

CTA - NOTA TÉCNICA
IEA/NT- 030/83

02 DEZ 83

" DETECÇÃO DE NÊUTRONS RÁPIDOS PULSADOS
POR UM CONTADOR PROPORCIONAL REVESTIDO DE
BORO E ENVOLVIDO EM MODERADORES DE PARAFINA "



por

O.L. Gonzalez, L.S. Yanagihara, V.L.C.P. Veissid

e

S.B. Herdade^(*).

(*) Instituto de Física da Universidade de São Paulo.

Centro Técnico Aeroespacial
Instituto de Estudos Avançados
Rodovia dos Tamoios, Km 5,5
12.200-São José dos Campos - SP
Brasil

"DETEÇÃO DE NÊUTRONS RÁPIDOS PULSADOS
POR UM CONTADOR PROPORCIONAL REVESTIDO DE
BORO E ENVOLVIDO EM MODERADORES DE PARAFINA"

por

O.L. Gonzalez, L.S. Yanagiara, V.L.C.P. Veissid

e

S.B. Verdade (*).

RESUMO

A resposta de um contador proporcional revestido de boro em capas de parafina para nêutrons rápidos pulsados é investigada teórica e experimentalmente. Os pulsos de nêutrons são gerados por elétrons de 60 Mev de um acelerador linear. O cálculo da perda de contagem baseada no tempo morto do detetor e na queda exponencial da população de nêutrons térmicos no moderador é apresentado em detalhe. É dada uma expressão analítica que relaciona a taxa de contagem verdadeira com a taxa reduzida indicada pelo detetor. Nesta fórmula aparecem três parâmetros: a constante de decaimento da população de nêutrons térmicos, o tempo morto de detetor e a frequência de pulsação da fonte de nêutrons. A constante de decaimento é calculada pela teoria da difusão. Os resultados experimentais para seis espessuras de moderador (2,5 a 12,5 cm) concordam com o nosso cálculo teórico dentro de 20%.

ABSTRAC

The response to pulsed fast neutrons by a parafin moderated boron-lined proportional counter is investigated theoretically and experimentally. The neutron pulses are generated by 60 MeV electrons from a linear accelerator. The calculation of the counting loss based on the detector dead time and on the exponential decrease of the thermal neutron population in the moderator is presented in detail. An analytical relation between the true counting rate and the reduced one, indicated by the detector, is found. In this formula three parameters appear: the decay constant of the thermal neutron population, the detector dead time and the pulse frequency of the neutron source. The decay constant is calculated by diffusion theory. The experimental results for six values of moderator thickness (between 2.5 to 12.5 cm) agree with our theoretical calculation within 20 per cent.

ÍNDICE

1. INTRODUÇÃO	01
2. TEORIA E CÁLCULOS	02
3. PARTE EXPERIMENTAL	10
4. DISCUSSÃO DOS RESULTADOS	23
5. CONCLUSÃO	29
AGRADECIMENTOS	30
REFERÊNCIAS	31

1. INTRODUÇÃO

Um aspecto muito importante que deve ser levado em conta na avaliação de instrumentos e métodos de dosimetria em aceleradores lineares de elétrons à radio frequência é a natureza pulsada da radiação produzida nessas máquinas.

O campo de radiação é caracterizado por níveis de radiação instantânea (isto é, durante os pulsos) muitas ordens de grandeza superiores aos níveis médios. Esta particularidade de tal campo de radiação afeta a instrumentação usual de monitoração, podendo se apresentar como uma perda de sensibilidade ou até mesmo como uma saturação do medidor^(1,2). Em trabalho concomitante⁽³⁾ é apresentado o estudo experimental do efeito da pulsação em câmaras de ionização.

No presente trabalho é apresentado o estudo dos efeitos da pulsão na monitoração de nêutrons rápidos e é feita uma avaliação do sistema de monitoração utilizado no acelerador linear de elétrons do Instituto de Física da USP.

O detetor de nêutrons utilizado é um contador proporcional revestido de boro 10 e introduzido em moderadores cilíndricos de parafina de espessuras variáveis. Este conjunto se destina a operar como um espectrômetro portátil de nêutrons rápidos⁽⁴⁾. Seu princípio básico de funcionamento consiste em termalizar os nêutrons e capturá-los no detetor.

Os nêutrons rápidos nas vizinhanças do acelerador tem a mesma estrutura temporal de pulso que o feixe de elétrons, uma vez que são produzidos por reações nucleares induzidas por estes elétrons. No processo de termalização no moderador estes pulsos são alargados, sendo que a população de nêutrons térmicos após cada pulso apresenta uma queda exponencial no tempo.

O alargamento do pulso de nêutrons térmicos reduz o fluxo instantâneo no detetor, o que evita na maioria dos casos a sua saturação. Porém, este detetor não está livre das perdas de contagem por tempo morto, quando a frequência de captura é grande.

Levando-se em conta este comportamento exponencial do fluxo térmico e o tempo morto do detetor pode-se calcular as perdas de contagem do sistema detetor em função da taxa de contagem média, da taxa de pulsação do acelerador e da constante de decaimento do fluxo térmico no moderador. Por outro lado, a teoria de transporte, através da aproximação da difusão permite o cálculo dessa constante de decaimento em função da geometria e da composição do moderador^(5,6).

Dessa forma é possível obter-se uma expressão analítica para cor

rigir as perdas de contagem devido à natureza pulsada dos nêutrons. O cálculo baseado nestas hipóteses é desenvolvido no presente trabalho. As medidas experimentais foram feitas com o acelerador linear de elétrons do Instituto de Física da USP.

2. TEORIA E CÁLCULOS

2.1. O Fluxo de Nêutrons

Quando o feixe do acelerador choca-se com qualquer material há o desenvolvimento de uma cascata de fótons e elétrons, sendo que alguns fótons da cascata são capazes de produzir nêutrons através de reações fotonucleares. Para energias do feixe acima do limiar das reações fotonucleares (8 - 15 MeV para a maioria dos elementos metálicos), além da radiação de "bremsstrahlung" sempre presente, começa haver a produção de nêutrons rápidos. A sua distribuição em energia é segundo um espectro de evaporação com energia média situada entre 1 e 2 MeV⁽⁷⁾.

A geração desses nêutrons pode ser considerada para fins práticos como instantânea de forma que sua estrutura temporal é a mesma do feixe de elétrons. Os nêutrons rápidos ao atingirem o moderador são termalizados em alguns micro segundos.

É admitido no presente cálculo que, tanto o tempo de duração do pulso como o tempo de moderação dos nêutrons, são pequenos comparados com a meia vida dos nêutrons térmicos no moderador (na ordem de uma centena de micro segundos). E, nestas condições, as situações transientes não são importantes.

O fluxo térmico no interior do moderador, considerando-se apenas o modo fundamental de decaimento, é dado por⁽⁵⁾:

$$\phi(\vec{r}, t) = \phi_0(\vec{r}) e^{-\lambda t} \quad (1)$$

onde λ é a constante de decaimento, \vec{r} é o vetor posição e t é o tempo de corrido após o aparecimento dos nêutrons térmicos.

2.2. A Correção Devido ao Tempo Morto

O número de nêutrons capturados pelo detetor, por unidade de tempo é:

$$R(t) = \int_A \phi(\vec{r}, t) dA \quad (2)$$

onde A é a área do detetor. Como consequência da dependência temporal do fluxo dada pela equação (1) tem-se que:

$$R(t) = R_0 e^{-\lambda t} \quad (3)$$

onde a taxa de contagem inicial é dada por:

$$R_0 = \int_A \phi_0(\vec{r}) dA \quad (4)$$

A taxa de contagem registrada pelo detetor $r(t)$ é menor que a taxa de captura $R(t)$, uma vez que alguns eventos são perdidos devido ao tempo morto.

Para cada instante t vale a expressão usual de correção do tempo morto⁽¹⁾:

$$r(t) = \frac{R(t)}{1 + T R(t)} \quad (5)$$

onde T é o tempo morto do detetor.

Para cada pulso do acelerador o número de nêutrons capturados pelo detetor é:

$$n_R = \int_0^{\infty} R(t) dt = \int_0^{\infty} R_0 e^{-\lambda t} dt = \frac{R_0}{\lambda} \quad (6)$$

e o número de contagens acusadas pelo detetor é:

$$n_L = \int_0^{\infty} r(t) dt = \int_0^{\infty} \frac{R_0 e^{-\lambda t}}{1 + T R_0 e^{-\lambda t}} dt = \frac{\ln(1 + T R_0)}{\lambda T} \quad (7)$$

A perda fracional de contagens por pulso é:

$$f = \frac{n_L}{n_R} = \frac{\ln(1 + T R_0)}{R_0 T} \quad (8)$$

Supondo-se que o número de nêutrons por pulso seja aproximadamente constante, a perda fracional durante todo o tempo da medida será igual à perda fracional por pulso. Esta aproximação é válida desde que não haja a superposição de nêutrons originados em diferentes pulsos do acelerador. Tal condição é satisfeita desde que o espaçamento no tempo entre sucessivos pulsos seja maior que três a quatro meias vidas dos nêutrons térmicos.

Assim, a perda fracional pode ser expressa também por:

$$f = \frac{N_L}{N_R} = \frac{\ln(1 + TR_0)}{R_0 T} \quad (8a)$$

onde N_L é o número total de contagens registradas e N_R é o número total de nêutrons capturados (número real de contagens).

Para uma determinada taxa de pulsação p do feixe o número total de contagens por pulso n_R relaciona-se com o número total de contagens N_R durante toda a medida por:

$$n_R = \frac{N_R}{\tau \cdot p} \quad (9)$$

onde o produto $\tau \cdot p$ representa o número total de pulsos durante o tempo τ de medida. Substituindo-se o valor de n_R encontrado na equação 6 na expressão acima, a taxa de captura inicial R_0 pode ser expressa em função da taxa de contagem média \dot{N}_R (note que $\dot{N}_R = N_R/\tau$):

$$R_0 = \frac{\lambda \dot{N}_R}{p} \quad (10)$$

E, substituindo este resultado em (8a), tem-se:

$$\frac{N_L}{N_R} = \frac{\ln \left[1 + \left(\frac{T \lambda \dot{N}_R}{p} \right) \right]}{\frac{T \lambda \dot{N}_R}{p}} \quad (11)$$

Dividindo-se o numerador e o denominador do membro esquerdo da equação 11 pelo tempo de medida τ , obtêm-se:

$$\dot{N}_L = \frac{\ln \left(1 + \frac{\lambda T}{p} \dot{N}_R \right)}{\frac{\lambda T}{p}} \quad (12)$$

ou inversamente:

$$\dot{N}_R = \frac{\exp\left(\frac{\lambda T}{P} \dot{N}_L\right) - 1}{\frac{\lambda T}{P}} \quad (12a)$$

A expressão acima permite obter a taxa de contagem real em função da taxa de contagem lida no detetor, do tempo morto, da taxa de pulsação da máquina e da constante de decaimento.

2.2. Cálculo da Constante de Decaimento

A constante de decaimento do fluxo térmico no interior do moderador cujas dimensões e geometria são caracterizadas por seu "buckling" B^2 , é dada por⁽⁶⁾:

$$\lambda = \lambda_0 + D_0 B^2 - CB^4 \quad (13)$$

onde λ_0 é a constante de decaimento para um meio infinito, D_0 é uma média sobre o coeficiente de difusão e C é um parâmetro que leva em conta correções dadas pela teoria de transporte e pelo "resfriamento" do espectro ("diffusion cooling") devido à geometria finita do moderador.

A constante λ_0 corresponde ao inverso da vida média dos nêutrons no moderador infinito (tempo de difusão t_d). Pela aproximação da difusão é dada por:

$$\lambda_0 = \frac{1}{t_d} = \sum_a \bar{v} \quad (14)$$

onde \bar{v} é a velocidade média dos nêutrons térmicos e \sum_a é a secção de choque macroscópica média de absorção. Para um espectro Maxwelliano $M(E)$ dado por:

$$M(E) = \frac{E}{(KT)^2} \exp\left(-\frac{E}{KT}\right) \quad (15)$$

são definidas pelas seguintes médias:

$$\bar{v} = \int_0^{\infty} v(E)M(E) dE = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{2KT}{m} \right)^{1/2} \quad (16)$$

$$\bar{\Sigma}_a = \int_0^{\infty} \Sigma_a(E)M(E)dE \quad (17)$$

O coeficiente D_0 é dado por:

$$D_0 = \frac{\int_0^{\infty} D(E)M(E)dE}{\int_0^{\infty} \frac{1}{v(E)} M(E)dE} = \bar{D} \bar{v} \quad (18)$$

sendo $D(E)$ definido por:

$$D(E) = \frac{1}{3 \Sigma_{tr}(E)} \quad (19)$$

onde $\Sigma_{tr}(E)$ é a secção de choque macroscópica de transporte.

A constante C , onde predomina o termo devido ao resfriamento⁽⁶⁾, segundo Nelkin⁽⁹⁾, pode ser relacionada de uma maneira aproximada com uma quantidade que representa uma espécie de média quadrática da energia perdida por colisão, isto é, depende fortemente de $\Sigma_s(E \rightarrow E')$, do espectro e do coeficiente de difusão. Por ser uma quantidade fortemente dependente do modelo de cálculo^(5,6,8,9,10) e por representar uma pequena correção para os nossos moderadores (1% no máximo), no presente trabalho será utilizado o seu valor experimental ($C = 2000 \pm 1200 \text{ cm}^2 \text{ seg}^{-1}$ para a parafina à temperatura ambiente, conforme tabela 18.1.4, pag. 392, ref. 8).

O coeficiente de difusão médio e a secção de choque macroscópica média de absorção da parafina foram calculados a partir de dados da biblioteca ENDF/B - IV, para o carbono livre e hidrogênio ligado em CH_2 . A geração das secções de choque microscópicas para cada elemento foi feita através do programa FLANGE-II⁽¹¹⁾ em 30 grupos, numa faixa de 0.000253 a

0,7025877 eV. Os resultados do cálculo são apresentados na tabela 1. O valor das constantes λ_0 e D_0 calculados a partir desses dados é apresentado na tabela 2 em comparação com valores experimentais⁽⁸⁾.

Tabela 1

Parâmetros da teoria da difusão calculados para a parafina densidade = 0.87g/cm³) à temperatura ambiente.

Quantidade	Presente trabalho	Ref.: 8 (Tab. 6.1.1 pg. 105)
Coefficiente de difusão médio \bar{D} (cm)	0,115	0,109
Secção de choque de absorção média (cm ⁻¹)	2,20 x 10 ⁻²	2,26 x 10 ⁻²
tempo de difusão t_d (μs)	182	178

Tabela 2

Valores das constantes (experimental e calculado) que definem a constante de decaimento λ na equação 13. O valor experimental refere-se ao ajuste para $0,071 < B^2 < 0.672 \text{ cm}^{-2}$.

Constantes	Valores Calculados		Experimental
	Presente trabalho	Ref.: 8 (tab. 6.1.1 pg.105)	Ref.: 8 (tab. 18.1.4 pg.392)
λ_0 (seg ⁻¹)	5491	5618	5620 ± 150
D_0 (cm ² seg ⁻¹)	28568	27170	27000 ± 900

O "Buckling" B^2 para geometria cilíndrica é dado por⁽⁵⁾:

$$B^2 = \left(\frac{2.405}{R} \right)^2 + \left(\frac{\pi}{H} \right)^2 \quad (20)$$

onde R é o raio físico acrescido da distância extrapolada e H é a altura física do cilindro acrescida de duas vezes a distância extrapolada, ou seja:

$$R = R_{\text{fis}} + d \quad (21a)$$

$$H = H_{\text{fis}} + 2 d \quad (21b)$$

A distância extrapolada corresponde a um parâmetro introduzido como condição de contorno na resolução da equação da difusão. Para superfícies livres e planas pode-se mostrar pela teoria de transporte que d assume o seguinte valor^(5,6):

$$d = 0,71 \lambda_{\text{tr}} \quad (22)$$

onde $\lambda_{\text{tr}} = 1/\sum_{\text{tr}}$ é o livre caminho médio de transporte.

Para superfícies curvas em que o raio de curvatura $R_{\text{fis}} \gg d$ a expressão acima é aplicável com boa aproximação⁽⁵⁾. Tomando o valor de 0.327 cm para λ_{tr} ⁽⁶⁾ encontramos para a distância extrapolada o valor de 0.232 cm, que é menor que 1/10 parte do raio do nosso menor moderador.

A presente expressão para o cálculo do "buckling" é válida para cilindros maciços e não revestidos. Os moderadores utilizados não satisfazem esta condição ideal uma vez que é introduzido no seu interior um detector (forte absorvedor de nêutrons) e as paredes são revestidas de uma fina capa de alumínio (suporte) e cádmio (Blindagem). (Figura 1). Isto perturba o fluxo (a partir do qual é calculada a constante de decaimento λ), mudando a taxa de perdas, o que se reflete no "buckling" do seguinte modo:

- a - O detector de nêutrons introduzido no centro do moderador, a exemplo de uma barra de controle num reator, tenderia a aumentar o "buckling" (bem como a taxa de absorção local).

b - As capas de alumínio, atuando como um refletor, tenderiam a diminuir o "buckling".

Por simplicidade de cálculo esses efeitos são desprezados, tendo-se adotado o modelo de um cilindro maciço para o sistema detetor. Nestas condições o "buckling" é calculado pela equação 20. Valores do "buckling" e da constante de decaimento para os moderadores utilizados no presente trabalho são dados na tabela 3 em comparação com resultados experimentais.

Tabela 3

Constante de decaimento para os diversos moderadores e meias vidas correspondentes.

Nome	Moderadores			Calculados		Experimentais	
	Raio (cm)	altura (cm)	B^2 (cm^{-2})	λ (seg^{-1})	Meia vida ^(*) (μs)	Da meia vida(μs) Ref. 12	Ref. 13
M25	4,15	22,3	0,3203	14433	48	68 ± 7	68 ± 3
M45	6,00	25,7	0,1633	10103	69	-	85 ± 2
M65	8,00	29,8	0,0961	8218	84	-	97 ± 2
M85	10,00	33,8	0,0637	7303	95	-	108 ± 8
M105	12,00	37,9	0,0457	6784	102	-	118 ± 2
M125	14,10	41,6	0,0337	6452	104	150 ± 7	130 ± 10

(*) - A meia vida é associada à constante de decaimento por:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}$$

As meias vidas experimentais são sistematicamente maiores que as calculadas (de 15 a 20%), sendo o maior desvio (na ordem de 40%) para o menor moderador. Tais resultados serão discutidos no capítulo 4 em termos das limitações do modelo utilizado para o sistema detetor.

3. PARTE EXPERIMENTAL

3.1. Tratamento dos Dados Experimentais

Conforme estabelecido pela equação 12 a taxa de contagem acusada pelo detetor é sempre menor que a taxa de contagem real, sendo que toda a informação acêrca da perda de contagem está contída no parâmetro.

$$\xi = \frac{\lambda T}{p} \quad (23)$$

Este parâmetro contém as quantidades λT (que são características do sistema detetor) e p que é a taxa de pulsação do campo de radiação.

Determinação simultânea da taxa de contagem acusada pelo detetor \dot{N}_L e da real \dot{N}_R possibilitam a obtenção do parâmetro ξ . Por outro lado a taxa de captura \dot{N}_R é proporcional ao fluxo de nêutrons (equação 3 e 4), que por sua vez é proporcional à corrente de elétrons que atinge o alvo (fonte de nêutrons), desde que fixada a sua energia, taxa de pulsação e geometria da irradiação⁽⁷⁾. Pode-se assim colocar:

$$\dot{N}_R = \alpha \cdot i \quad (24)$$

onde α é uma constante de proporcionalidade e i é a corrente do acelerador.

Nestas condições a equação 12 pode ser reescrita com a seguinte forma:

$$\dot{N}_L = \frac{1}{\xi} \ln (1 + \alpha \xi i) \quad (25)$$

Os parâmetros ξ e α foram obtidos através do ajuste por mínimos quadrados da eq. 25 aos valores experimentais de \dot{N}_L e i . Os cálculos foram feitos com o program AJU no computador PDP/11 do IFUSP⁽¹²⁾.

3.2. Arranjo Experimental

O sistema detetor consiste no conjunto de moderadores mostrados na figura 1, no centro dos quais é introduzido o detetor de nêutrons térmicos

cos. A parafina está contida num recipiente de alumínio para evitar deformações e todo o sistema é blindado por uma capa de cádmio para evitar a entrada dos nêutrons espalhados e termalizados no ambiente.

O detetor utilizado é um contador proporcional revestido de B^{10} modelo RSN-127A da Reuter Stokes, de baixa sensibilidade à radiação gama. Este detetor é utilizado no monitor portátil modelo 488A da Victoreen. A pré-amplificação dos sinais do detetor é feita na eletrônica do próprio monitor, sendo os sinais retirados de sua saída para audio.

Os pulsos da saída de audio são atenuados por uma terminação de 100Ω e introduzidos num amplificador de espectroscopia (ORTEC mod. 471) para inversão de sua polaridade. Os pulsos amplificados são introduzidos num analisador nono-canal, para a discriminação dos gamas (pulsos de baixa amplitude) e contados num "scaler".

As medidas foram feitas na sala de alvos do feixe analisado do acelerador de elétrons do Instituto de Física da USP em dois experimentos distintos:

a) Irradiação 1 (experimento nº 1):

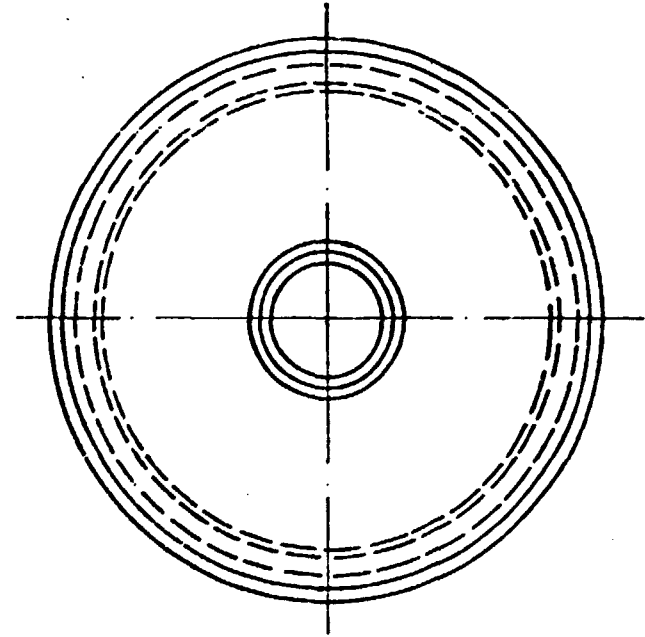
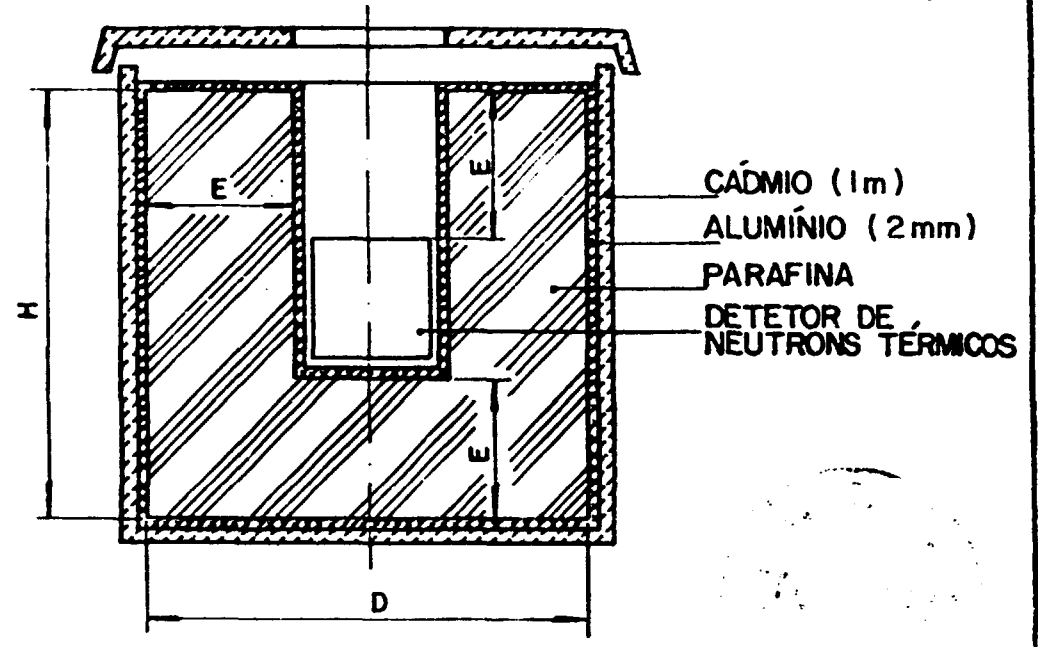
- Fazendo parte do arranjo utilizado na determinação de meias vidas conforme descrito na referência 12, sendo o detetor colocado a 4 metros de um alvo espesso de nióbio (fonte de nêutrons), num ângulo de 120° relativo a direção do feixe. A energia e taxa de repetição utilizadas foram de 30 MeV e 120 pulsos/segundo. Tais medidas foram feitas apenas com os moderadores M25 e M125 e não foram utilizadas as capas de cádmio.

b) Irradiação 2 (experimento nº 2):

- Nesta irradiação o detetor foi colocado a aproximadamente 8m do alvo e num ângulo de 90° . A energia e a taxa de pulsação foram de 60 MeV e 60 pps respectivamente, com a corrente sendo variada numa faixa de 0.02 a 0.30 μ A.

Em ambos os experimentos a corrente média foi obtida através da contagem de carga por um monitor de emissão secundária de elétrons, previamente calibrado relativamente a um medidor absoluto (copo de Faraday). A taxa de contagem média foi obtida através das contagens acumuladas no "scaler" do detetor, para cada valor de corrente média.

Na irradiação nº 1 as contagens foram acumuladas durante 30 minutos, para cada valor de corrente do acelerador. Para diminuir a probabilidade



DIMENSÕES DOS MODERADORES EM Cm

MODERADOR	E	D	H
M25	2,5	8,3	22,3
M45	4,5	12,0	25,7
M65	6,5	16,0	29,8
M85	8,5	20,0	33,8
M105	10,5	24,0	37,9
M125	12,5	28,2	41,6

FIG.1 - MODERADORES

de de ocorrência de grandes variações de corrente (por exemplo: instabilidades do feixe ou mesmo quedas totais de corrente), na irradiação nº 2, êsse tempo foi reduzido a 5 minutos, sem comprometimento da estatística.

Os dados experimentais da primeira irradiação estão nas tabelas 4 e 5 e os da segunda irradiação nas tabelas 6 a 11. Nas figuras 2 a 9 êsses valores são colocados em função da corrente do acelerador, cada curva correspondendo a um moderador.

Tabela 4

Taxa de contagem para o moderador M25 em função da corrente do acelerador.

Corrente (10^{-2} μ A)	Taxa de contagem (cont/seg)
1.43	583.5
2.68	945.7
5.95	1305.7
6.80	1546.6
6.79	1848.3
12.70	1811.2
14.20	2168.2
14.40	2158.3

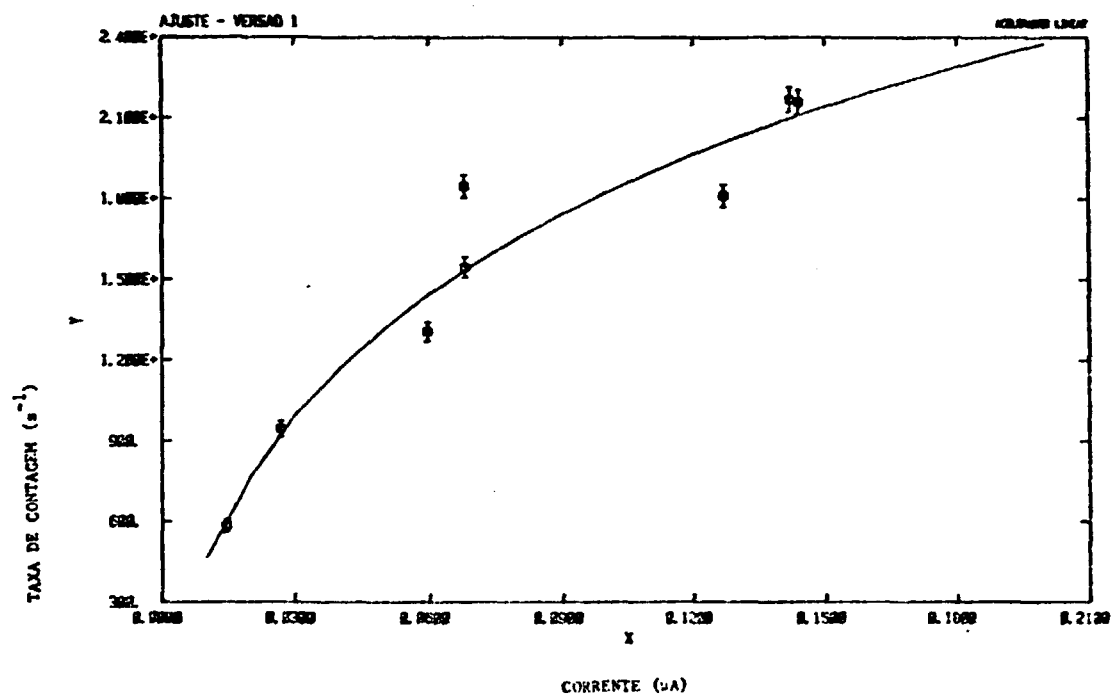


Figura 2 - Taxa de contagem de nêutrons com detetor inserido no moderador M25 em função da corrente do acelerador. Os pontos são os dados experimentais e a curva é o resultado do ajuste da equação 25.

Tabela 5

Taxa de contagem para o moderador M125 em função da corrente do acelerador.

Corrente ($10^{-2} \mu\text{A}$)	Taxa de contagem (cont/seg)
1.37	282,5
2.69	479.3
6.40	963.6
6.67	983.2
7.96	1082.2
12.50	1597.5
12.90	1484.8
13.60	1653.5

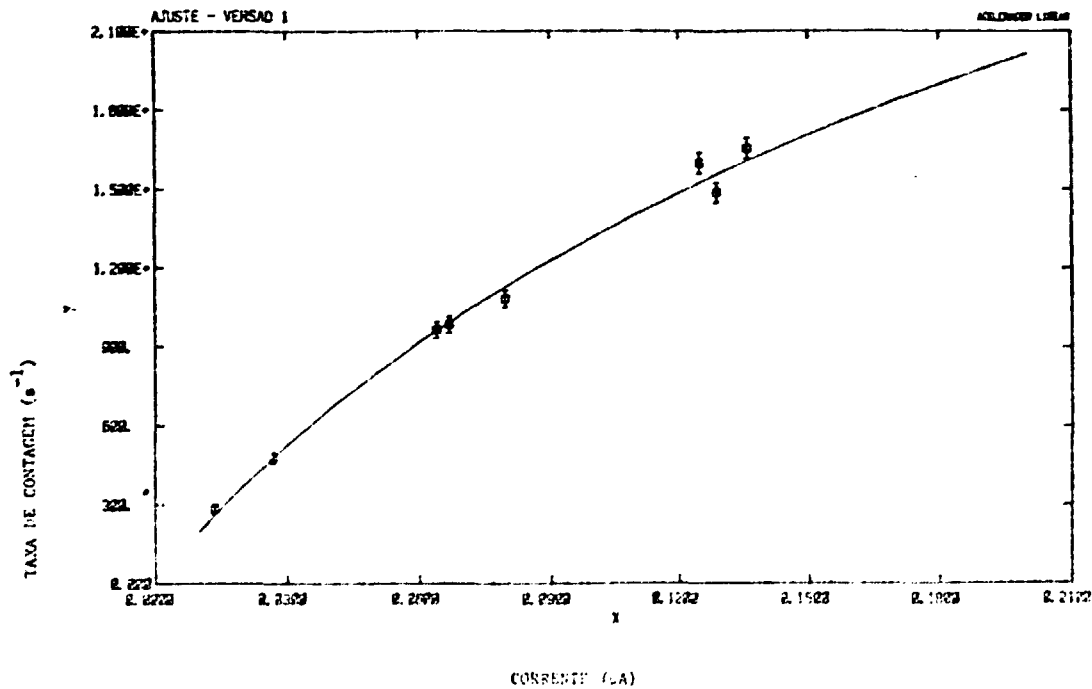


Figura 3 - Taxa de contagem de nêutrons com o detetor inserido no moderador M125 em função da corrente do acelerador. Os pontos são os dados experimentais e a curva é o resultado do ajuste da equação 25.

Tabela 6

Taxa de contagem de nêutrons para o moderador M25 em função da corrente do acelerador.

Corrente (μA)	Taxa de contagem (cont/5 minutos)
0.0197	85344
0.0370	139693
0.0810	229819
0.1429	306831
0.2114	352496
0.2880	408921

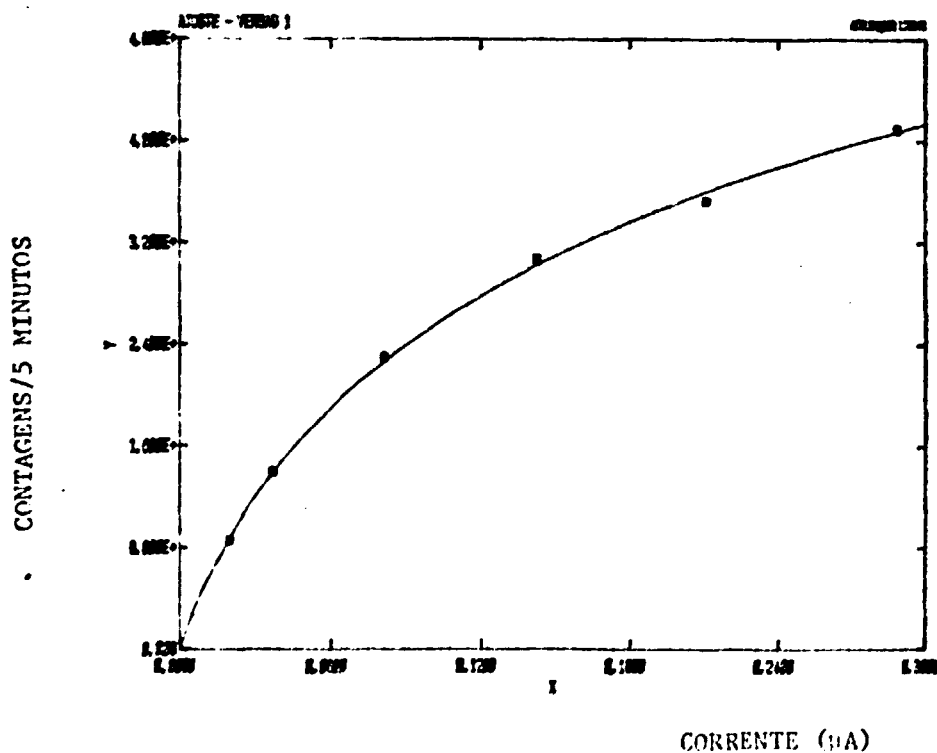


Figura 4 - Taxa de contagem de nêutrons com o detetor inserido no moderador M25 em função da corrente do acelerador. Os pontos são os dados experimentais e a curva é o resultado do ajuste da equação 25.

Tabela 7

Idem, Tabela 6, para o moderador M45.

Corrente (μ A)	Taxa de contagem (cont/5 minutos)
0.0203	114 665
0.0383	180 965
0.0747	264 783
0.1449	344 692
0.2252	387 892
0.2625	405 293

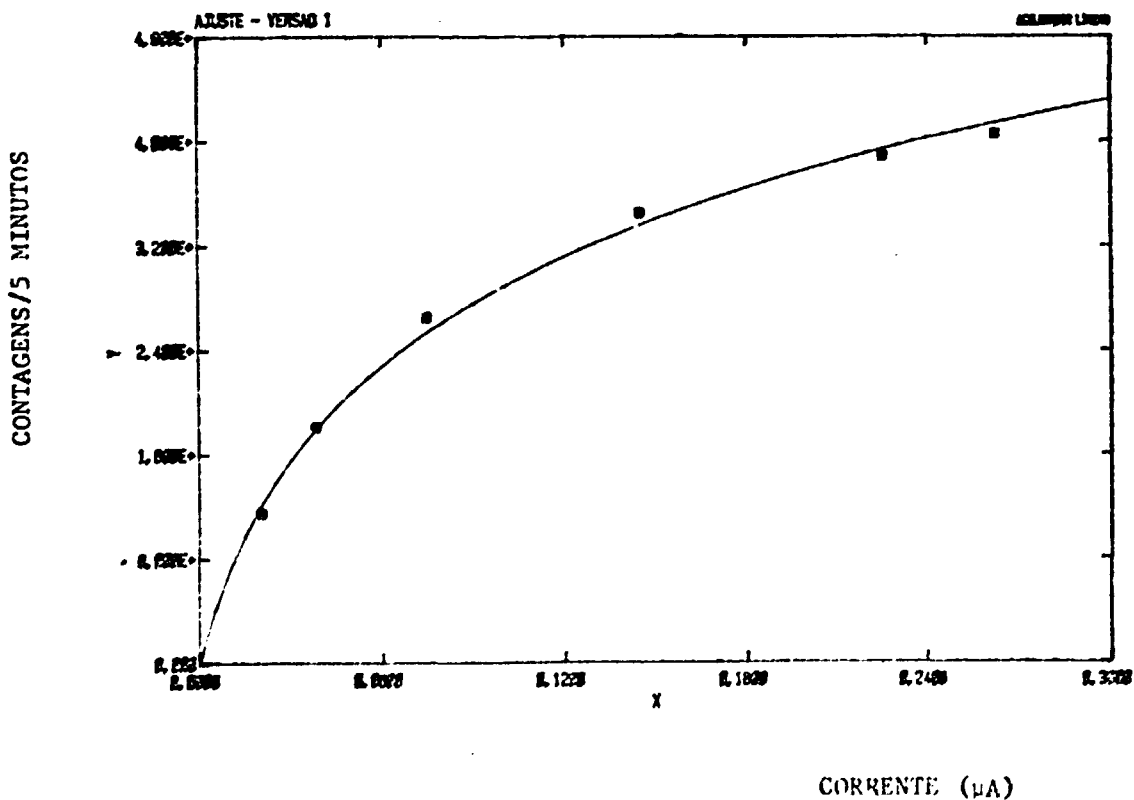


Figura 5 - Idem, figura 4, para o moderador M45.

Tabela 8

Idem, Tabela 6, para o moderador M65.

Corrente (μ A)	Taxa de contagem (cont/5 minutos)
0.0188	103 366
0.0379	182 227
0.0765	277 353
0.1515	375 165
0.2288	417 976
0.2548	431 614

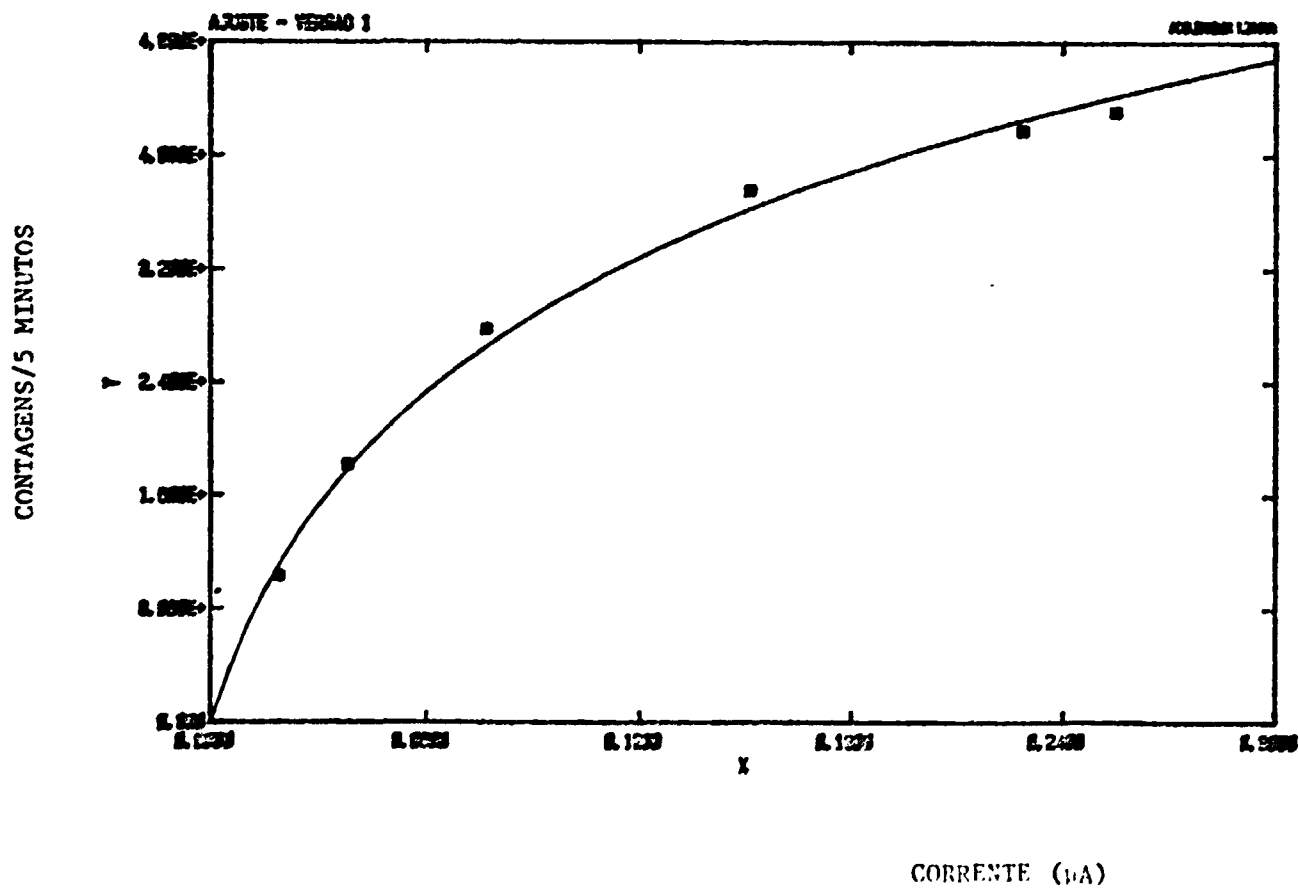


Figura 6 - Idem, figura 4, para o moderador M65.

Tabela 9

Idem, tabela 6, para o moderador M85

Corrente (μ A)	Taxa de contagem (cont/5 minutos)
0.0188	78 481
0.0381	144 272
0.0788	242 199
0.1462	353 718
0.2110	408 751
0.2591	438 483

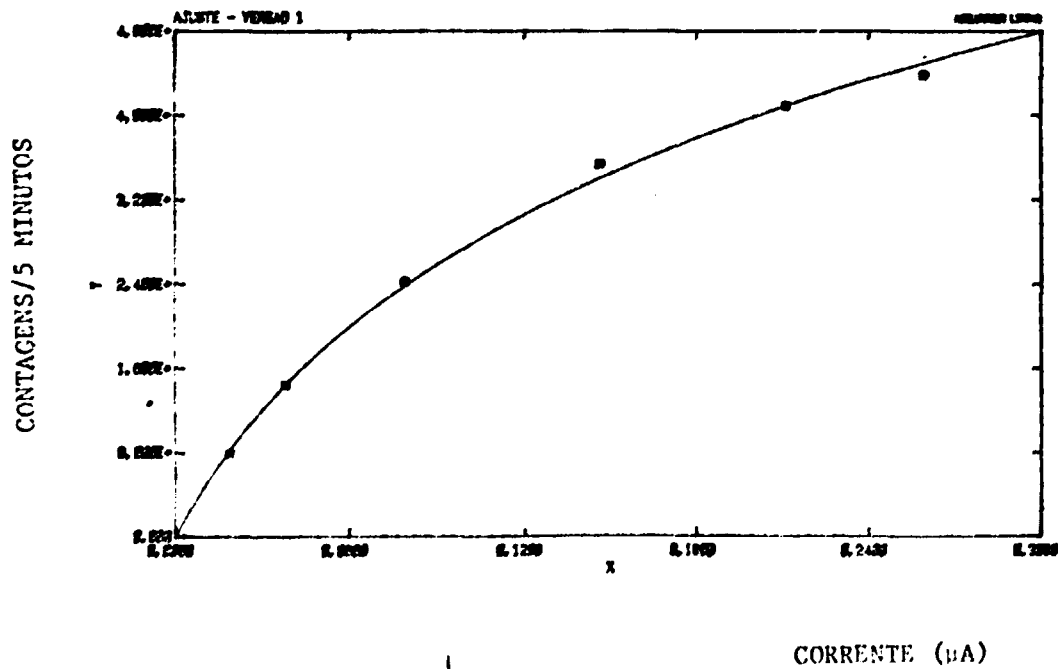


Figura 7 - Idem, figura 4, para o moderador M85.

Tabela 10

Idem, tabela 6, para o moderador M105

Corrente (A)	Taxa de contagem (cont/5 minutos)
0.0201	52 435
0.0399	100 378
0.0715	165 458
0.1378	280 649
0.2094	352 445
0.2585	389 533

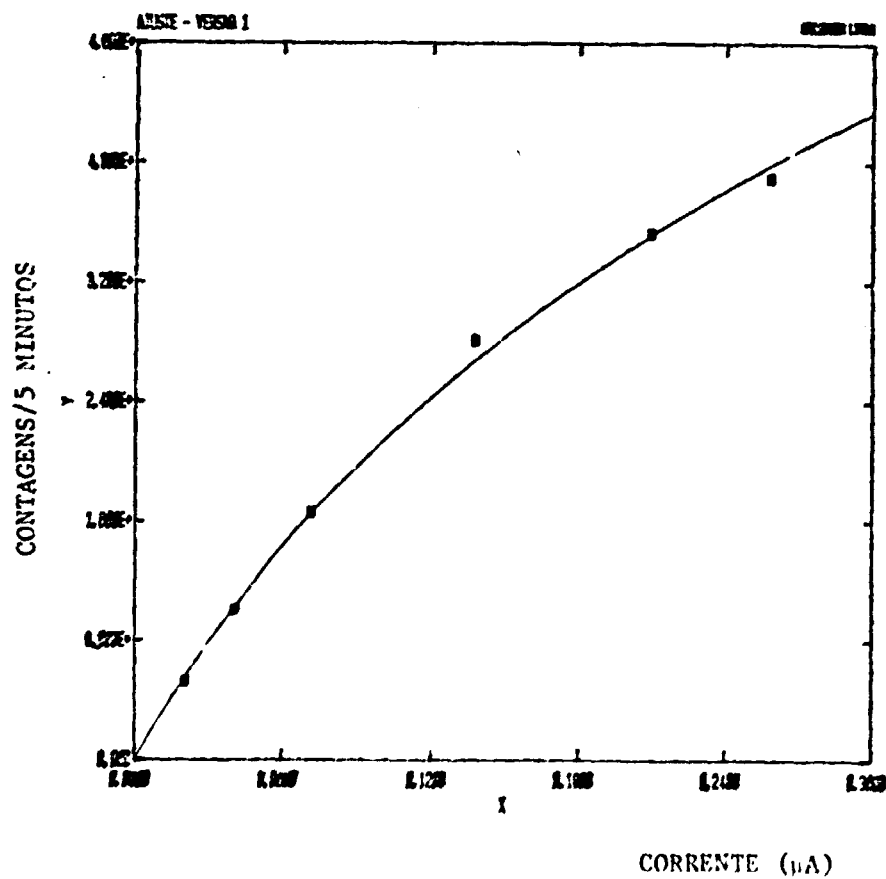


Figura 8 - Idem, figura 4, para o moderador M105.

Tabela 11

Idem, tabela 6, para o moderador M125

Corrente (μA)	Taxa de contagem (cont/5 minutos)
0.0212	36 589
0.0336	57 490
0.0718	118 057
0.1514	229 092
0.2206	292 148
0.2783	339 136

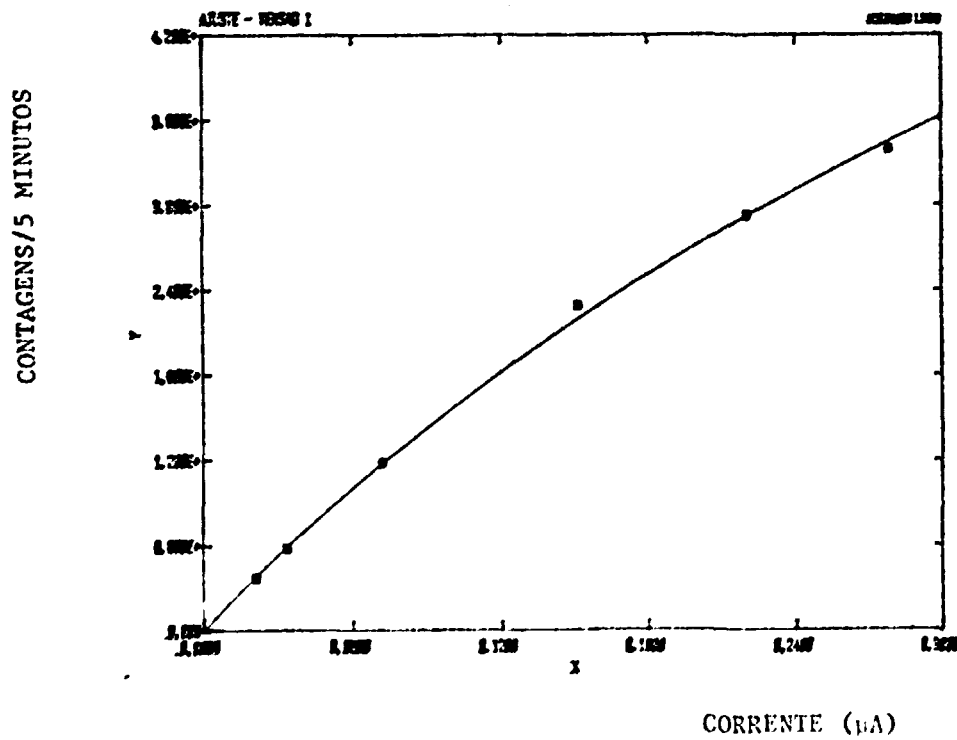


Figura 9 - Idem, figura 4, para o moderador M125.

3.3. Resultados Experimentais

Os parâmetros ξ e α , obtidos pelo ajuste da equação 25 aos dados experimentais, em ambas as irradiações são dados na tabela 12. As curvas ajustadas são mostradas em conjunto com os pontos experimentais nas figuras 2 a 9. No ajuste foi utilizada a ponderação estatística dos dados experimentais.

Tabela 12

Valores ajustados das constantes ξ e α .

Moderador	Irradiação nº 1		Irradiação nº 2	
	$\xi(10^{-2} \text{ seg})$	$\alpha(10^3 \text{ cont/seg } \mu\text{A})$	$\xi(10^{-2} \text{ seg})$	$\alpha(10^3 \text{ cont/seg } \mu\text{A})$
M25	0.1142±0.0052	61.6 ± 3.4	0.1746±0.0006	19.30 ± 0.07
M45	-	-	0.2108±0.0006	31.33 ± 0.13
M65	-	-	0.1769±0.0005	27.90 ± 0.11
M85	-	-	0.1278±0.0005	17.49 ± 0.06
M105	-	-	0.0906±0.0005	9.96 ± 0.03
M125	0.0659±0.0064	2.10 ± 0.96	0.0686±0.0006	6.28 ± 0.02

Deve-se notar que os parâmetros α correspondentes a cada irradiação não estão correlacionados de maneira simples uma vez que dependem de fatores geométricos. Para o mesmo moderador os valores relativos refletem apenas a intensidade do fluxo incidente no detetor e não é importante para a nossa análise.

4. DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

Os dados experimentais, com a aplicação da equação 23, permitem a obtenção do produto λT que, conforme já discutido, é suficiente para descrever o comportamento do sistema detetor no campo de radiação pulsada. Para fins de comparação com tais valores experimentais são utilizados valores de λ calculados teoricamente neste trabalho e de outros autores^(6, 13). Esses valores são multiplicados pelo tempo morto do detetor T ($T = 10\mu s$ de acordo com o catálogo do fabricante). Três valores de λ calculados são utilizados, a saber:

a - Presente trabalho: valores teóricos calculados na secção 2,2 (ver Tabela 3).

b - Klüchile⁽⁸⁾: com λ obtido pela equação 13 a partir dos seguintes valores das constantes (ver Tabela 2):

$$\lambda_0 = 5620 \pm 150 \text{ seg}^{-1}; D_0 = 27000 \pm 900 \text{ cm}^2 \cdot \text{seg}^{-1} \text{ e } C = 2000 \pm 1200 \text{ cm}^4 \cdot \text{seg}^{-1}$$

c - Yanagihara⁽¹³⁾: com λ obtido a partir das meias vidas determinadas experimentalmente (ver Tabela 3), segundo a relação.

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \quad (26)$$

A síntese de todos estes resultados é dada na Tabela 13. Nas colunas 1 e 2 são dados os moderadores (ver figura 1) e seus respectivos "bucklings", calculados de acordo com a equação 20. Nas colunas seguintes são dados os valores calculados teoricamente neste trabalho (coluna 3), calculados com base nos valores experimentais de Klüchile⁽⁸⁾ (coluna 4) e de Yanagihara⁽¹³⁾ (coluna 5), conforme discutido no início deste capítulo. As duas últimas colunas (colunas 6 e 7) são os valores de λT obtidos a partir da redução dos nossos dados experimentais da taxa de contagem em função da corrente do acelerador.

É notória a concordância dos valores teóricos do presente trabalho com aqueles obtidos por Klüchile⁽⁶⁾, o que mostra a concordância na avaliação dos parâmetros λ_0 e D_0 a partir dos dados microscópicos do carbono e do hidrogênio.

Tabela 13

Valores calculados e experimentais do produto λT .

Moderador	Büchling (cm^{-2})	Valores calculados			Valores experimentais do presente trabalho	
		Este trabalho	Küchle ⁽⁶⁾	Yanagihara ⁽¹²⁾	Irradiação 2	Irradiação 1
M25	0.3203	0.1443	0.1406 ± 0.0032	0.1019 ± 0.0045	0.1047 ± 0.0004	0.1370 ± 0.0062
M45	0.1633	0.1010	0.0997 ± 0.0018	0.0815 ± 0.0019	0.1265 ± 0.0004	-
M65	0.0961	0.0822	0.0820 ± 0.0017	0.0714 ± 0.0015	0.1062 ± 0.0003	-
M85	0.0637	0.0730	0.0733 ± 0.0016	0.0642 ± 0.0048	0.0767 ± 0.0003	-
M105	0.0457	0.0678	0.0685 ± 0.0016	0.0587 ± 0.0010	0.0544 ± 0.0003	-
M125	0.0337	0.0645	0.0653 ± 0.0016	0.0533 ± 0.0014	0.0412 ± 0.0004	0.0791 ± 0.0076

Uma inspeção na equação 13, agora colocada em termos de λT e des-
prezando o termo de quarta potência do "buckling":

$$\lambda T = T \sum_a + T \bar{D} \bar{v} B^2 \quad (27)$$

possibilita uma análise da sistemática do resultado. A curva de λT versus B^2 para o nosso cálculo teórico e os valores experimentais de Yamagihara⁽¹³⁾, bem como os nossos pontos experimentais são mostrados na figura 10.

Os valores calculados com base na medida experimental da meia $v_{1/2}$ da por Yamagihara⁽¹³⁾ segue o comportamento previsto na equação (27) porém são sistematicamente menores por um valor constante. Tal sistemática pode ser interpretada através dessa equação em termos de um aumento da taxa local de absorção pela introdução do detetor de boro no moderador, com forte depleção do fluxo. Essa depleção do fluxo se estende à região do moderador tendo como consequência uma diminuição da taxa total de absorção, o que não é previsto no modelo utilizado para o sistema detetor.

Outro efeito que pode ser importante é a distorção da dependência energética do fluxo. Essa distorção se reflete nos valores de \sum_u , \bar{D} e \bar{v} , que foram calculados assumindo um espectro Maxwelliano.

Um meio de investigação dessa discrepância, ainda dentro desse modelo, seria através de um processo de homogenização similar ao que é utilizado no cálculo de célula equivalente em reatores. Porém tal processo requereria a resolução da equação de transporte para a geometria real do nosso sistema detetor, o que sai fora do escopo do presente trabalho.

Para dar apoio a qualquer cálculo teórico do efeito do detetor na constante de decaimento dos nêutrons nos moderadores experimentos especialmente planejados podem ser realizados com o acelerador do IFUSP.

Para o caso do menor moderador (maior "buckling") a discrepância é bem maior e foge da sistemática prevista teoricamente.

- Tal comportamento poderia resultar de três efeitos combinados:
 - (a) introdução do detetor, cujo volume é na ordem de grandeza do volume do moderador;
 - (b) as capas de alumínio atuando como refletor devem diminuir sensivelmente o "buckling" e,
 - (c) a espessura das paredes de parafina do moderador é na ordem de grandeza do comprimento de difusão, o que causaria um grande "resfriamento" do espectro térmico, muito maior que a correção pelo termo CB^4 (válido para um cilindro maciço).

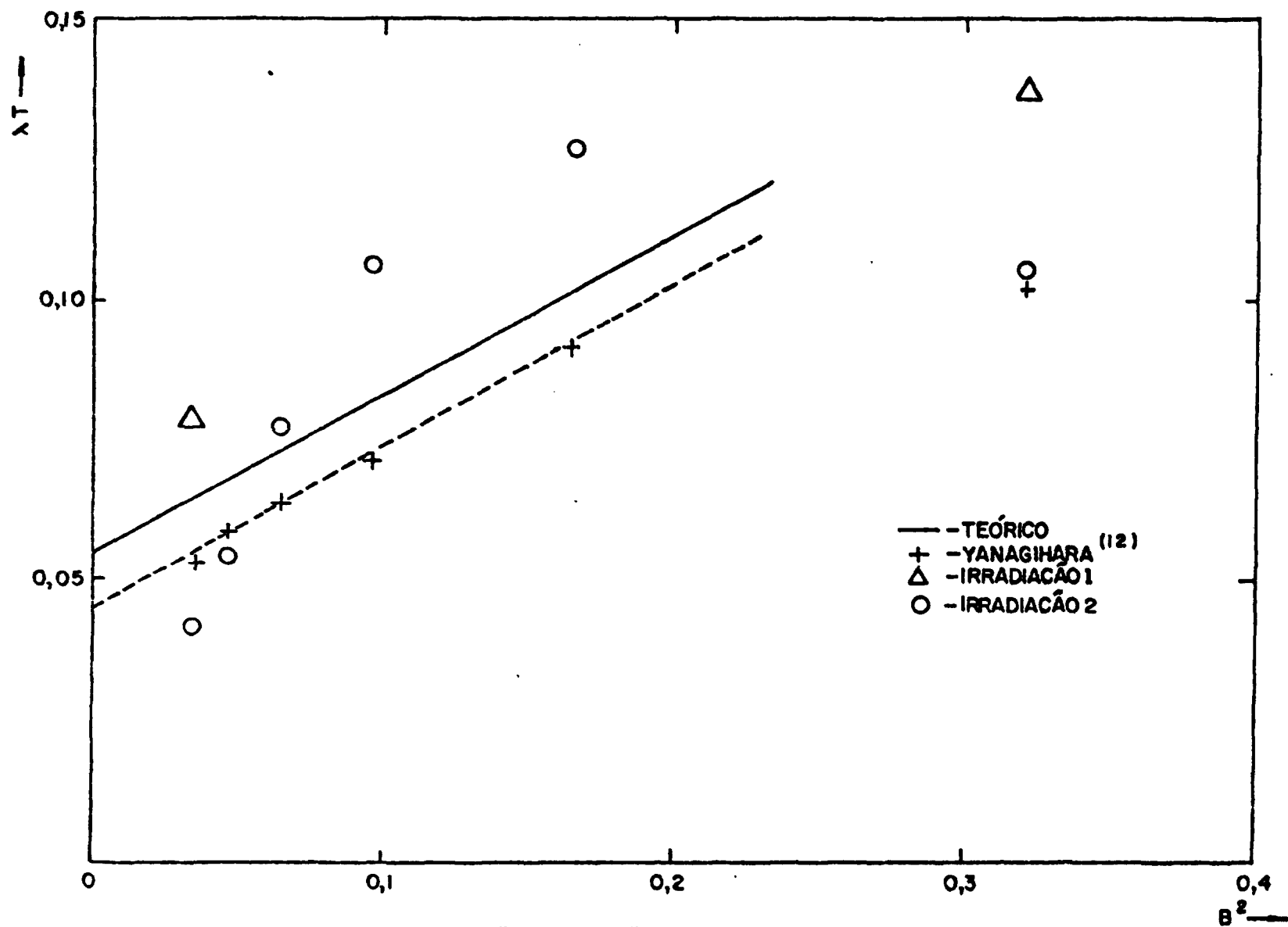


FIGURA 10: GRAFICO DE λ_T VERSUS "BUCKLING" PARA OS DIVERSOS MODERADORES.

A avaliação de tais efeitos não poderia ser esplanada em termos da teoria da difusão simplesmente.

Os demais valores obtidos experimentalmente (irradiação 1 e 2) distribuem-se no entorno dos calculados numa faixa de $\pm 20\%$ em média. Os erros experimentais indicados na Tabela 13 são os do ajuste numérico dos dados à equação 25.

Cabe resaltar uma dificuldade intrínseca de tal experimento que é a variação da corrente i do acelerador durante cada medida. Por hipótese (equação 25) esta corrente é fixa durante cada contagem, o que na prática é difícil de ocorrer para tempos maiores que alguns segundos. Além disso, flutuações na corrente violam a hipótese de igualdade entre a perda fracional por pulso e aquela de toda a medida.

Tais flutuações não poderiam ser levadas em conta introduzindo -se uma incerteza nas abscissas, uma vez que iguais flutuações da corrente em opostos sentidos não produzem iguais efeitos de perda de contagem.

Isto pode ser visto na grande flutuação dos pontos obtidos na irradiação 1, em que as medidas foram feitas com duração de 30 minutos para cada valor de corrente (figuras 2 e 3). Em tais longos períodos em geral há grandes flutuações da corrente da máquina. Os dados da segunda irradiação foram tomados em períodos de tempo menores (5 minutos) e se apresentam melhor distribuídos em relação a curva teórica (ver figuras 4 a 9).

É ainda importante lembrar que, dada a especificidade de sua aplicação, o detetor aqui investigado não é otimizado para experimentos pulsados de medida de parâmetros de difusão térmica, uma vez que deve atender requisitos de funcionamento como monitor e espectrômetro utilizado em proteção radiológica.

A dispersão média de $\pm 20\%$ dos nossos valores experimentais de λ relativa ao cálculo teórico ou às medidas do experimento específico de Yanagihara et al ^(12,13) não se reflete de maneira comprometedora na taxa de contagem corrigida \dot{N}_R em termos da precisão requerida em proteção radiológica.

Para a faixa usual de operação desse sistema de monitoração, com alguma manipulação das equações 12 e 12a, encontra-se que

$$\frac{d\dot{N}_R}{d\xi} \approx \frac{\dot{N}_R}{\xi} \quad (28)$$

de modo que o desvio relativo em \dot{N}_R é o mesmo que em λ . Em média tem-se:

$$\left\langle \frac{\sigma \dot{N}_R}{\dot{N}_R} \right\rangle \approx \left\langle \frac{\sigma_\lambda}{\lambda} \right\rangle \approx 0,20 \quad (29)$$

Por outro lado o método de correção aqui estabelecido chega a corrigir de até um fator 10 valores típicos da leitura do sistema detetor, o que é bastante significativo.

Sob o ponto de vista prático de dosimetria de nêutrons para proteção radiológica o modelo teórico simples para o cálculo de λ é adequado nos casos em que não se tem a sua medida direta no próprio sistema detetor. Medidas como as de Yanagihara et al ^(12,13) fornecem resultados mais realistas para λ pois são feitas no próprio sistema, porém a sua execução e análise são complexas. Uma investigação da discrepância desses dois valores da constante de decaimento (10%) apontada neste trabalho não se justificaria portanto para fins práticos, salvo para análise de problemas específicos de transporte de nêutrons na presença de fortes absorvedores.

O método experimental aqui desenvolvido, tratando-se de uma medida integrada no tempo, é de fácil execução e fornece informação imediata da eventual ocorrência de saturação, requerendo apenas uma fonte pulsada de nêutrons adequada.

5. CONCLUSÃO

Os cálculos teóricos e os resultados experimentais do presente trabalho qualificam este sistema detetor de nêutrons para ser utilizado dentro da sua faixa de operação (3×10^5 contagens/minuto) para monitoração de campos de radiação pulsada, bem como estabelecem um critério simples para a correção dos efeitos da pulsação. As constantes utilizadas nesta correção (λT) mais adequadas são aquelas obtidas a partir da determinação experimental das meias vidas dos nêutrons térmicos nos moderadores⁽¹³⁾.

De acordo com o estabelecido na secção anterior o procedimento de correção da taxa de contagem é mais preciso para a situação em que não há variação da corrente do acelerador. Desse modo medidas "instantâneas" da taxa de contagem (o que é factível com o monitor 488-A da Victoreen) são as mais adequadas. Por outro lado moderadores de pequena espessura (por ex:M25) não são indicados dada a não reprodutibilidade das medidas e imprecisão dos parâmetros utilizados na correção da taxa de contagem.

AGRADECIMENTOS

Os autores agradecem aos membros da Divisão de Energia Nuclear (ENU) deste Instituto, em especial ao Dr. Arthur da Cunha Menezes pelas proveitosas discussões e à Marisa de Moraes pelo processamento do FLANGE-II.

REFERÊNCIAS

1. W.P. Swanson: "Radiological Safety Aspects of the Operation of Electron Linear Accelerators", Tech. Rep. Series no. 188, IAEA, Vienna (1979).
2. P.R. Zurakowski, "Accelerator Pulsed Field Dosimetry", Proc. of 2nd Int. Conf. on Accelerator Dosimetry and Experience (conf. 691101), Nov. 5.7, 1969, Stanford Linear Accelerator Center, Stanford, California.
3. O.L. Gonzalez, L.S. Yanagihara, V.L.C.P. Veissid e S.B. Herdade: "Estudo Experimental da Perda de Contagem em uma Câmara de Ionização em Campos de Radiação Pulsada", Nota Técnica a ser publicada.
4. L.S. Yanagihara, O.L. Gonzalez, V.L.C.P. Veissid e S.B. Herdade: "Determinação da Energia Média dos Nêutrons nas Imediações do Acelerador Linear de Elétrons do IFUSP". Painel apres. na VI Reunião de Trabalho sobre Física Nuclear no Brasil. Itatiaia, 4-7 de Setembro de 1983, a ser publicado em resumo na Revista Brasileira de Física.
5. J.R.Lamarsh: "Introduction to Nuclear Reactor Theory", Addison - Wesley Publ. Co. Inc, Reading, Massachusetts, USA (1966).
6. K.H. Beckurts: "Reactor Physics Research with Pulsed Neutron Sources" , Nuc. Instr. and Meth. 11 (1961) 144.
7. O.L. Gonzalez: "Um Estudo sobre Fontes de Nêutrons para Aceleradores Lineares de Elétrons". Tese de Mestrado, ITA, SJCampos (1982).
8. K.H. Beckurts and K. Wirtz: "Neutron Physics", Springer - Verlag, Berlin, 1964.
9. M.S. Nelkin: "The Diffusion Cooling of Neutrons in a Finite Moderator", J. Nucl. Energy, 8 (1958) 48
10. G.I. Bell and S.Glasstone: "Nuclear Reactor Theory", Von Nostrand Reinhold Co., N. York.
11. S.A.B. Leite, E.S. Chalhoub: "Adaptação do Código FLANGE-II (versão 71-1) para Processar Dados a Partir do ENDF/B-IV", Nota Técnica IEAv/NT-012183, SJCampos.

12. L.S. Yanagihara, O.L. Gonzalez, V.L.C.P. Veissid e S.B. Herdade: " Medi
das Preliminares da Meia Vida dos Nêutrons em Moderadores Cilindricos de
Parafina", Nota Técnica IEAv/NT-008/83, SJCampos.

13. L.S. Yanagihara: Medidas Recentes Realizadas no Laboratório do Acelera
dor Linear do IFUSP, as quais serão apresentadas em sua dissertação de
Mestrado no IFUSP.