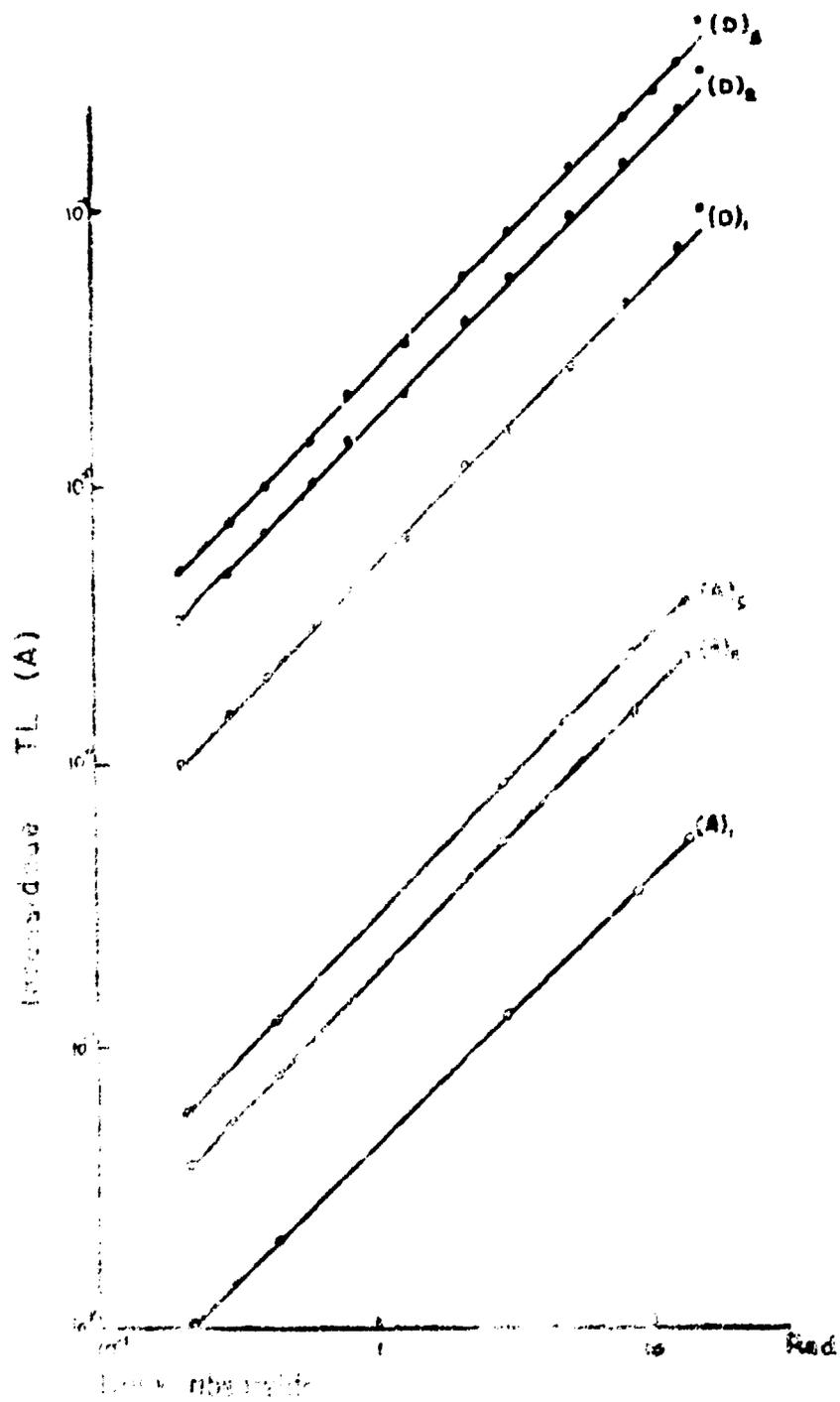


Figure 5-2

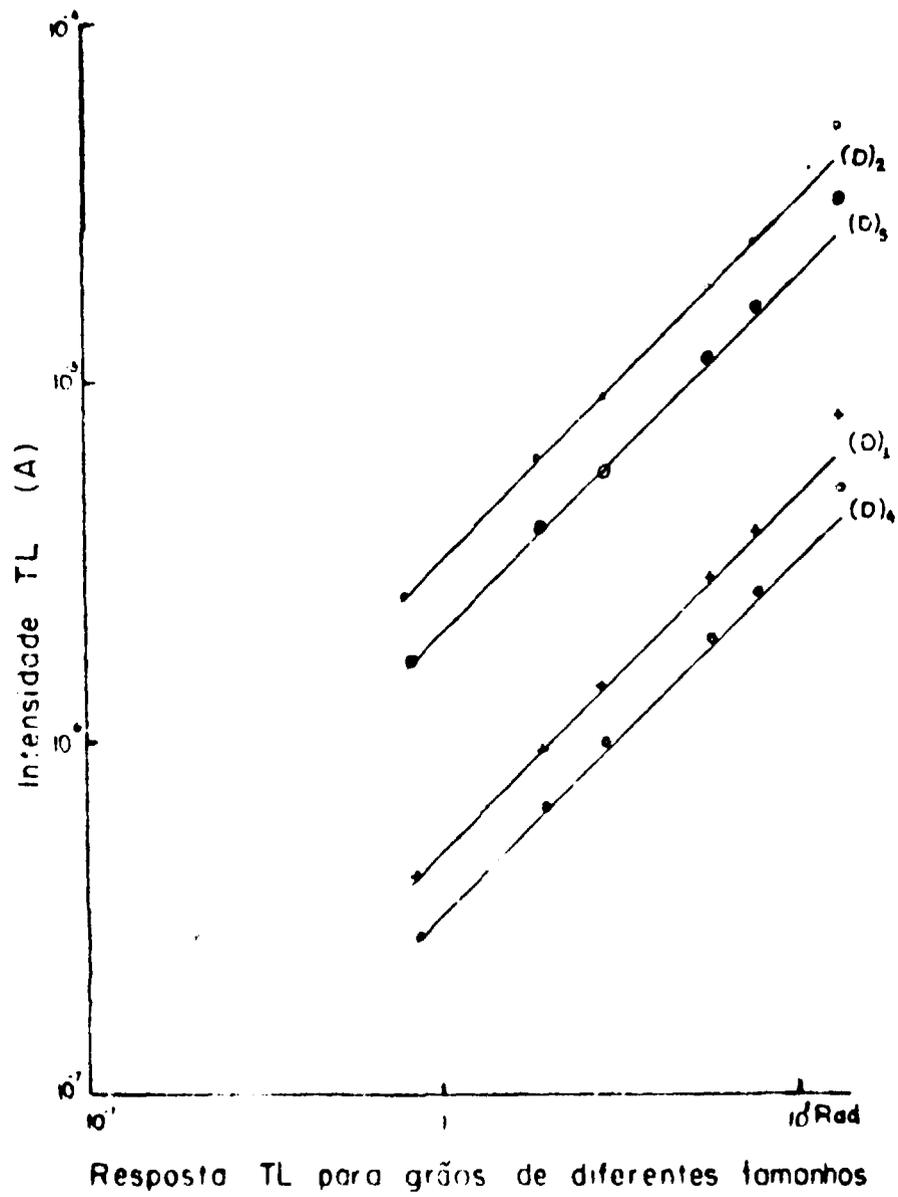


Figura 5-3

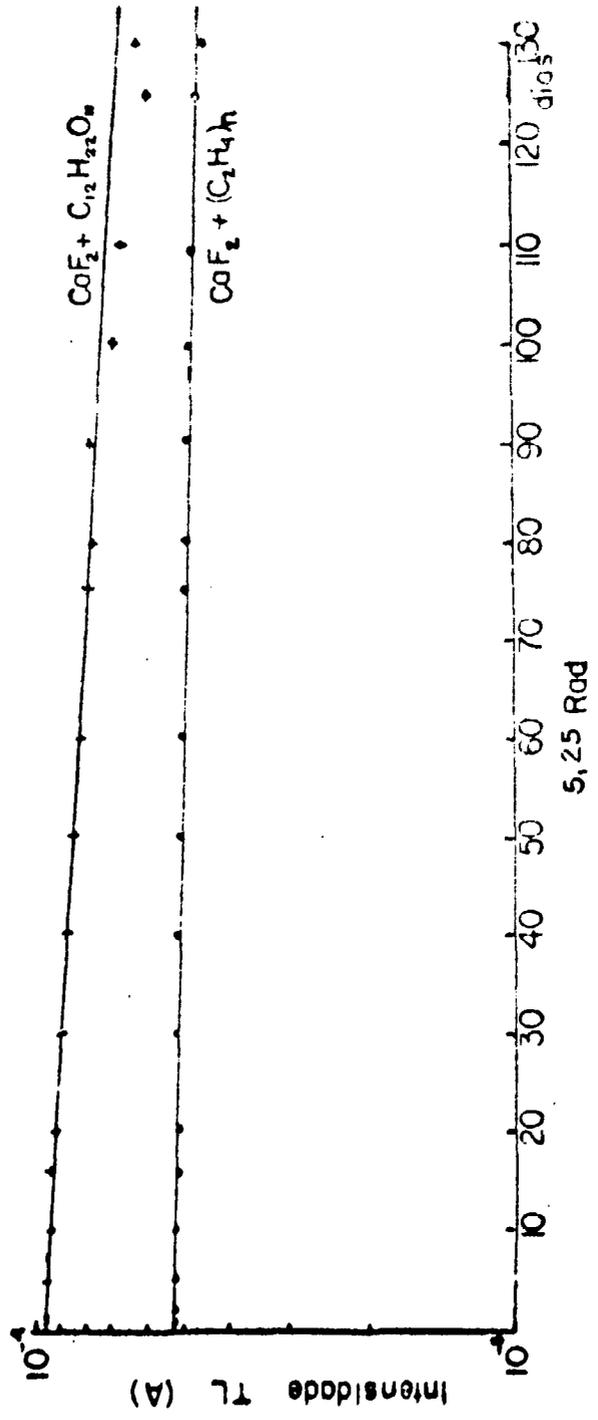
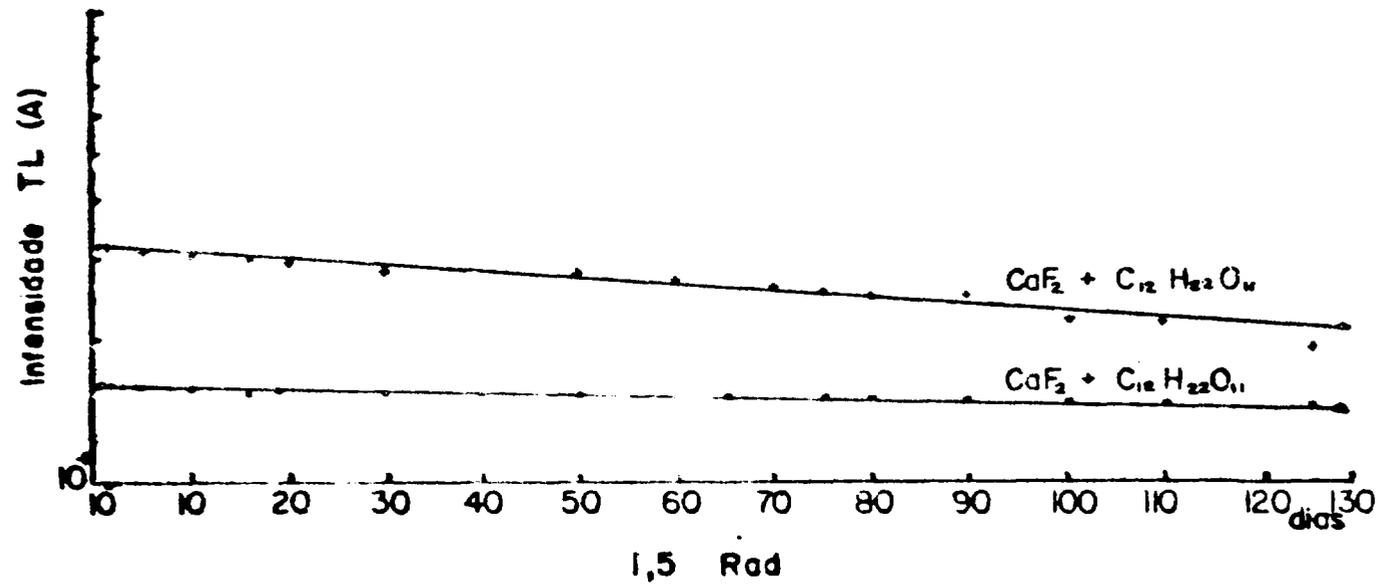


Figura 5-4a



Desvanecimento da intensidade TL

Figura 5-4b

Para um período de 40 dias a amostra do tipo D tem um desvanecimento da ordem de 10% para 1,5 rad e para 5,25 rad. O dosímetro do tipo E por sua vez apresenta desvanecimento em torno de 4,3% para 1,5 e 5,25 rad

Se considerarmos que a pessoa toma uma dose uniformemente distribuída durante os 30 dias de uso do dosímetro o desvanecimento médio será de  $6,3 \pm 0,3\%$  para os 15 primeiros dias no dosímetro D e de  $1,8 \pm 0,1\%$  no dosímetro E. Esse tipo de dosímetro geralmente apresenta um erro de cerca de 10% que somados aos  $6,3 \pm 0,3\%$  do dosímetro D resultará num desvanecimento de 11,8% e no dosímetro E de 10,1%.

O desvanecimento mais acentuado observado na mistura de fluorita com o açúcar, é aparentemente uma realidade, pois, ele foi observado em todas as medidas que fizemos. Não conseguimos, até o presente momento, descobrir porque o açúcar provoca um desvanecimento mais rápido do que o polietileno.

### 5.5 – Comparação das Respostas TL para os Diferentes Dosímetros

Os seis tipos de dosímetros descritos no item 2.2 do segundo capítulo, foram irradiados da seguinte forma, após os tratamentos sofridos e descritos no item 2.3 desse mesmo capítulo:

a) dosímetro do tipo A, B, C, D, E, F irradiados com nêutrons da fonte de Am-Be, com doses num intervalo de  $10^{-2}$  a 24,2 rad. Os resultados estão representados na Figura (5-5),

b) dosímetros do tipo A, B, C, D e E irradiados com raios gama de  $^{60}\text{Co}$  (1,25 MeV de energia média); as exposições variaram de 50 mR a  $10^3$  R; a Figura 5-6 contém as curvas resultantes.

Os pontos de cada curva são resultados da média de cinco leituras para cada dose ou exposição encontrando-se um desvio médio quadrático de cerca de 5%.

Da Figura 5-6 observamos que:

i) a resposta TL linear de todos os tipos de dosímetros até cerca de 20 rad, exceto para os dosímetros D e E, nos quais se observou uma supralinearidade à partir de cerca de 10 rad: curvas 1 e 2, e menor para os dosímetros B e C: curvas 3 e 4

ii) a curva que representa a resposta TL para o dosímetro do tipo A foi levantada porque sabemos que as fontes de Am-Be emitem raios gama de baixa energia e desejávamos conhecer a exposição ou dose absorvida desta radiação gama. Para podermos descontar depois, a contribuição gama.

Na realidade, há possibilidade de nêutrons epitérmicos que acompanham os nêutron rápidos da fonte de Am-Be, ativarem o isótopo  $^{44}\text{Ca}$  (2,8%) existente na fluorita. Suponhamos porém, que o efeito de  $^{44}\text{Ca}$  é pequeno, mas, para ter certeza, irradiamos o LiF TLD-700 simultaneamente com os outros dosímetros.

iii) a curva correspondente ao LiF TLD-700, E, confirmou a existência da radiação gama nas fontes de Am-Be e notamos que a sua resposta é de cerca de sete vezes menor que a resposta do  $\text{CaF}_2$ ; natural exposto à mesma radiação. Admitindo-se que a fluorita está detetando somente o efeito de raios gama a razão das leituras da curva 5 e 6, quando calibrada, fornece a energia efetiva dos raios gama presentes.

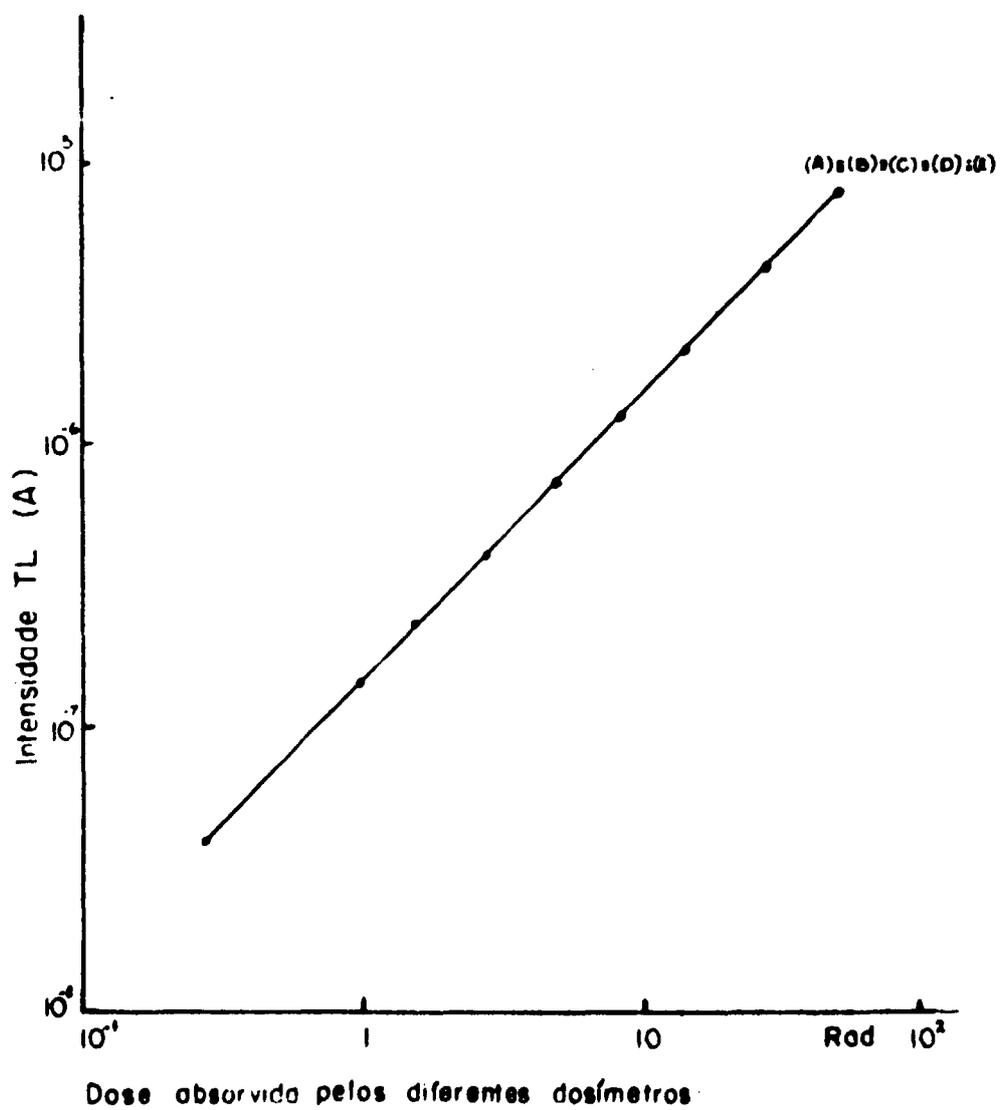


Figura 5-5

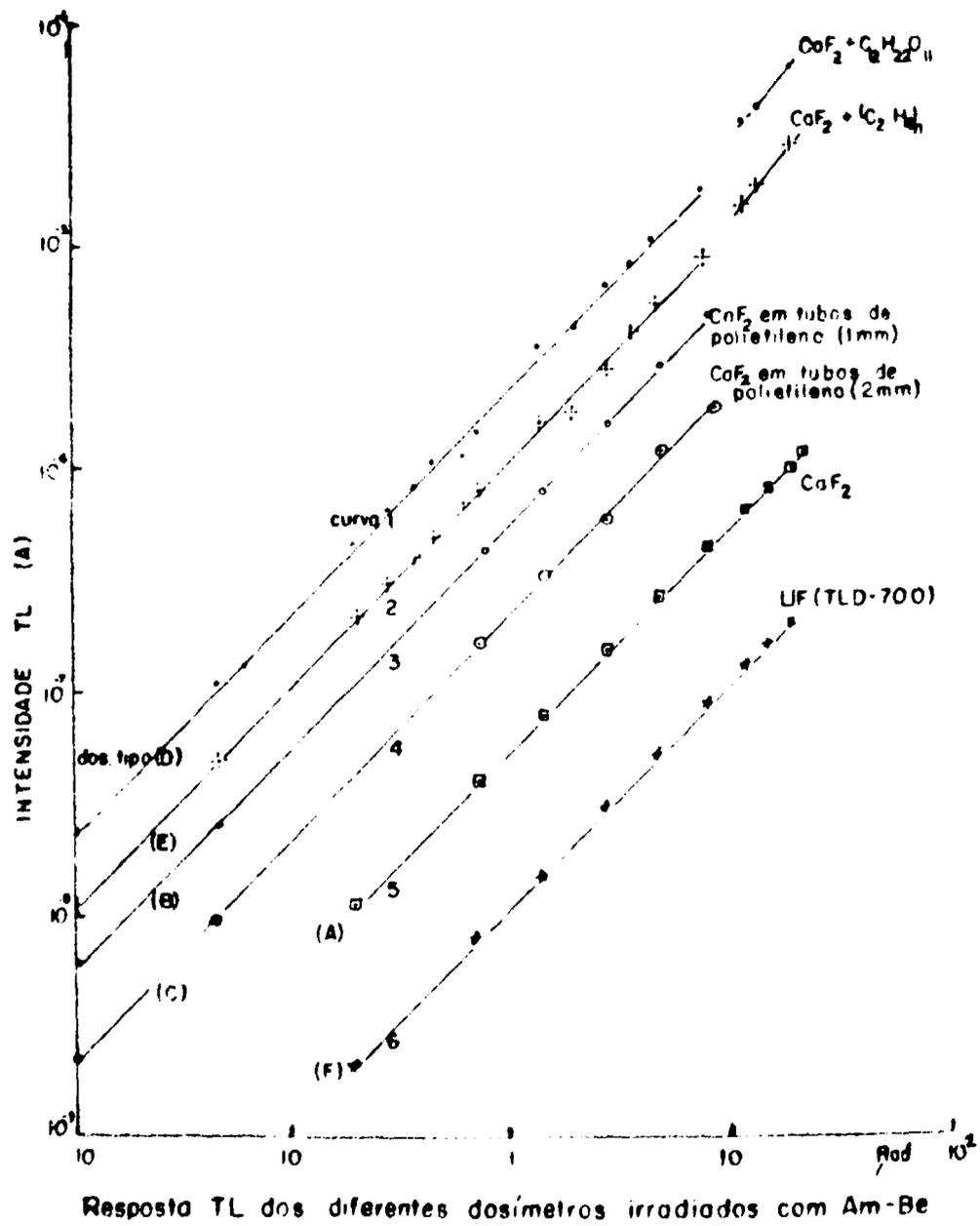


Figura 5-6

Além das experiências acima citadas, foram irradiados dosímetros do tipo A, B, C, D e E com raios gama do  $^{60}\text{Co}$ . Os resultados apresentados na Figura 5-5, mostram que a presença de açúcar ou polietileno não alteram o efeito da radiação gama sobre a fluorita. Para as diferentes doses a resposta TL foi a mesma para os diferentes dosímetros

Realmente o açúcar e o polietileno, ambos em pó, como as cápsulas de polietileno, não induzem TL no fosforo porque a radiação gama não afeta a fluorita de modo indireto como no caso dos nêutrons rápidos que incidindo no material hidrogenado produzem prótons de recuo que por sua vez ionizam o fósforo. Como constatamos pelo gráfico, os pontos referentes a uma mesma dose para os cinco tipos de dosímetros estão situados na mesma posição. Portanto, a curva 5 da Figura 5-6 refere-se a radiação gama da fonte de Am Be

Admitindo-se que o efeito de raios gama e o de nêutrons rápidos é cumulativo a TL induzida pode ora ser devido a raios gama ora a nêutrons ou ainda devido a os dois tipos de radiação concomitantemente. Por esse motivo devemos sempre discriminar as doses através da utilização de dosímetros adaptados para cada tipo de radiação.

Pelas curvas 1 e 2 da Figura 5-6 vemos que o açúcar como moderador de nêutrons rápidos e portanto produtor de prótons é mais eficiente que o polietileno. Resultado de certa forma imprevisível, pois o numero de átomos de hidrogênio por  $\text{cm}^3$  de material é maior no polietileno que no açúcar e, portanto, como se mostra a seguir o primeiro deveria dar uma resposta melhor

Sabemos que o numero de átomos de hidrogênio por  $\text{cm}^3$  no açúcar de composição  $\text{C}_{12}\text{H}_{22}\text{O}_{11}$  e de peso molecular 342 g/mol e densidade  $1,42 \text{ g/cm}^3$  é dado pela equação:

$$N = \frac{6,025 \times 10^{23} \times \rho \times n}{A} \quad (5.1)$$

onde:

- N = número de átomos de hidrogênio por  $\text{cm}^3$
- $\rho$  = densidade do material
- n = numero de elementos na molécula
- A = peso atômico da substância

Obtemos  $N = 5,5 \times 10^{23}$  átomos/ $\text{cm}^3$

Repetindo o mesmo calculo para o polietileno de composição  $(\text{C}_2\text{H}_4)_n$ , peso molecular 4,66 e densidade  $0,92 \text{ g/cm}^3$  obtemos  $N = 4,7 \times 10^{23}$  átomos/ $\text{cm}^3$  o que demonstra que o polietileno tem 8,6 vezes maior numero de átomos de hidrogênio que o açúcar e portanto, e um material mais eficiente para a produção de protons de recuo.

Ocorre, porém, que o tamanho de grão para o açúcar, para uma produção de TL mais intensa está em torno de  $84 \mu$  e nós possuíamos grãos cujo diâmetro variava entre  $74$  e  $0,1 \mu$ , o que vale dizer que as condições estavam proximas da ótima enquanto que, para o polietileno, o tamanho de grão estaria em torno dos  $40 \mu$  e nós possuíamos grãos menores ou iguais a  $74 \mu$ , isto é, um fator de cerca de 1,85 vezes maior e portanto um tamanho quase duas vezes o tamanho "ideal". A eficiência do polietileno, por esse motivo, ficou reduzida pelo mesmo fator

Isto comprova os resultados obtidos onde o açúcar é melhor que o polietileno nas condições experimentais que possuíamos

Como podemos ver nos graficos representados nas Figuras 5-5 e 5-6 o primeiro ponto de irradiação corresponde a dose absorvida de  $100 \text{ mrad}$ . Verificamos porém que a mínima dose detetável é de  $50 \text{ mrad}$ . Resultado este que está dentro dos padrões para a dosimetria de nêutrons.

Outro fator importante é verificar se a dose equivalente em função da intensidade TL, fornece uma resposta linear. Isto porque quando se efetua rotineiramente a dosimetria pessoal a curva em questão permite que se faça uma calibração dos referidos dosímetros

## CAPÍTULO VI

### CONCLUSÕES FINAIS

Os resultados de nossas medidas mostram que uma mistura de um material TL (no nosso caso é a fluorita verde) e um material hidrogenado (açúcar, polietileno) pode ser usado como dosímetro de nêutrons rápidos. Sob o ponto de vista prático, tanto a mistura com açúcar como o polietileno pode ser considerada factível, pois, as operações envolvidas para a separação do material TL e a secagem não apresentam nenhuma complicação e nem um consumo de tempo considerado longo.

A mistura com o açúcar apresentou uma sensibilidade maior, embora com o polietileno também não pode ser descartada. Dependendo das circunstâncias esta última mistura pode ser usada. Esta diferença na sensibilidade pode ser devido à dimensão dos grãos usados, isto é, por não dispormos de peneiras apropriadas, os tamanhos dos grãos obtidos favorecem o açúcar. Será examinada no futuro, a importância do fator "dimensão dos grãos" na dosimetria em questão, usando peneiras de vários mesh Tyler.

Observamos, ainda, nos resultados apresentados que acima de 13 rad as curvas referentes aos dosímetros do tipo B, C, D e E apresentam uma supralinearidade. O fato pode ser explicado com a proposição de uma hipótese: a radiação gama como descreveu Okuno e outros, provoca na fluorita uma supralinearidade para o pó recozido nas mesmas condições por nos utilizadas em  $3 \times 10^5$  R. Isto equivale a uma dose absorvida de  $2,6 \times 10^2$  rad. Devemos levar em conta, porém, que a energia da radiação gama utilizada por Okuno<sup>(20)</sup> foi de 66 keV e em nosso trabalho possuímos além dos raios gama de 60 keV os prótons de recuo de 227 keV, e portanto, o próton tem uma possibilidade maior de ionizar a fluorita que o raio gama, formando uma cascata de elétrons que são capturados nas armadilhas. Como já foi proposto por Cameron<sup>(6)</sup> e outros, deve haver armadilhas de competição com uma grande secção de choque para a captura das cargas liberadas durante a irradiação. Cameron admite também que, como o número das armadilhas de competição é menor que o de armadilhas TL, o aumento da dose provoca o preenchimento da armadilha de competição, deixando um maior número de cargas disponíveis para as armadilhas TL. Isto poderia explicar a supralinearidade da resposta TL em função da dose.

### SUGESTÕES PARA FUTUROS TRABALHOS

- 1) Repetição do trabalho com os tamanhos de grãos propostos, para cada um dos materiais utilizados.
- 2) Extensão do estudo a outros materiais hidrogenados tais como: lucite ( $C_5H_8O_2$ ), bakelite ( $C_{43}H_{38}O$ ) poliestireno ( $C_8H_8$ )<sub>n</sub>.
- 3) Utilizar outras fontes de nêutrons rápidos: Pu-Be, Ra-Be, Cf, Po-Be, etc. e o Van der Graff com alvos de trítio, berílio, etc.
- 4) Utilizar  $CaSO_4:Tm$  ao invés de fluorita, por ser ele mais sensível.

## APÊNDICE A

### INTERAÇÃO DE NÊUTRONS COM A MATÉRIA

Os nêutrons sendo partículas sem carga, porém com massa, comportam-se de modo diferente que as partículas carregadas ou a radiação gama

Os processos de interação dos nêutrons com a matéria se dão por meio de choques elásticos ou inelásticos ou reações nucleares provocando processos como emissão de raios gama e um nêutron, emissão de um próton, etc

No choque elástico o nêutron é desviado de sua trajetória original, e o núcleo, que estava inicialmente em repouso, sofre um recuo. A energia cinética incidente original dos nêutrons é transferida ao núcleo de recuo. Este processo se denomina dispersão elástica de nêutrons e constitui o modo de interação fortemente predominante, quando nêutrons de energia moderada ( $E < 10$  MeV) se propagam num meio moderador, como é o caso geral que se apresenta no material que possua hidrogênio

As colisões elásticas dos nêutrons com os núcleos atômicos podem ser estudados com os métodos da mecânica clássica, na suposição de que o núcleo e o nêutron comportam-se como esferas elásticas perfeitas. Trata-se portanto, de analisar o choque entre dois corpos: um, o nêutron, de massa  $m_n = 1$  e o outro, o núcleo do alvo de massa  $m_p = A$

Calculando-se as velocidades das partículas antes e depois do choque no sistema de centro de massa, podemos chegar ao valor da perda de energia cinética do nêutron ao colidir com o núcleo atômico do material utilizado, e que é:

$$E_{m,n} = \frac{(A - 1)^2}{(A + 1)^2} E_0 \quad (1)$$

onde  $E_{m,n}$  é a menor energia que o nêutron pode possuir após a colisão e  $E$  é a energia cinética antes da colisão. A energia cinética máxima do nêutron depois da colisão se dá igual a energia inicial

A perda fracional de energia dada por  $\Delta E/E = (E - E_0)/E$  é somente função da massa  $A$  do núcleo alvo e do ângulo de espalhamento do nêutron no centro de massa independente da energia inicial

A experiência mostra que o espalhamento elástico de nêutrons até  $\cong 10$  MeV é esfericamente simétrico ou isotrópico no CM. Portanto a perda fracional média de energia por colisão para um nêutron que se movimenta num meio de massa atômica  $A$ , será constante e igual para cada um dos choques elásticos que ele possa experimentar até a sua termalização

A perda fracional é também tal que pode ser escrita como  $(E - E_0)/E = -\xi$  e o sinal negativo indica decréscimo de energia. Se em vez de uma colisão queremos estudar várias colisões escrevemos que a perda de energia para  $N$  colisões é dada por

$$\frac{dE}{E} = -\xi dN \quad (2)$$

onde  $dN$  é o número de colisões que o nêutron rápido sofre desde uma energia inicial  $E_0$  até uma energia final  $E$ . Integrando-se a equação acima do intervalo de  $E_0$  a  $E$  obteremos:

$$E - E_0 = e^{-\xi N}$$

ou ainda

$$E = E_0 \cdot e^{-\xi \cdot N} \quad (3)$$

Se  $\xi$  for conhecido, podemos calcular o número médio de colisões,  $N$ , que o nêutron experimenta para que a sua energia diminua do valor  $E_0$  ao valor  $E$ . Escrevemos então que:

$$N = \frac{\ln(E_0/E)}{\xi} \quad (4)$$

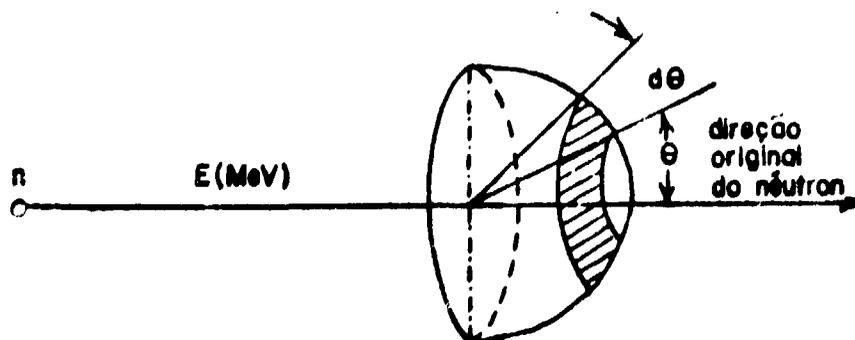
Se agora desejarmos determinar a probabilidade de que, depois do espalhamento elástico, o nêutron tenha uma energia final dentro da faixa limitada por  $E'$  e  $E' + dE'$ , devemos estabelecer primeiro a probabilidade de ocorrência de qualquer ângulo final de dispersão, porque  $E'$  depende de  $\theta$  segundo a equação

$$E' = \frac{(A^2 + 2A \cos \theta + 1)}{(1 + A)^2} \cdot E \quad (5)$$

onde  $E$  e  $E'$  são as energias antes e depois da colisão. Já foi mencionado que o espalhamento elástico de nêutrons de até  $\sim 10$  MeV é isotrópico no CM. Isto significa que todas as direções de dispersão são igualmente prováveis. Baseando-se nesta lei empírica podemos deduzir a probabilidade de ocorrência de uma energia cinética final  $E'$ .

Na Figura abaixo, a probabilidade  $p(\theta)d\theta$  de que um nêutron seja dispersado num elemento de ângulo sólido  $\theta + d\theta$  é:

$$\begin{aligned} p(\theta) d\theta &= \frac{d\Omega}{4\pi} = \frac{2\pi \sin \theta d\theta}{4\pi} \\ &= \frac{1}{2} \sin \theta d\theta \end{aligned} \quad (6)$$



( $4\pi$  é a área da esfera de raio unitário)

A probabilidade de que depois da colisão, um nêutron com energia inicial  $E_0$  adquira uma energia compreendida entre  $E'$  e  $E' + dE'$  é:

$$\begin{aligned} p(E') |dE'| &= p(\theta) |d\theta| \\ &= p(\theta) \left| \frac{d\theta}{dE'} \right| |E'| \end{aligned} \quad (7)$$

existindo uma relação matemática entre  $\theta$  e  $E'$ .

Da equação (5) tiramos o valor de:

$$\cos \theta = \frac{1}{2A} \left| \frac{E'}{E_0} (1+A)^2 - (A^2 - 1) \right| \quad (8)$$

por outro lado da relação:

$$\alpha = \frac{(A-1)^2}{(A+1)^2}$$

resulta

$$\frac{A^2 + 1}{2A} = \frac{1 + \alpha}{1 - \alpha} \quad (9)$$

combinamos (8) e (9) e temos:

$$\cos \theta = \left| \frac{2E'}{E_0} - (1 + \alpha) \right| \frac{1}{1 - \alpha}$$

e diferenciando:

$$-\sin \theta d\theta = \frac{2 dE'}{E_0 (1 - \alpha)}$$

portanto:

$$\frac{d\theta}{dE'} = \left| \frac{2}{E_0 (1 - \alpha) \sin \theta} \right| \quad (10)$$

combinando as equações (6), (7) e (10) temos a probabilidade de uma determinada energia final após o espalhamento:

$$p(E') |dE'| = \frac{|dE'|}{E_0 (1 - \alpha)} \quad (11)$$

A probabilidade numa colisão de que o decremento logarítmico de energias seja o correspondente a uma energia final  $E'$  quando a energia inicial é  $E_0$ , está dado pelo produto:

$$p \left( \ln \frac{E_0}{E'} \right) = p(E') \ln \frac{E_0}{E'}$$

e o decremento logarítmico médio por colisão deverá ser tal que:

$$\overline{\ln \frac{E_0}{E'}} = \int_{\alpha E_0}^{E_0} \left( \ln \frac{E_0}{E'} \right) p(E') |dE'| \quad (12)$$

da equação (12) temos:

$$p(E') |dE'| = \frac{|dE'|}{E_0(1-\alpha)}$$

e

$$p(E') E_0(1-\alpha) = 1$$

substituindo os valores na equação (12) temos:

$$\xi = \ln \frac{E_0}{E'} = \int_{\alpha E_0}^{E_0} \left( \ln \frac{E_0}{E'} \right) \frac{|dE'|}{E_0(1-\alpha)} \quad (13)$$

resolvendo a integral:

$$\xi = 1 + \frac{\alpha}{1+\alpha} \cdot \ln \alpha$$

mas

$$\alpha = \frac{(A-1)^2}{(A+1)^2}$$

então:

$$\xi = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \cdot \ln \frac{A-1}{A+1} \quad (14)$$

Como já foi demonstrado no Capítulo III, 3.1.1 quando  $A \gg 50$ ,  $\xi \approx 2/A$ , para  $50 \gg A \gg 10$ ,  $\xi \approx 2/(A+2/3)$  fórmula empírica, e para  $A=1$ ,  $\xi=1$ .

**APÊNDICE B****DADOS SOBRE A FONTE DE  $\text{Am}^{241}$  – Be ( $\alpha, n$ )**

**Nuclídeo:** Amerício – 241

**Meia Vida:** 458 anos

**Energia Média dos Nêutrons:** 4,3 MeV

**Emissão Aprox. com Alvo de Berílio (n/s por Ci):**  $2,5 \times 10^6$

**Taxa de Exposição Aprox. por  $10^6$  n/s (alvo Be) (mR/h a 1m):** 1

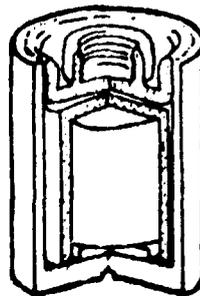
**Energia de Radiação Gama:** 0,06 MeV

**Composição:** Amerício – 241, mistura compactada de óxido com metal de Berílio

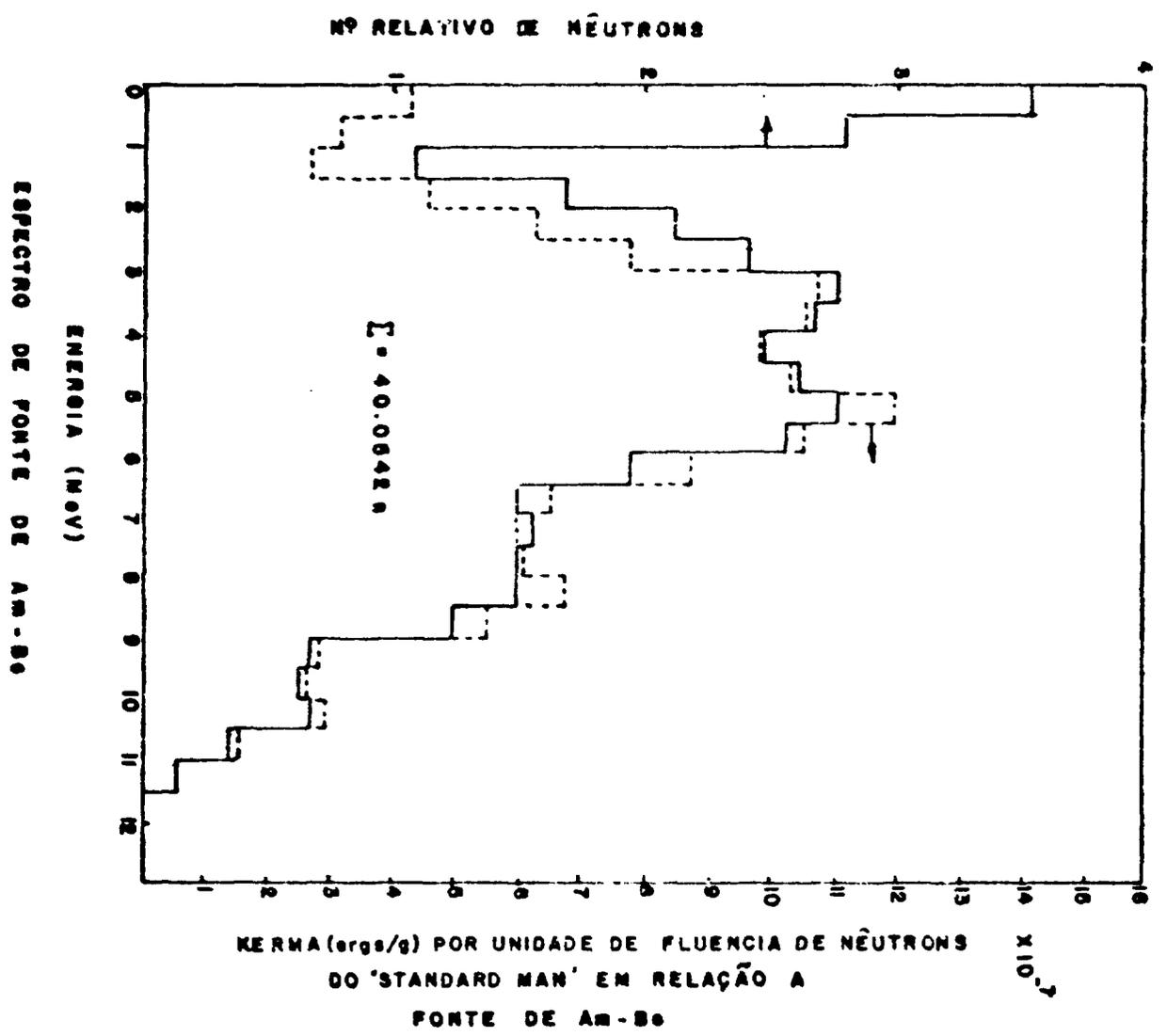
**Encapsulamento:** Duplamente encapsuladas com aço inoxidável (AISI 315/321) seladas com ligamento por arco de argônio

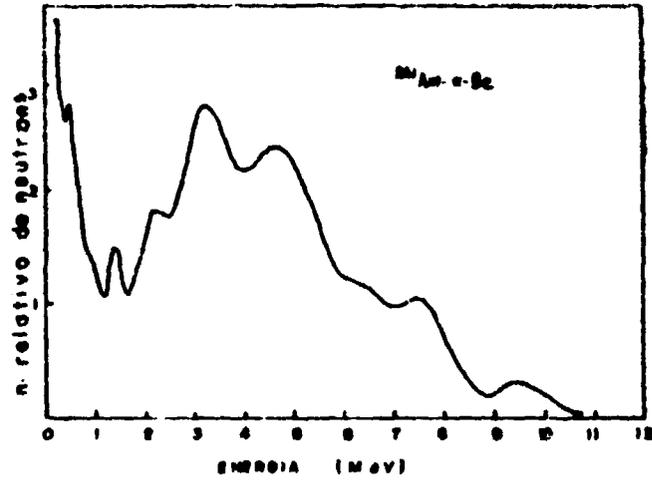
**Testes:** esfregação, imersão, bôlha, etc.

**Croquis:**



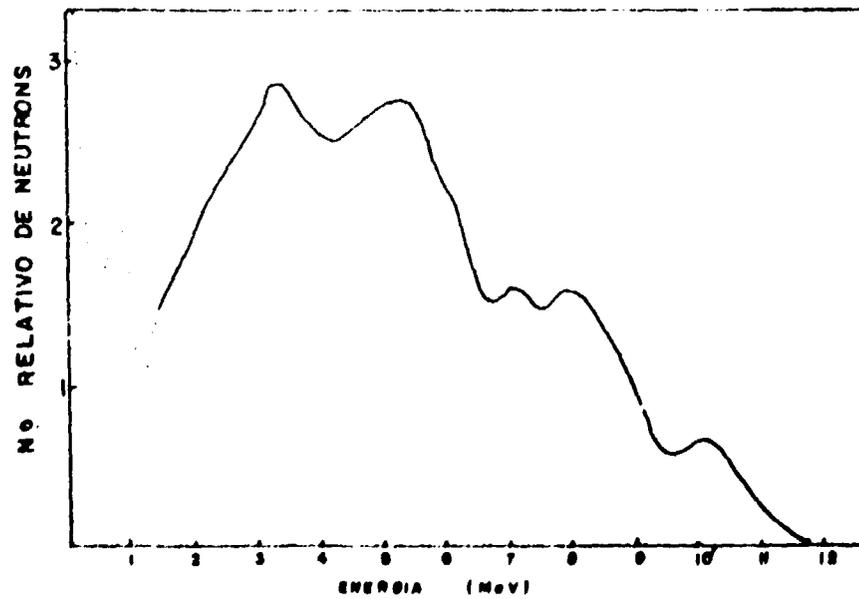
**Croquis da fonte Am-Be**



ESPECTRO DE EMISSÃO DE NÊUTRONS DA FONTE DE  $\text{Am}^{241}$  - Be

H. KLUGE, K WEISE &amp; H.W ZILL

IAEA - SM - 167/7



ESPECTRO DE NEUTRONS DA FONTE

DE  $\text{Am}^{241}$  - BeM N TOMPSON & J.M. TAYLOR  
(1965)

## KERMA DE ALGUNS MATERIAIS EM RELAÇÃO À FLUÊNCIA DE NEUTRONS

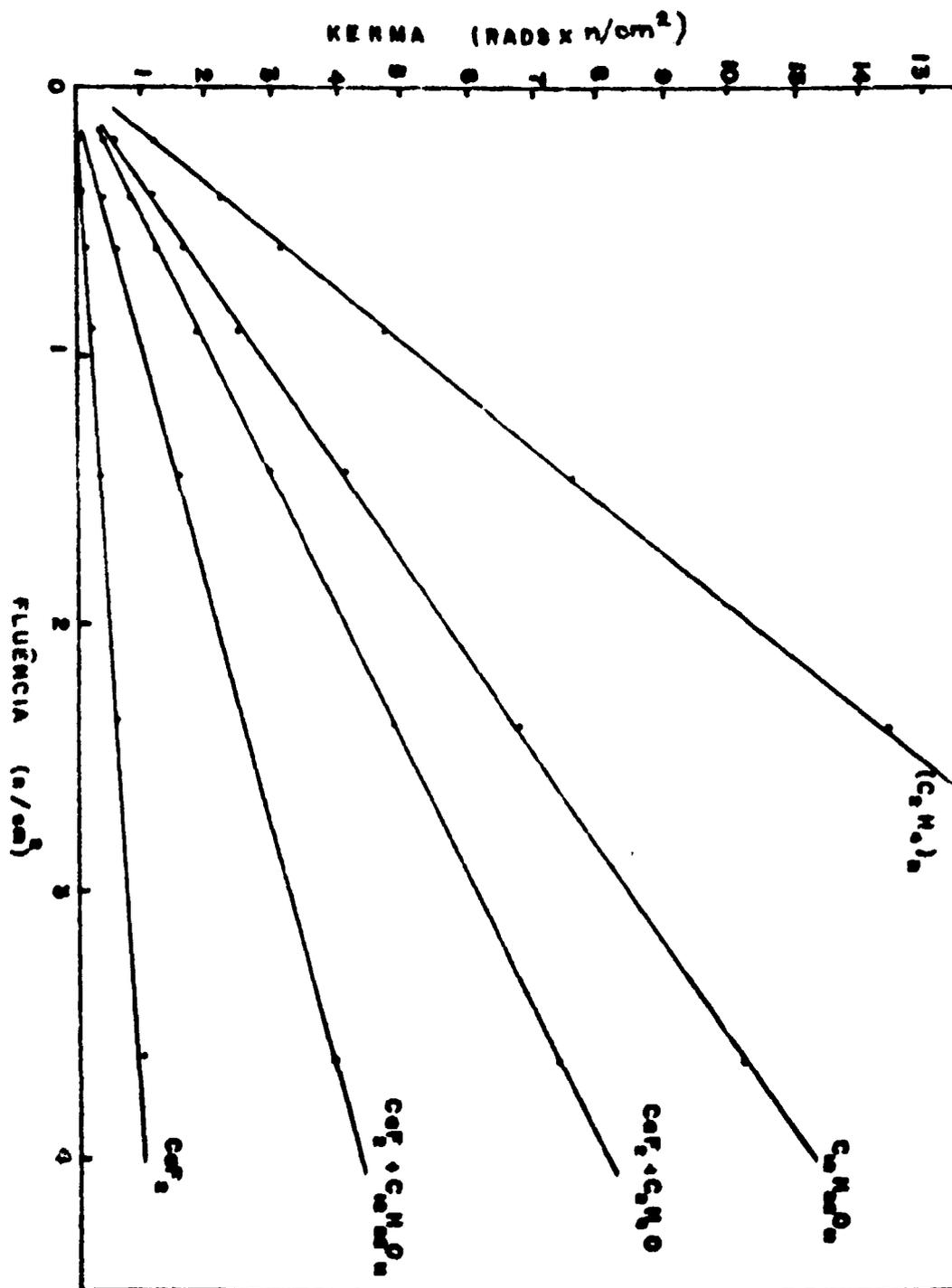


Tabela B-1

Dados sobre a Fonte de Am<sup>241</sup> -  $\alpha$  - Be

Energia nêutrons (MeV)	N <sup>o</sup> relativo de nêutrons no intervalo	Fração de nêutrons no intervalo	Fator de Qualidade
0 - 0,5	3,537	0,088	9,05
0,5 - 1,0	1,818	0,045	10,45
1,0 - 1,5	1,091	0,027	10,05
1,5 - 2,0	1,691	0,042	9,00
2,0 - 2,5	2,114	0,042	8,25
2,5 - 3,0	2,423	0,052	7,85
3,0 - 3,5	2,791	0,060	7,55
3,5 - 4,0	2,659	0,066	7,35
4,0 - 4,5	2,495	0,062	7,20
4,5 - 5,0	2,595	0,064	7,10
5,0 - 5,5	2,772	0,069	6,95
5,5 - 6,0	2,545	0,063	6,92
6,0 - 6,5	1,959	0,048	6,85
6,5 - 7,0	1,500	0,037	6,80
7,0 - 7,5	1,536	0,038	6,75
7,5 - 8,0	1,500	0,037	6,70
8,0 - 8,5	1,500	0,037	6,60
8,5 - 9,0	1,218	0,030	6,60
9,0 - 9,5	0,636	0,015	6,55
9,5 - 10	0,586	0,014	6,50
10,0 - 10,5	0,632	0,015	6,45

**ABSTRACT**

A proton recoil technique has been developed for inducing the luminescence with incident fast neutrons.  $\text{CaF}_2$  was used as the TL phosphor, and cane sugar and polyethylene were used as proton moderators. The phosphor and the hydrogenous material powders were well mixed, encapsulated in glass tubes and exposed to Am-Be sources resulting in recoils from incident fast neutrons of energy between 0,25 and 11,25 MeV. The intrinsic response of pure  $\text{CaF}_2$  to fast neutrons without a hydrogenous moderator was checked by using L.F. (TLD-700).

Glow curves were recorded from room temperature up to 350°C after different doses of neutrons and gamma rays, of  $^{60}\text{Co}$ .

First collision dose due to fast neutrons in tissue like materials such as cane sugar and polyethylene was also calculated.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1. ALMOND, P. R. et alii. The energy response of  $\text{LiF}$ ,  $\text{CaF}_2$ , and  $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7:\text{Mn}$  from 26 KeV to 22 MeV. In: AUXIER, J. A. et alii, eds. *Proceedings of second international conference on luminescence dosimetry, held at Mountain View Hotel, Gatlinburg, Tennessee, September 23-26, 1968*. Oak Ridge, Oak Ridge National Lab., s.d. (CONF-680920). p.410-23.
2. ANATOV-ROMANOVSKY, V. V. et alii. Dosimetry of ionizing radiation with the aid of infrared sensitive phosphors. In: ACADEMY OF SCIENCES USSR. *Proceedings of the conference on peaceful uses of atomic energy, Moscow, 1955*. S.n.t. p.342.
3. ATTIX, F. H., ed. *Luminescence dosimetry: proceedings of the international conference on ... Stanford Univ., June 21-23, 1965*. Oak Ridge, USAEC, Div. Tech. Information Extension, Apr 1967. (CONF-650637).
4. BACON, G. E. *Neutron physics*. London, Wykeham, 1969.
5. CAMERON, J. R. et alii. Radiation dosimetry utilizing the thermoluminescence of lithium fluoride. *Science, N Y*, 134:333-4, 1961
6. \_\_\_\_\_ et alii. *Thermoluminescence dosimetry*. Madison, Univ. Wisconsin Press, 1968.
7. CASTAGNET, A. C. et alii. *Aplicação de radioisótopos nas indústrias do petróleo, gás e petroquímica: perfilagem de poços petrolíferos, pt 2 – Perfilagens neutrônicas*. São Paulo, Instituto de Energia Atômica, ago 1974. (Inf-IEA-30).
8. CRUZ, M. T. *Propriedades termoluminescentes da fluorita brasileira de coloração violeta*. São Paulo, Instituto de Física, USP, 1972 [Tese de doutoramento].
9. DANIELS, F. Thermoluminescence and related properties of crystals. In: SYMPOSIUM on chemistry and physics of radiation dosimetry, 1950 Maryland, Army Chemical Center, Technical Command, s.d.
10. GEIGER, K. W. & HARGROVE, C. K. Neutron spectrum of an  $\text{Am}^{241}\text{-Be}(\alpha, n)$  source. *Nucl. Phys.*, Amsterdam. 53:204-8, 1964
11. GINTHER, R. J. & KIRK, R. D. Thermoluminescence of  $\text{CaF}_2:\text{Mn}$  and its application to dosimetry: progress report, September 1956 (NRL report) apud CAMERON, J. R. et alii. *Thermoluminescence dosimetry*. Madison, Univ. Wisconsin Press, 1968. p 204.
12. HUGHES, D. J. *Pile neutron research*. Cambridge, Mass., Addison-Wesley, 1953.
13. \_\_\_\_\_ & SCHWARTZ, R. B. *Neutron cross section*. 2.ed. Brookhaven, Brookhaven National Lab., July 1958. (BNL-325. 2.ed).
14. KRISHNAMONY, S. & RAGHUNATH, V. M. *Handbook of health physics data*. Bombay, Bhabha Atomic Research Centre, 1969
15. LAS, W. C. *Mecanismo proposto de termoluminescência induzida pela luz UV no  $\text{CaF}_2$  natural*. São Paulo, Instituto de Física, USP, 1975. [Dissertação de mestrado].
16. MAYHUGH, M. R. & WATANABE, S. *Fast neutron detection by phosphor activation*. São Paulo, Instituto de Energia Atômica, set. 1973. (IEA-308).
17. MORGAN, K. Z. & TURNER, J. E. *Principles of radiation protection*. New York, Wiley, 1967. p 142.

18. MUCILLO, R. *Dosimetria termoluminescente de nêutrons com fluoreto de cálcio natural* São Paulo, Instituto de Física, USP, 1970 [Dissertação de mestrado]
19. NICHINGALL, D. Average and effective energies, fluence dose conversion factors and quality factors of the neutron spectra of some ( $\alpha, n$ ) sources *Health Phys*, New York, 13:213-9, 1967.
20. OKUNO, E. *Propriedades termoluminescentes do fluoreto de cálcio natural* São Paulo, Instituto de Física, USP, 1971 [Tese de doutoramento]
21. PRICE, W. J. *Nuclear radiation detection* 2 ed New York, McGraw-Hill, 1964.
22. PURCELL, J. D. et alii. Observations at high altitudes of extreme ultraviolet and x-rays from the sun. *Phys. Rev*, Ithaca, N. Y., 76:165-6, item B13, 1949
23. SCHAYÈS, R. & LOTHIOR, M. 1964 Thermoluminescence phenomenon and its application to the dosimetry of ionizing radiation [In French] Presented at the Int Symp on Dosimetry of Irradiat from External Sources, Paris, 1964 apud CAMERON, J. R. et alii. *Thermoluminescence dosimetry*. Madison, Univ Wisconsin Press, 1968 p 220
24. SPURNÝ, Z. Thermoluminescent dosimetry *Atom Energy Rev.*, Wien, 3(2):61-115, 1965
25. STOEBE, T. G. & WATANABE, S. Thermoluminescence and lattice defects in LiF *Phys. Status solidi, A*, Berlin, 29:11-28, 1975
26. SUGUIO, K. *Introdução à sedimentologia* São Paulo, Bluecher, 1972.
27. SUNTA, C. M. et alii. Aparelho leitor de termoluminescência com espectrômetro de varredura (resumo) [Trabalho apresentado à 26ª reunião da Sociedade Brasileira para o Progresso da Ciência, em Recife, julho de 1974, resumo nº 199-B]
28. \_\_\_\_\_ et alii. Fast-neutron response of thermoluminescent detectors with the proton radiator technique. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Vienna. *Neutron monitoring for radiation protection purposes: proceedings of a symposium... in Vienna, 11-15 December 1972*. Vienna, 1973 v 2, p 57-61
29. TOUSEY, R. et alii. Measurements of solar extreme ultraviolet and x-rays from rockets by means of a  $\text{CaSO}_4:\text{Mn}$  phosphor *Phys. Rev*, Ithaca, N. Y., 83:792-7, 1951
30. U. S. DEPARTMENT OF COMMERCE. National Bureau of Standard, Washington, D. C. *Measurement of absorbed dose of neutrons, and of mixtures of neutrons and gamma rays*. Washington, D. C. Febr 1961 (NBS Handbook 75)
31. \_\_\_\_\_. *Protection against neutron radiation up to 30 million electron volts*. Washington, D. C., Nov. 1957. (NBS Handbook 63).
32. VAN VLACK, L. H. *Propriedades dos materiais cerâmicos* São Paulo, Bluecher, 1964
33. WATANABE, S. *Propriedades de termoluminescência do LiF:Mg* São Paulo Instituto de Física, USP, 1969. [Tese de livre docência]
34. WIEDMANN, E. & SCHMIDT, G. C. 1895 Luminescence [in German]. *Ann. Phys*, 54, 604 apud CAMERON, J. R. et alii. *Thermoluminescence dosimetry* Madison, Univ. Wisconsin Press, 1968. p.226
35. WILLIAMSON, F. S. et alii. Calculations of kerma due to fast neutrons in tissue-like materials In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, Vienna *Neutron monitoring: proceedings of a symposium... in Vienna, 29 August 2 September 1966*. Vienna, 1967 p 17-26
36. WILSON, R. R. *Phys. Rev*, 71, 385, 1947 apud SEGRÉ, E., ed *Experimental nuclear physics*. New York, Wiley, 1953 v 1, p 186 e 357

37. \_\_\_\_\_. Range and ionization measurement on high speed protons. *Phys. Rev.*, Ithaca, N. Y., 60: 749-53, 1941.

