

— 2 —

✓ BR 8 05 79

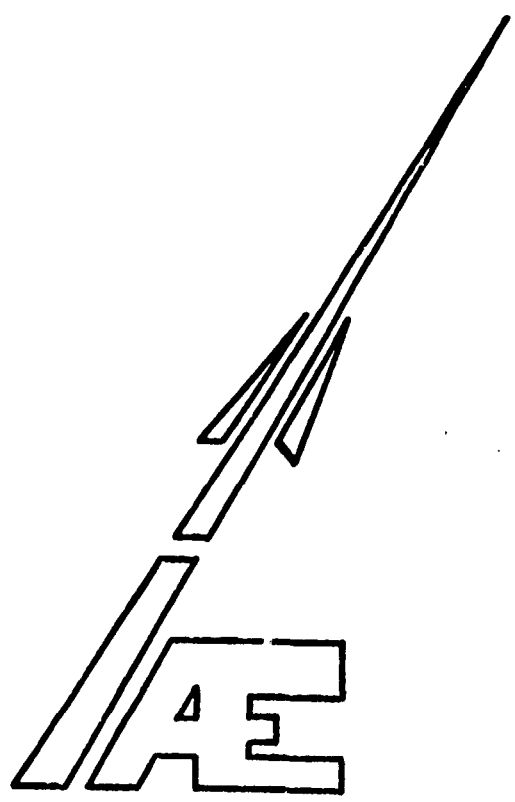
RELATÓRIO DE PESQUISA
CTA - EAV - 007/79
01 Ago 79

"CONSTANTES DE DECAIMENTO DE UM SISTEMA
SUBCRÍTICO PELA TEORIA DE DIFUSÃO EM DOIS GRUPOS"

por
C. Moura Neto

("DECAY CONSTANTS OF A SUBCRITICAL SYSTEM
BY TWO-GROUP DIFFUSION THEORY")

Divisão de Estudos Avançados
Instituto de Atividades Espaciais
Centro Técnico Aeroespacial
12.200-São José dos Campos-SP
Brasil



— ü —

EAV-07/79

01 AGO 79

CONSTANTES DE DECAIMENTO DE UM SISTEMA

SUBCRÍTICO PELA TEORIA DE DIFUSÃO EM DOIS GRUPOS

C. Moura Neto

RESUMO

Os efeitos de um pulso neutrônico injetado em um sistema multiplicativo subcrítico são analisados com base na teoria da difusão a um e dois grupos. As constantes de decaimento do sistema, para vários valores do "buckling" geométrico, foram determinadas a partir de dados experimentais.

Empregou-se uma configuração urânio natural-água leve, com um gerador de neutrons da Texas Nuclear.

As constantes de decaimento foram determinadas pelo método dos mínimos quadrados. A separação das constantes associadas aos fluxos epitérmico e térmico é verificada através da formulação a dois grupos.

ABSTRACT

The effects of a neutronic pulse applied to a subcritical multiplicative medium are analyzed on the basis of the diffusion theory for one and two groups. The decay constants of the system were determined from the experimental data, for various ^{values} of geometric buckling. A natural uranium light-water configuration was pulsed employing a Texas Nuclear 9905 neutron generator.

The least square method was employed in the data reduction procedures to determine the decay constants. The separation of the decay constants associated with thermal and epithermal fluxes are verified through two groups formulation.

1 - INTRODUÇÃO

1.1 - Objetivo do trabalho

O presente trabalho enquadrou-se no desenvolvimento de técnicas de neutrons pulsados do Instituto de Engenharia Nuclear (IEN), envolvendo meios multiplicativos e não multiplicativos.

O projeto de desenvolvimento destas técnicas foi iniciado em 1972, tendo sido feitas medidas de parâmetros de difusão em esferas ocas de alumínio empregando-se água leve⁽¹⁾, Dowtherm A⁽³⁾ e soluções aquosas absorvedoras⁽⁴⁾. Em 1975 iniciaram-se os estudos em meios multiplicativos, empregando-se sistemas urânio-água leve, verificando-se o comportamento da constante de decaimento dos neutrons prontos para diversas configurações, variando-se o "buckling" tipo do combustível e razão moderador/combustível⁽¹¹⁾.

1.2 - Generalidades sobre a técnica de neutrons pulsados

Uma série de fenômenos ocorre quando um pulso de neutrons rápidos é injetado em um meio multiplicativo.

Alguns neutrons escapam do sistema ainda rápidos, outros são absorvidos ainda rápidos (durante a moderação pelo moderador ou pelo combustível, podendo ocasionar o aparecimento de novos neutrons devido à fissões rápidas e epitérmicas) e os demais alcançam a energia térmica, podendo escapar do sistema, sofrer absorção parasita ou serem absorvidos pelo combustível produzindo novos neutrons por fissão térmica. Os neutrons de fissão formam a primeira geração de neutrons nascidos no sistema. Outras gerações surgirão, e a densidade de neutrons de uma geração estará relacionada à anterior por uma constante de multiplicação.

Desta forma, o sistema será considerado como subcrítico, crítico ou supercrítico dependendo do valor da constante de multiplicação ser respectivamente menor, igual ou maior que a unidade.

Nas experiências pulsadas, uma vez atingido o espectro assintótico, o fluxo de neutrons do sistema decai exponencialmente com o tempo segundo a relação

$$\psi(t) = \psi_0 \exp(-\alpha_0 t) \quad (1)$$

onde α_0 é a constante de decaimento do modo fundamental e que pode ser dada pela expressão⁽¹⁾

$$\alpha_0 = \frac{1 - (1 - \beta)k_{ef}}{\ell_{ef}} \quad (2)$$

onde k_{ef} - constante de multiplicação efetiva.

ℓ_{ef} - vida média efetiva dos neutrons.

β - fração total dos neutrons retardados.

O uso de uma fonte de neutrons pulsados, em muitos casos, oferece vantagens na medição de parâmetros envolvidos na Física de Reatores, tais como coeficientes de difusão, vida média, idade de Fermi, reatividade, calibração de barras de controle, fatores de reprodução prontos e retardados, "buckling" material de sistemas que apresentem geometrias particulares, etc.

2 - FUNDAMENTOS TEÓRICOS

2.1 - Análise do reator pulsado a um grupo

Considere-se a equação de difusão com dependência temporal

$$\frac{\partial N}{\partial t} = D\nabla^2 N - \Sigma_a vN + (1 - \beta)v\Sigma_f vN + \sum_{i=1}^m \lambda_i C_i \quad (3)$$

$$\frac{\partial C_i}{\partial t} = \beta_i v\Sigma_f vN - \lambda_i C_i \quad i = 1, 2, 3, \dots, m \quad (4)$$

Fazendo-se

$$\Sigma_a v = \frac{1}{\ell_0} \quad (5)$$

$$v\Sigma_f v = \frac{k}{\ell_0} \quad (6)$$

$$Dv = \frac{L^2}{\ell_0} \quad (7)$$

onde

Σ_a - seção de choque macroscópica de absorção.

v - velocidade dos neutrons.

ℓ_0 - vida média dos neutrons.

Σ_f - seção de choque macroscópica de fissão.

k_0 - constante de multiplicação.

D - coeficiente de difusão.

L^2 - comprimento de difusão.

Substituindo-se o comprimento de difusão L^2 pela área de migração M^2 , para correção do efeito de fuga durante a moderação, fica-se com

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \left(\frac{M^2}{\ell_0}\right) \nabla^2 N - \left[1 - (1 - \beta)k_0\right] \frac{N}{\ell_0} + \sum_{i=1}^m \lambda_i C_i \quad (8)$$

$$\frac{\partial C_i}{\partial t} = \beta_i k_0 \frac{N}{\ell_0} - \lambda_i \quad i = 1, 2, 3, \dots, m \quad (9)$$

Supondo-se uma fonte pulsada S_0 , pulsando a uma razão R pulsos por segundo e considerando-se um único grupo de neutrons tem-se:

$$\frac{dN}{dt} = \left[(1 - \beta)k_0 - (1 + M^2 B^2) \right] \frac{N}{\ell_0} + \lambda C + S_0 \quad (10)$$

$$\frac{dC}{dt} = \frac{\beta k_0}{\ell_0} N - \lambda C \quad (11)$$

A fonte S_0 constitui a solução particular do sistema formado pelas equações (10) e (11). A solução homogênea apresenta dois valores para a constante de decaimento correspondendo aos neutrons epitérmicos e térmicos.

Sabendo-se que

$$k_{ef} = \frac{k_0}{1 + B^2 M^2} \quad (12)$$

$$\ell_{ef} = \frac{\ell_0}{1 + B^2 M^2} \quad (13)$$

facilmente pode ser verificado que

$$\frac{dN}{dt} = aN + \lambda C \quad \bullet \quad (14)$$

$$\frac{dC}{dt} = b - \lambda C \quad (15)$$

onde

$$a = \frac{k_{ef}(1 - \beta) - 1}{\ell_{ef}} \quad (16)$$

$$b = \frac{k_{ef}}{\ell_{ef}} \quad (17)$$

Supondo-se que o sistema formado pelas equações (14) e (15) admite as soluções do tipo

$$N = Ae^{\alpha t} \quad (18)$$

$$C = Be^{\alpha t} \quad (19)$$

tem-se, após as simplificações devidas, que

$$\alpha^2 + (\lambda - a)\alpha - \lambda(a + b) = 0 \quad (20)$$

Logo:

$$\alpha = \frac{a - \lambda}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{(\lambda - a)^2 + 4\lambda(a + b)} \quad (21)$$

Substituindo-se os valores para \underline{a} e \underline{b} na equação (21) e levando-se em consideração que $1 - \beta \approx 1$ e que $|k_{ef} - 1| \gg |\lambda_{ef}|$ chega-se aos valores desejados para α :

$$\alpha_1 = -\lambda \quad (22)$$

$$\alpha_2 = \frac{1 - k_{ef}}{\ell_{ef}} \quad (23)$$

2.2 - Análise do reator pulsado a dois grupos

Nesta análise, empregou-se a formulação proposta por Foderaro e Garabedian. Para um reator nuclear, as equações de difusão em grupos, podem ser associadas, a duas ou mais regiões, por um artifício onde as soluções encontradas são independentes de cada uma das regiões. Os fluxos são expandidos em séries simples de autofunções, válidas para todo o reator. Estas autofunções são soluções da equação de Helmholtz e anulam-se na superfície externa do reator, compreendendo, tais soluções, um conjunto completo destas funções.

Em dois grupos a equação de difusão pode ser estudada sob a forma (dependente de tempo e espaço):

$$\begin{aligned} \frac{1}{v_1} \frac{\partial \psi_1(\underline{r}, t)}{\partial t} = & \nabla D_1 \nabla \psi_1(\underline{r}, t) - \Sigma_{a1} \psi_1(\underline{r}, t) + \Sigma_{1 \rightarrow 2} \psi_1(\underline{r}, t) + X_1 v \Sigma_{f1} \psi_1(\underline{r}, t) + \\ & + v \Sigma_{f2} (1 - \beta) \psi_2(\underline{r}, t) + \lambda C(\underline{r}, t) \end{aligned} \quad (24)$$

$$\frac{1}{v_2} \frac{\partial \psi_2(\underline{r}, t)}{\partial t} = \nabla D_2 \nabla \psi_2(\underline{r}, t) - \Sigma_{a2} \psi_2(\underline{r}, t) + X_2 v \Sigma_{f1} \psi_1(\underline{r}, t) + v \Sigma_{f2} \psi_2(\underline{r}, t) \quad (25)$$

$$\frac{\partial C(\underline{r}, t)}{\partial t} = -\lambda C(\underline{r}, t) + v \beta \Sigma_{f1} \psi_1(\underline{r}, t) + \Sigma_{f2} \psi_2(\underline{r}, t) \quad (26)$$

onde os índices 1 e 2 indicam, respectivamente, os grupos rápido e térmico.

Para a resolução das equações (24), (25) e (26) são feitas as seguintes simplificações:

- a) Todos os neutrons de fissão nascem no grupo rápido ($X_1 = 1$; $X_2 = 0$).
- b) $\left[\Sigma_{a1} + \Sigma_{1 \rightarrow 2} - \nu \Sigma_{f1} \right] (1 - \beta) = \Sigma_1$ (seção de choque líquida de remoção total do grupo rápido).
- c) $\Sigma_1 = \Sigma_{1 \rightarrow 2}$ (seção de choque de transferência de neutrons do grupo rápido para o grupo térmico).
- d) $\Sigma_2 = \nu \Sigma_{f2}$ (número de neutrons por fissão).
- e) $\Sigma_2 = \Sigma_{a2}$ (seção de choque total do grupo térmico).

Assim, pode-se escrever:

$$\frac{1}{v_1} \frac{\partial \psi_1}{\partial t} = \nabla(D_1 \nabla \psi_1) - \Sigma_1 \psi_1 + \Sigma_2 \psi_2 (1 - \beta) + \lambda C \quad (27)$$

$$\frac{1}{v_2} \frac{\partial \psi_2}{\partial t} = \nabla(D_2 \nabla \psi_2) - \Sigma_{a2} \psi_2 + \Sigma_1 \psi_1 \quad (28)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} = -\lambda C + \nu \beta \left[\Sigma_{f1} \psi_1 + \Sigma_{f2} \psi_2 \right] \quad (29)$$

Soluções destas equações são obtidas na forma de expansões em termos de autofunções da equação de Helmholtz

$$\nabla^2 f_n(r) + B^2 f_n(r) = 0 \quad (30)$$

$$\psi_1(r) = \sum_{n=1}^N A_n^{(1)}(t) f_n(r) \quad (31)$$

$$\psi_2(r) = \sum_{n=1}^N A_n^{(2)}(t) f_n(r) \quad (32)$$

$$C(r) = \sum_{n=1}^N C_n(t) f_n(r) \quad (33)$$

Substituindo-se (31), (32) e (33) em (27), (28) e (29), respectivamente, em seguida multiplicando-se por $f_m(r)$ e integrando-se sobre todo o volume do reator, chega-se a seguinte forma matricial:

$$\left[\underline{V}^{(1)} \right] \frac{\partial}{\partial t} \left[\underline{A}^{(1)} \right] = - \left[\underline{R}^{(1)} \right] \left[\underline{A}^{(1)} \right] + \left[\underline{Q}^{(2)} \right] \left[\underline{A}^{(2)} \right] + \lambda C \quad (34)$$

$$\left[\underline{V}^{(2)} \right] \frac{\partial}{\partial t} \left[\underline{A}^{(2)} \right] = - \left[\underline{R}^{(2)} \right] \left[\underline{A}^{(2)} \right] + \left[\underline{Q}^{(1)} \right] \left[\underline{A}^{(1)} \right] \quad (35)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \left[\underline{F}^{(1)} \right] \left[\underline{A}^{(1)} \right] + \left[\underline{F}^{(2)} \right] \left[\underline{A}^{(2)} \right] - \lambda C \quad (36)$$

onde os $R_{mn}^{(1)}$, $R_{mn}^{(2)}$, $Q_{nm}^{(1)}$, $Q_{nm}^{(2)}$, $F_{mn}^{(1)}$, $F_{mn}^{(2)}$ e C_{mn} são equações integrais. Considerando-se, agora, que as seções de choque sejam constantes dentro de cada região, estas equações integrais podem ser postas em termos de somatório. Realmente, estas seções de choque variam nas vizinhanças de uma interface entre regiões (bem como os coeficientes de difusão) e são constantes no restante da região.

Com estas simplificações pode-se escrever

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} \underline{A}^{(1)} \\ \underline{A}^{(2)} \\ \underline{C} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \left[\underline{V}^{(1)} \right]^{-1} \left[\underline{R}^{(1)} \right] & \left[\underline{V}^{(1)} \right]^{-1} \left[\underline{Q}^{(2)} \right] & \lambda \mathbf{I} \\ \left[\underline{V}^{(2)} \right] & \left[\underline{Q}^{(1)} \right] & 0 \\ \beta \left[\underline{F}^{(1)} \right] & \beta \left[\underline{F}^{(2)} \right] & -\mathbf{I} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \underline{A}^{(1)} \\ \underline{A}^{(2)} \\ \underline{C} \end{bmatrix} \quad (37)$$

Esta equação matricial fornece três grupos de autovalores, cada grupo com um número de autovalores correspondente ao número de modos empregados na sua solução. Assim, tem-se os grupos correspondentes aos neutrons rápidos (epitérmicos), térmicos e precursores, representados respectivamente

por $\underline{A}^{(1)}$, $\underline{A}^{(2)}$ e C.

A determinação dos autovalores correspondentes, representativos da separação dos fluxos rápido e térmico, é feita dividindo-se o reator em duas regiões (núcleo e moderador) e variando-se a espessura de refletor.

As seções de choque foram fornecidas pelo código LEOPARD, para as características do sistema estudado.

3 - PARTE EXPERIMENTAL

3.1 - Método e equipamentos empregados

O método da fonte pulsada de neutrons consiste na introdução, em um meio, de um pulso de neutrons, durante um período de tempo muito curto, (da ordem de alguns microsegundos) e na análise do comportamento temporal deste pulso. A variação temporal é função de três contribuições: neutrons prontos, neutrons retardados e "background".

Foi empregado, nas experiências, o gerador de neutrons do Instituto de Engenharia Nuclear (IEN), fabricado pela Texas Nuclear, modelo 9906. A reação empregada para a produção de neutrons rápidos foi do tipo T(d,n).

O esquema da montagem dos equipamentos eletrônicos de controle e medida, e o diagrama das ligações estão mostrados na Figura 1.

3.2 - Geometria de irradiação

O combustível empregado foi urânio natural da subcrítica URANIE, fornecido pelo Instituto de Pesquisas Radioativas (IPR) de Belo Horizonte.

A malha empregada teve geometria hexagonal e o passo foi dimensionado pelo método dos quatro fatores e pelo código LEOPARD. A Figura 2 apresenta as curvas (teóricas e ajustadas) para obtenção do passo ótimo do sistema. As duas curvas apresentaram um máximo em torno de 4 cm. Adotou-se este valor para o passo do sistema por conveniência de usinagem mecânica.

As características do sistema empregado são dadas abaixo:

a) recipiente

- material: alumínio
- densidade: 2,7 g/cm³
- altura: 60,00 cm
- diâmetros: 63,66 cm
64,06 cm

- espessura: 0,20 cm

b) encamisamento do elemento combustível

- material: alumínio

- densidade: 2,7 g/cm³

- altura: 35,87 cm

- diâmetros: 2,79 cm

2,94 cm

- espessura: 0,075 cm

- peso médio: 124,8 g ± 1,6 g

c) combustível

- material: urânio metálico

- densidade: 18,9 g/cm³

- altura: 33,35 cm

- diâmetro: 2,6 cm

- massa: 3320 g

3.3 - Detetores

Foram utilizados dois tipos de detetores tipo BF₃, enriquecidos com 96% de B¹⁰:

a) Detetor Nancy Wood, com diâmetro externo de 5 cm e comprimento sensível de 25 cm.

b) Detetor Reuter Stokes (modelo 127 A), com diâmetro externo de 0,79 cm e comprimento sensível de 23,1 cm.

Os detetores tipo NW foram colocados em paralelo fora do recipiente. O detetor RS foi colocado dentro do recipiente, em duas posições: uma central e outra a 8 cm de centro, formando 30° com o feixe de neutrons, a fim de que este não incidisse diretamente sobre o detetor.

O controle visual dos pulsos do sistema foi feito com um osciloscópio Tektronix modelo 7504, de forma a evitar-se uma saturação dos detetores, em taxas de contagens muito elevadas, logo após o pulso de neutrons.

3.4 - Apresentação dos resultados

3.4.1 - Configurações estudadas

O estudo do sistema foi feito para três configurações distintas, par

tindo-se de um máximo de 54 elementos.

Os "bucklings" geométricos foram calculados pela fórmula

$$B_g^2 = \left(\frac{J}{R}\right)^2 + \left(\frac{H}{R}\right)^2 \quad (38)$$

$$\text{sendo } R = R_{\text{núcleo}} + \delta \quad (39)$$

$$H = H_{\text{núcleo}} + \delta \quad (40)$$

$$\text{onde } R_{\text{núcleo}} = \frac{Na}{\pi} .$$

N = número de elementos combustíveis de cada configuração.

a = área da célula unitária e igual a $\frac{3p^2}{2}$, em geometria hexagonal, sendo p o passo da malha considerada (≈ 4 cm).

δ = "reflector savings" ($\approx L_{H_2O} = 2,76$ cm).

A Tabela 1 apresenta os valores encontrados para cada configuração.

Configuração Parâmetro	1	2	3
	54 elementos	36 elementos	18 elementos
$B_g^2 (\text{cm}^{-2})$	0,0240	0,0310	0,0490
$1 + B^2 L^2$	1,44208	1,57102	1,90258
k_{ef}	0,638714	0,586292	0,484120
$\ell_0 (\text{s})$	$8,667 \times 10^{-5}$	$9,442 \times 10^{-5}$	$1,143 \times 10^{-4}$
$R_{\text{núcleo}} (\text{cm})$	15,43	12,60	8,90
$R (\text{cm})$	18,19	15,36	11,67
$H (\text{cm})$	38,87	38,87	38,87
$\alpha (\text{s}^{-1})$	6010	6880	8590
$k_0 = 0,921077$ $\beta = 0,65$ $\lambda = 0,085 \text{ s}^{-1}$ $L = 4,29 \text{ cm}$ $\ell_{ef} = 6,01 \times 10^{-5} \text{ s}$	$\Sigma_a = 0,067 \text{ cm}^{-1}$ $\Sigma_{tr} = 0,27 \text{ cm}^{-1}$ $V_0 = 2200 \text{ m/s}$ $V = \frac{2V_0}{\pi} = 2482 \text{ m/s}$		

Tabela 1: Valores encontrados para as configurações estudadas.

A análise dos resultados, para um grupo, é feita empregando-se o programa MQCLE (Mínimos Quadrados Com Combinação Linear de Exponenciais). Os erros de cada valor são funções tanto do erro do ajuste, como do comportamento das curvas da constante de decaimento, em função dos canais iniciais, retirados em análises sucessivas.

Os resultados da Tabela 1 evidenciam que, a um aumento do "buckling" geométrico tem-se um aumento na constante de decaimento. Entretanto, os valores experimentais são sempre menores que os seus valores teóricos correspondentes, devido ao efeito de esfriamento do espectro, em virtude da fuga preferencial dos neutrons rápidos em relação a neutrons mais rápidos.

3.4.2 - Análise e discussão dos resultados

O número de pontos iniciais tem grande influência nos resultados obtidos. Na Figura 3 apresenta-se a experiência de nº 4 com diferentes números de pontos (72, 88, 130 e 160 pontos) e com uma e duas exponenciais.

Pode-se verificar a separação das constantes em uma parte térmica e uma parte rápida (em análise para 160 pontos). A constante térmica concorda com seu valor para uma exponencial única, enquanto que a constante rápida apresenta um valor mais alto.

A Figura 4 apresenta as experiências com 54 elementos (nºs 2 a 9).

As experiências 2, 3, 4 e 6 mostram uma estabilização aproximadamente numa mesma faixa de valores, evidenciando que o detetor colocado na posição central ou lateral não altera sensivelmente os resultados obtidos. Na experiência nº 6, em que se mediu a constante com dois detetores (central e lateral), verifica-se que houve uma melhor estabilização.

Em todas as experiências com detetores externos, os valores de α ajustados foram bem menores (até 30%) que os fornecidos por detetores internos. Esta diferença não pode ser devido à perturbação do fluxo pelo detetor interno. Duas hipóteses podem ser formuladas:

- 1) A grande quantidade de moderador externo ao "núcleo" do sistema (onde há urânio) pode estar atuando como um "retardados" no vôo dos neutrons para o detetor;
- 2) O detetor externo pode estar vendo o sistema de uma forma global (e não um núcleo e um refletor), o que seria um sistema que se que somente de água ($\alpha_{\text{H}_2\text{O}} \approx 4850 \text{ s}^{-1}$).

A Figura 5 mostra uma experiência com detetores externos, analisada para uma, duas e três exponenciais (experiência 14). Na análise para duas exponenciais, a parte térmica é bem caracterizada, o mesmo não ocorrendo para a parte rápida, onde não se chegou à estabilização. Na análise para três exponenciais, não há uma evidência de estabilização. É conveniente mencionar que, devido à incerteza nos valores iniciais dos dados de entrada no computador, e por imposição dos próprios cálculos computacionais, há grandes dificuldades em se conseguir uma boa estabilização para três exponenciais.

A análise para três exponenciais visa principalmente avaliar a presença e o valor de uma constante de decaimento para todo o sistema de blindagem do gerador de neutrons (e que deveria ter um valor bem pequeno para α).

A Figura 6 apresenta as experiências com 18 elementos (experiências 15 a 18). As experiências 16, 17 e 18 foram tomadas com detetores internos e não apresentam grandes variações qualitativas com relação às experiências com um maior número de elementos (36 e 54 elementos combustíveis). A forma apresentada pela curva é a mesma e o valor estabilizado é menor, como era de se esperar, em virtude de uma menor criticalidade do sistema, ou seja, um sistema menos multiplicativo. A experiência 18, analisada com detetores externos e recobertos com cádmio, apresenta um valor de α bem próximo daquele da água pura, o que já era esperado, devido à pequena relação urânio/água.

A Figura 7 apresenta um grupo de experiências com 54 elementos e analisado para uma e duas exponenciais (experiências 19 e 22 e experiência 5). As experiências 19 e 20 foram tomadas com detetores externos. A experiência 10 apresenta uma tendência de estabilização a um valor muito baixo, e que já havia sido verificado em experiências anteriores. As experiências 21 e 22 (detetores com cádmio) não apresentaram resultados estabilizados. Neste grupo, a análise para duas exponenciais foi feita para as experiências 5, 20, 21 e 22. Na experiência 20, só foi possível separar a constante térmica.

As Figuras 8 e 9 mostram curvas analisadas com uma e duas exponenciais, para experiências com 54 elementos combustíveis. Observa-se que o valor ajustado para α (térmico) é em torno de 5000 s^{-1} , o que está em desacordo com as outras experiências de mesma configuração que apresentaram α (térmico) $\approx 6200 \text{ s}^{-1}$ (1)(2)(3)(4). A diferença é grande para ser explicada por variações ou ajuste de dados, mas pode ter origem devido às montagens do sistema (elementos mais "queimados", e portanto com maior quantidade de "veneno", sendo colocados mais ao centro, tenderiam a aumentar o valor de α e vice-versa).

Deu-se preferência aos valores $\alpha_t \approx 0200 \text{ s}^{-1}$, por serem os concordantes com os resultados teóricos.

Da Figura 10, pode-se observar os diferentes comportamentos das curvas de α , em função da posição do detetor. Ao se variar a posição do detetor, do centro do sistema para a periferia, a estabilização passa de um comportamento decrescente para crescente.

Finalmente, considerando-se que não haja neutrons retardados, e analisando-se para um único modo, pode-se estabelecer a seguinte equação matri

cial:

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} v_1 & 0 \\ 0 & v_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} R_1 & Q_2 \\ R_2 & Q_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{bmatrix} \quad (41)$$

$$\text{onde: } R_1 = - \left[\Sigma_{a1} + \Sigma_{12} + D_1 B_g^2 \right]$$

$$R_2 = - \left[\Sigma_{a2} + D_2 B_g^2 \right]$$

$$Q_1 = v \Sigma_{f2}$$

$$Q_2 = \Sigma_{12}$$

Esta equação apresenta dois autovalores correspondentes às constantes de decaimento dos neutrons térmicos e rápidos e representados pela seguinte expressão:

$$\alpha = \frac{V_1 R_1 + V_2 R_2}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{(V_1 R_1 - V_2 R_2)^2 + 4 V_1 V_2 Q_1 Q_2} \quad (42)$$

Desta forma, pode-se tirar o valor da velocidade dos neutrons rápidos, a partir da constante de decaimento, ou seja

$$V_1 = \frac{\alpha(V_2 R_2 - \alpha)}{R_1 \left[(V_2 R_2 - \alpha) - V_2 Q_1 Q_2 \right]}$$

Os valores de R_1 , R_2 , Q_1 e Q_2 são calculados pelos parâmetros fornecidos pelo código LEOPARD:

$$\Sigma_{a1} = 0,01185\ 975\ \text{cm}^{-1} \quad \Sigma_{a2} = 0,084\ 65338\ \text{cm}^{-1}$$

$$\Sigma_{12} = 0,02245097\ \text{cm}^{-1} \quad v\Sigma_{f2} = 0,096\ 34334\ \text{cm}^{-1}$$

$$D_1 = 1,1172533\ \text{cm}^{-1} \quad D_2 = 0,2620736\ \text{cm}^{-1}$$

A energia dos neutrons rápidos pode ser tomada indiretamente, pela sua velocidade, e sem considerações relativísticas, sendo $E = \frac{1}{2} m V_1^2$ com

$$m_n \text{ (massa do neutron)} = 1,6782 \times 10^{-24}\ \text{g}$$

Na Tabela 2 estão mostrados os valores de energia correspondentes às velocidades encontradas, verificando-se que se trabalhou dentro da faixa rápida. Na mesma tabela encontram-se os erros correspondentes à cada valor encontrado.

A Figura 11 apresenta um espectro de energia onde se conjugou a distribuição de Maxwell-Boltzmann, um comportamento $1/E$, um espectro de fissão e uma função tipo delta de Dirac, correspondente ao pulso do gerador de neutrons, com suas respectivas energias.

Nº Exp	Configuração (Nº de elementos)	α_r (s ⁻¹)	V ₁ (m/s)	E (ev)
02	1 (54 elementos)	16000 +3000 -3000	305473 257439 209406	487 346 229
03	1 (54 elementos)	16500 +2000 -2000	297467 265444 233422	462 363 284
04	1 (54 elementos)	16000 +1500 -1500	281456 257439 233422	414 346 284
05	1 (54 elementos)	15500 +1000 -1000	265444 249433 233422	358 325 284
10	2 (36 elementos)	11600 +600 -600	173632 165141 156651	157 142 128
11	2 (36 elementos)	13000 +2000 -2000	213255 184952 156651	237 179 128
12	2 (36 elementos)	14000 +700 -700	209010 199104 189198	228 207 187
13	2 (36 elementos)	17000 +2000 -2000	269862 241558 213255	380 305 237
15	3 (18 elementos)	11200 +100 -100	123717 122627 121537	80 79 77
21	1 (54 elementos)	18000 +3000 -3000	337496 289461 241427	595 438 304
22	1 (54 elementos)	14000 +1000 -1000	241427 225416 209406	304 265 229

Tabela 2: Valores de energia correspondentes às velocidades encontradas.
As experiências e as configurações acham-se mostradas na Tabela.

4 - CONCLUSÕES

O trabalho evidenciou que há possibilidade, com o método proposto, de separar-se os fluxos térmico e rápido. Logicamente, em virtude da baixa criticalidade do sistema, poderá ter havido mascaramento (por harmônicos superiores) dos fluxos rápido (epitérmico) e térmico.

De acordo com a Tabela 2, verifica-se que a energia decresce em função do sistema tornar-se mais moderado, ou seja, menos multiplicativo. Observa-se, também, que se trabalhou na faixa epitérmica de energia, exceto para experiências com um menor número de elementos.

Os resultados seriam mais significativos caso a criticalidade do sistema fosse aumentada (maior número de elementos combustíveis), o que não foi possível na presente investigação. Além disso, seria bem mais adequado empregar-se uma montagem com grafite visto que este moderador presta-se melhor ao trabalho com urânio natural.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- 1 - Borges, J.C., Neutrons Pulsados em Água, Tese de Mestrado, COPPE/UFRJ, 1972.
- 2 - Paiano, M.C. e Paiano, S., Pulsed Neutron Measurements in Water, IEA, 1958.
- 3 - Hesles, J.B.S., Medidas dos Parâmetros de Difusão em Dowtherm A, Tese de Mestrado, COPPE/UFRJ, 1972.
- 4 - Kepinski, A., Medidas dos Parâmetros de Termalização em Soluções Aquosas, Tese de Mestrado, COPPE/UFRJ, 1973.
- 5 - Garabedian, H.L. e Foderaro, A., A New Method for the Solution of Group Diffusion Equations, Nuc. Sc. Eng., 8, 44 (1960).
- 6 - Isbasescu, M. e Gheorghiu, E., Separation of Decay Constantes in Pulsed Neutron Experiments on a Subcritical Assembly using Space Modal Analysis, Revue of Roum. Physics, 20, 611 (1975).
- 7 - Beckurts, K.H., Reactor Physics Research with Pulsed Neutron Sources, Nuc. Instr. Meth., 26, 144 (1961).
- 8 - Garelis, E., Survey of Pulsed Neutron Methods, Karlsruhe, SM 62/58, 1965.
- 9 - Gozani, T., Modified Pulsed Source Techniques, Karlsruhe, SM 62/48, 1965.
- 10 - Garelis, E. e Russel, J.L.J., Theory of Pulsed Neutron Source Measurements, Nuc. Sc. Eng., 16, 263 (1963).
- 11 - Andrade Lima, R., Estudo de Sistemas Multiplicativos Urânio-Água pelo Método da Fonte Pulsada de Neutrons, Tese de Mestrado, COPPE, 1975.
- 12 - Gozani, T., A Modified Procedure for the Evaluation of Pulsed Source Experiments in Subcritical Reactor, Nucleonik, 4, 348 (1962).
- 13 - Garelis, E., Theory of Pulsing Techniques, Nuc. Sc. Eng., 18, 242 (1964).

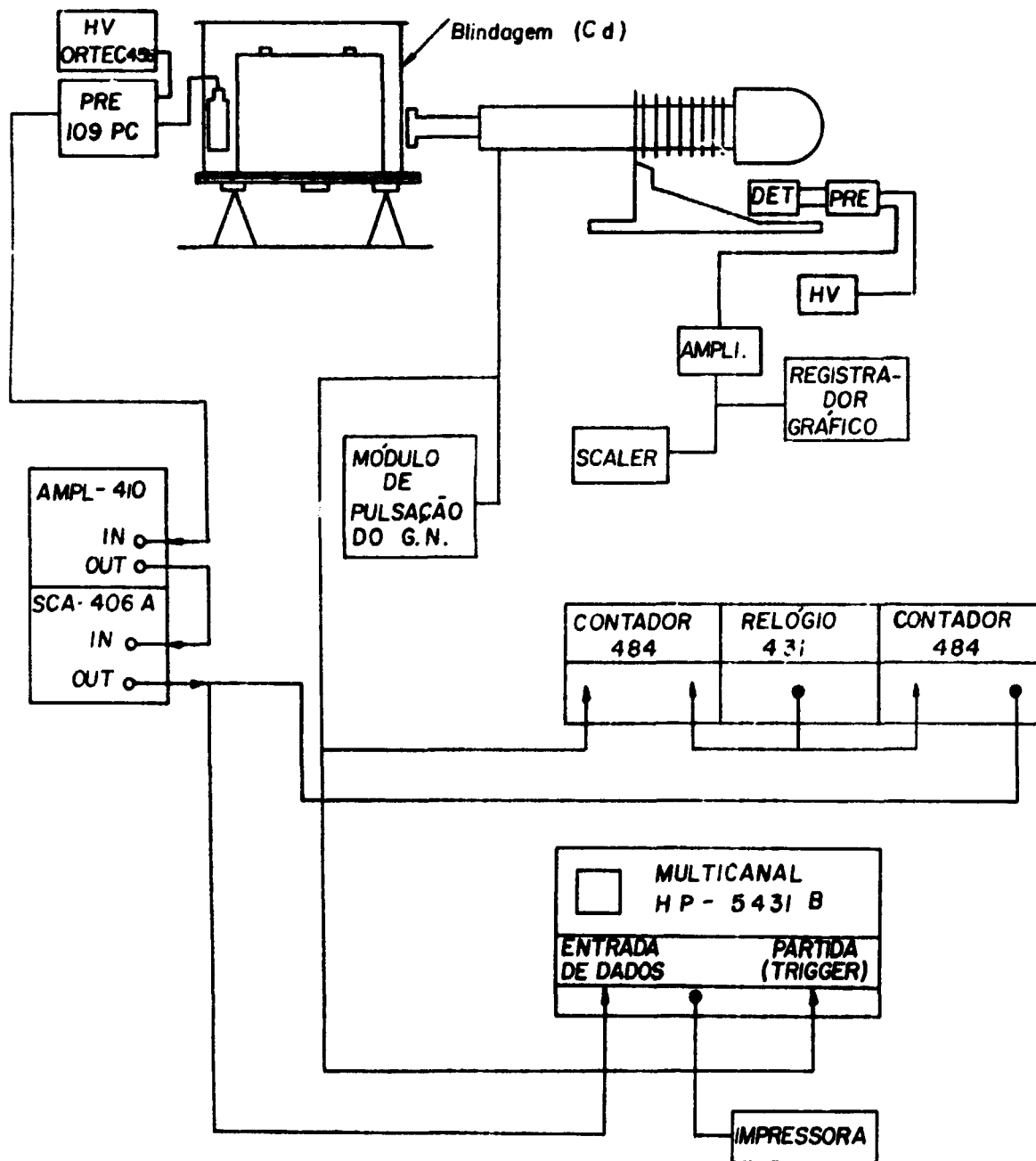


FIGURA 1 - Esquema da montagem dos equipamentos eletrônicos de controle e medida. Diagrama das ligações.

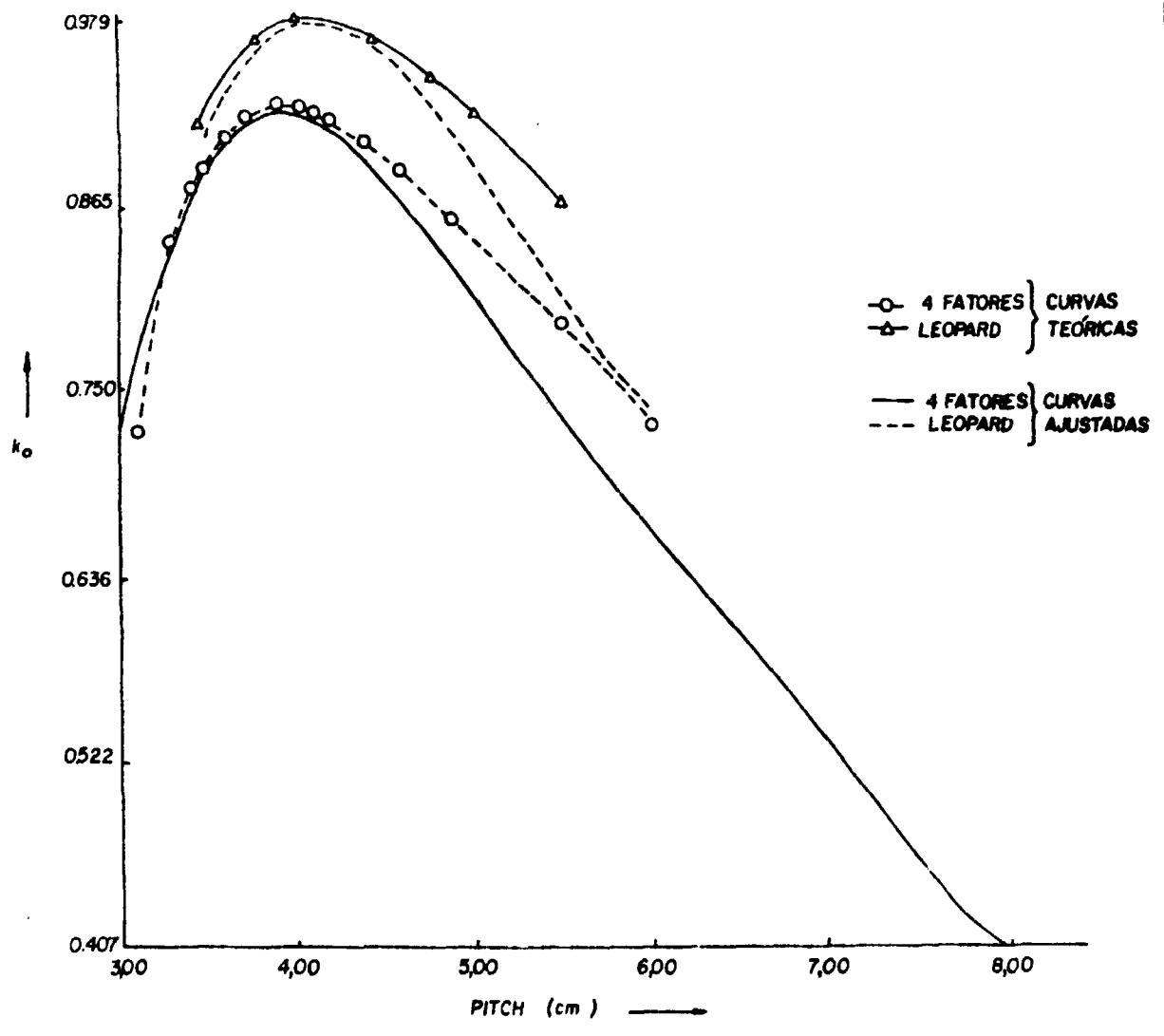


Figura - 2 : Curvas para obtenção do passo ótimo do sistema.

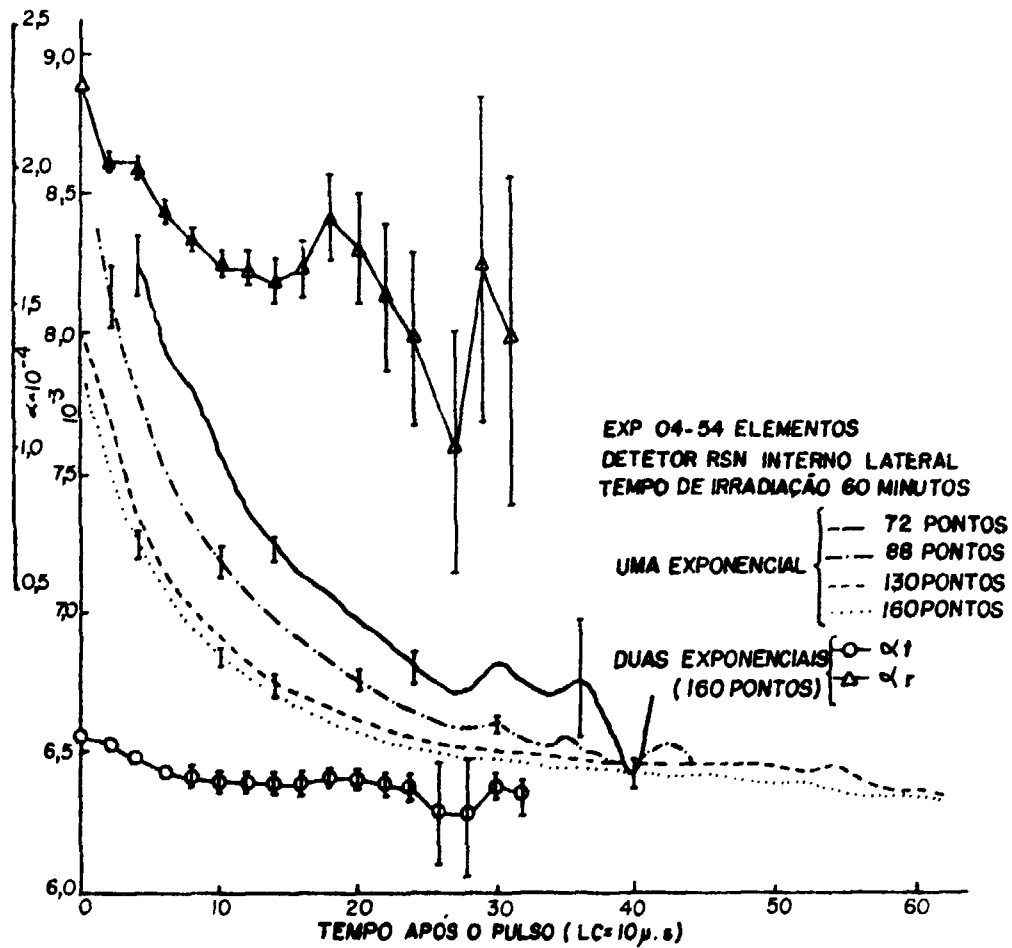


Figura 3 - Análise da experiência 04 para diferentes
 números de pontos (uma e duas exponenciais)

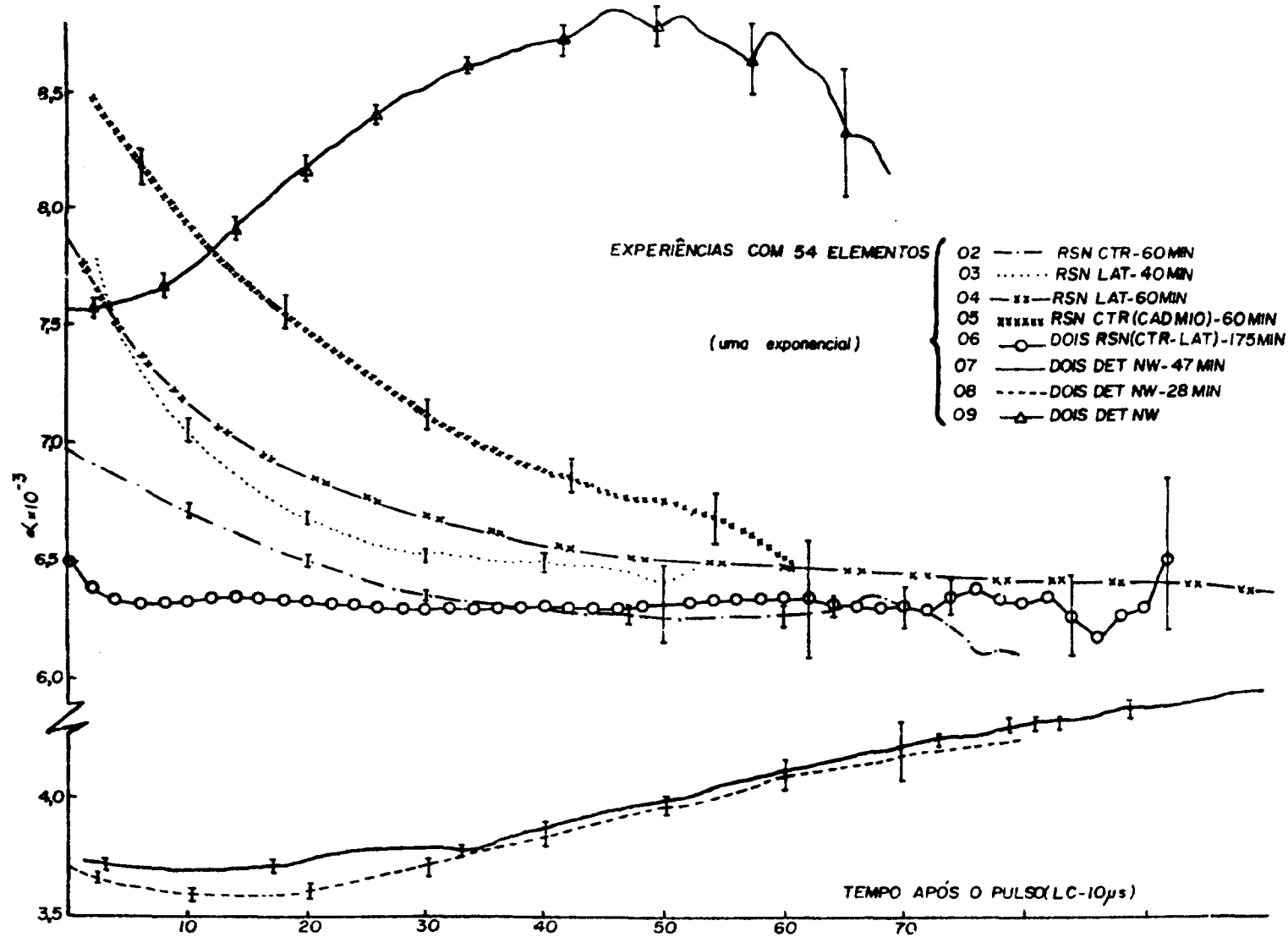


Figura 4 - Experiências 02 a 09 (54 elementos)

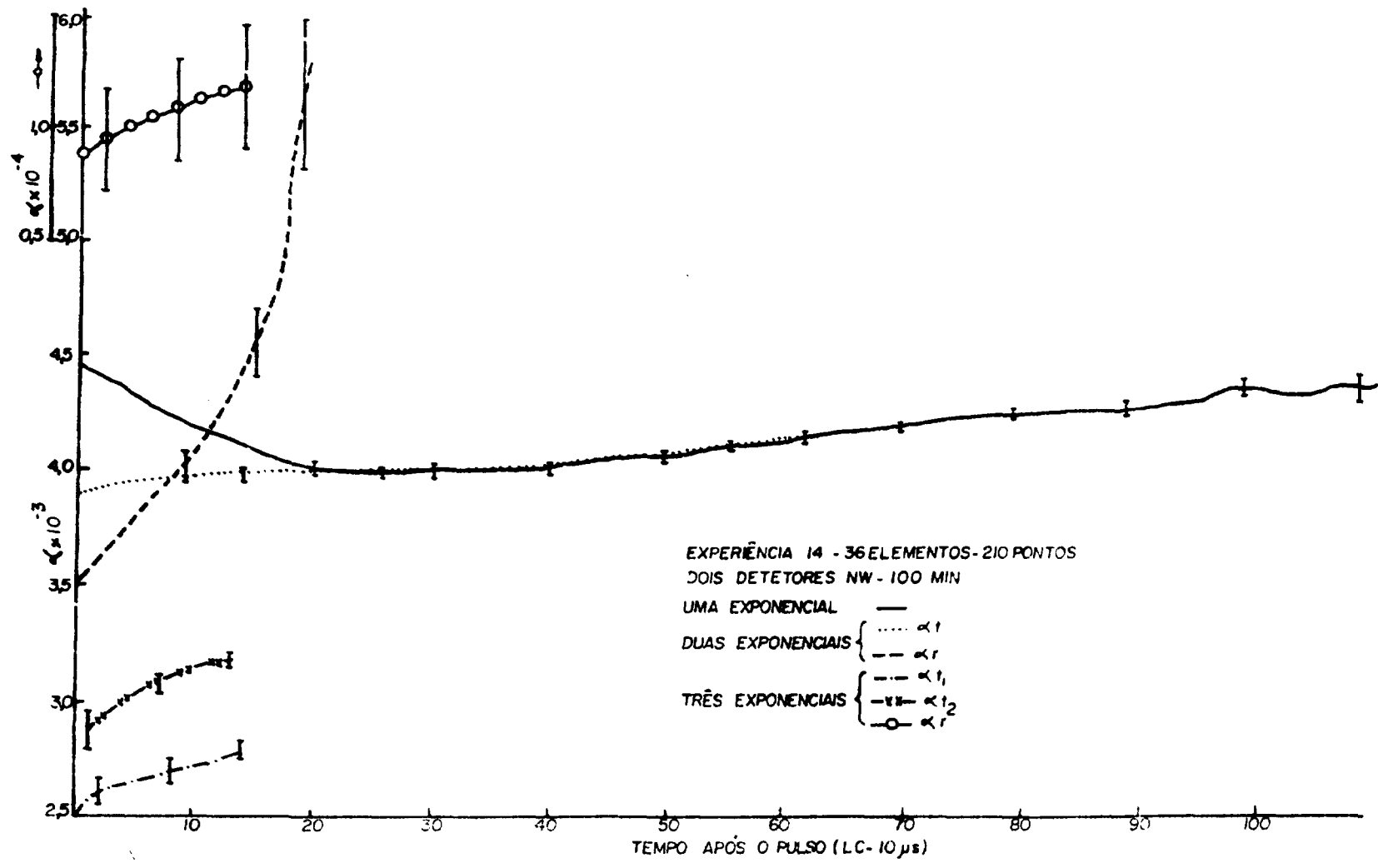


Figura 5 - Análise da experiência 14 para uma, duas e três exponenciais (detetores externos)

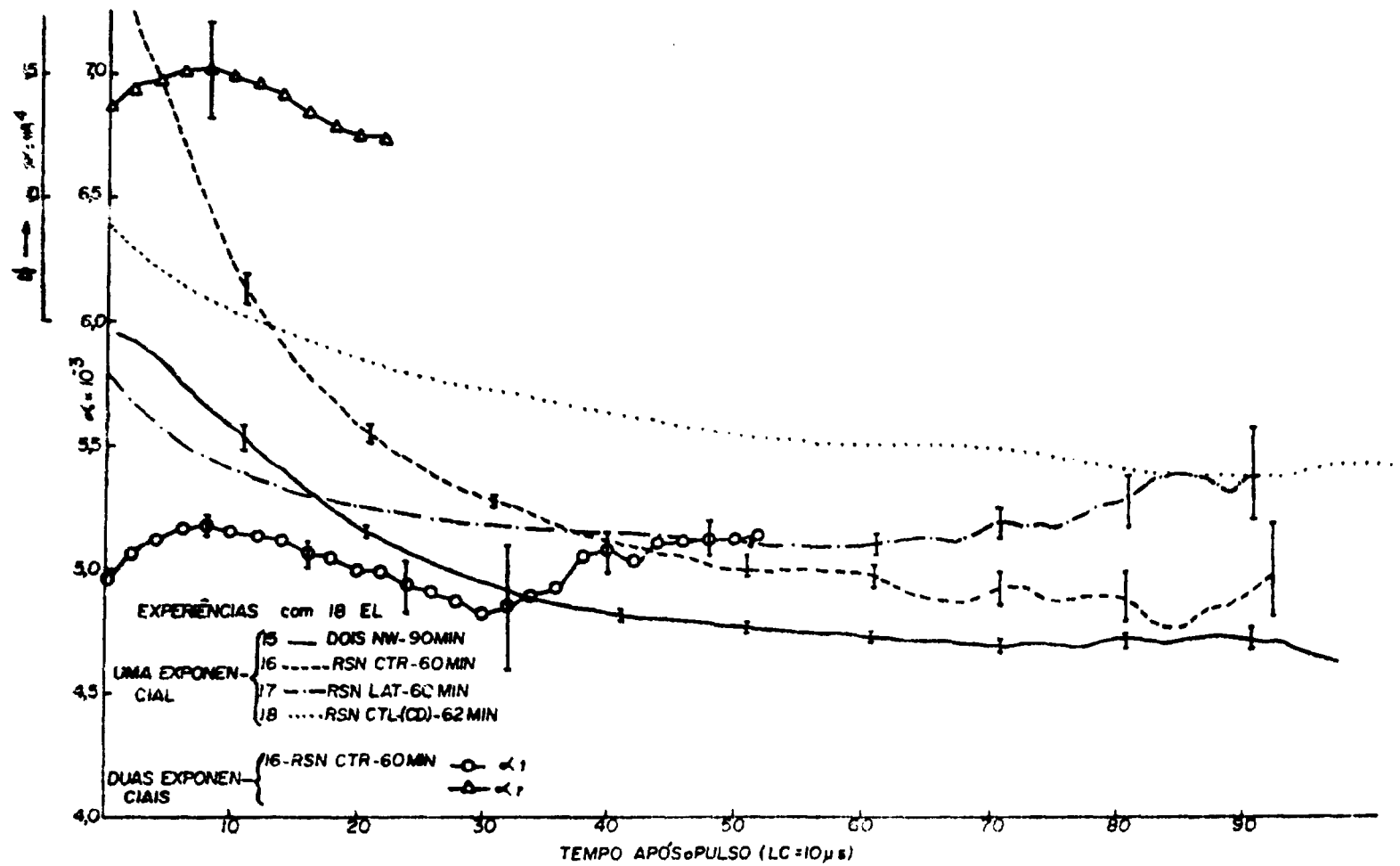


Figura 6 - Experiências 15 a 18 (18 elementos)

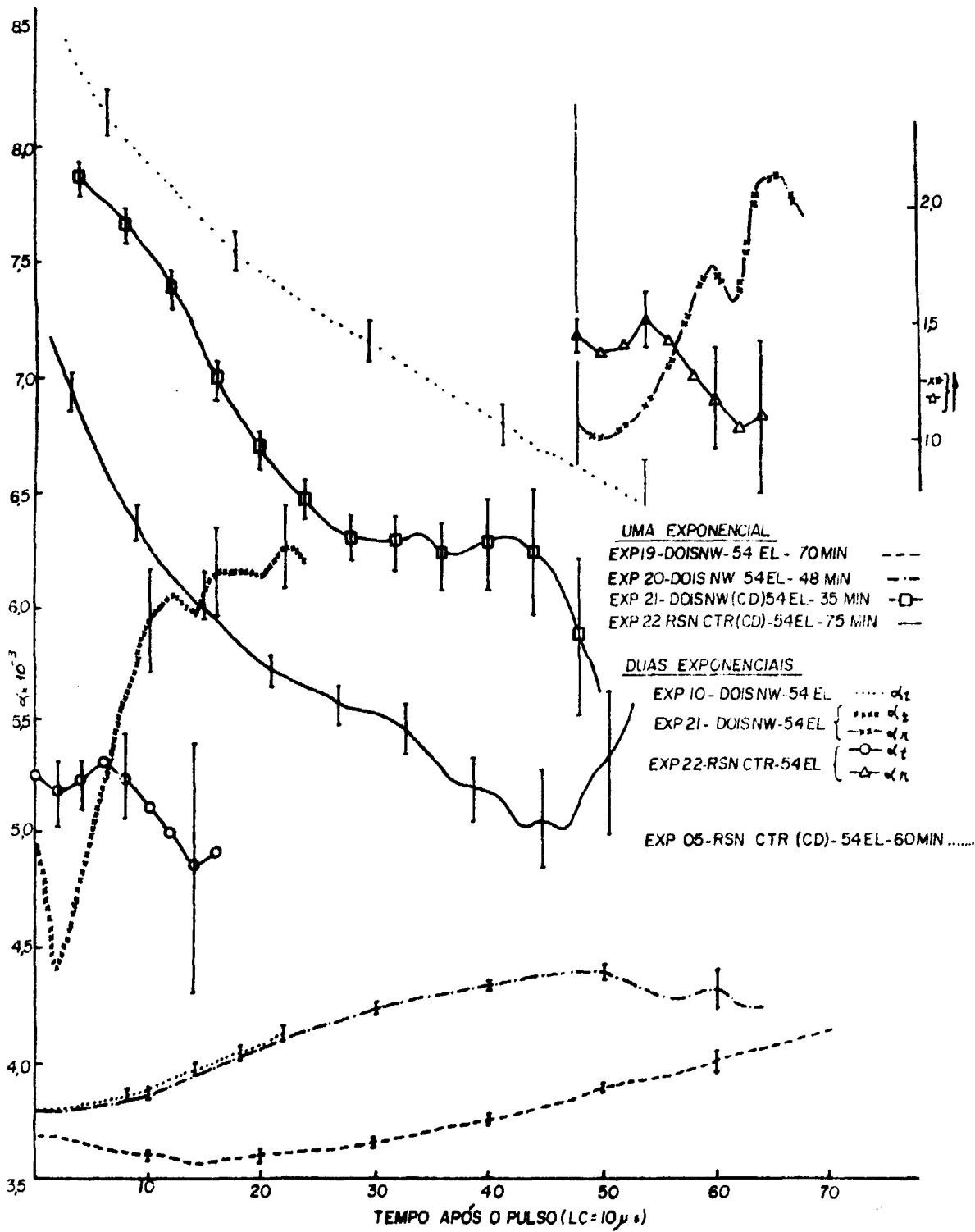


Figura 7 - Experiência 05 e 19 a 22
 (54 elementos)

EXPERIÊNCIAS COM 54 ELEMENTOS

UMA EXPONENCIAL

EXP 32 - RSN INT CENTRAL - 55 MIN

EXP 33 - RSN INT LATERAL - 105 MIN

○

EXP 34 - RSN INT LAT AO URÂNIO - 130 MIN

—

EXP 35 - RSN INT CTR (CÁDMIO) - 95 MIN

△

EXP 36 - DOIS NW - 90 MIN

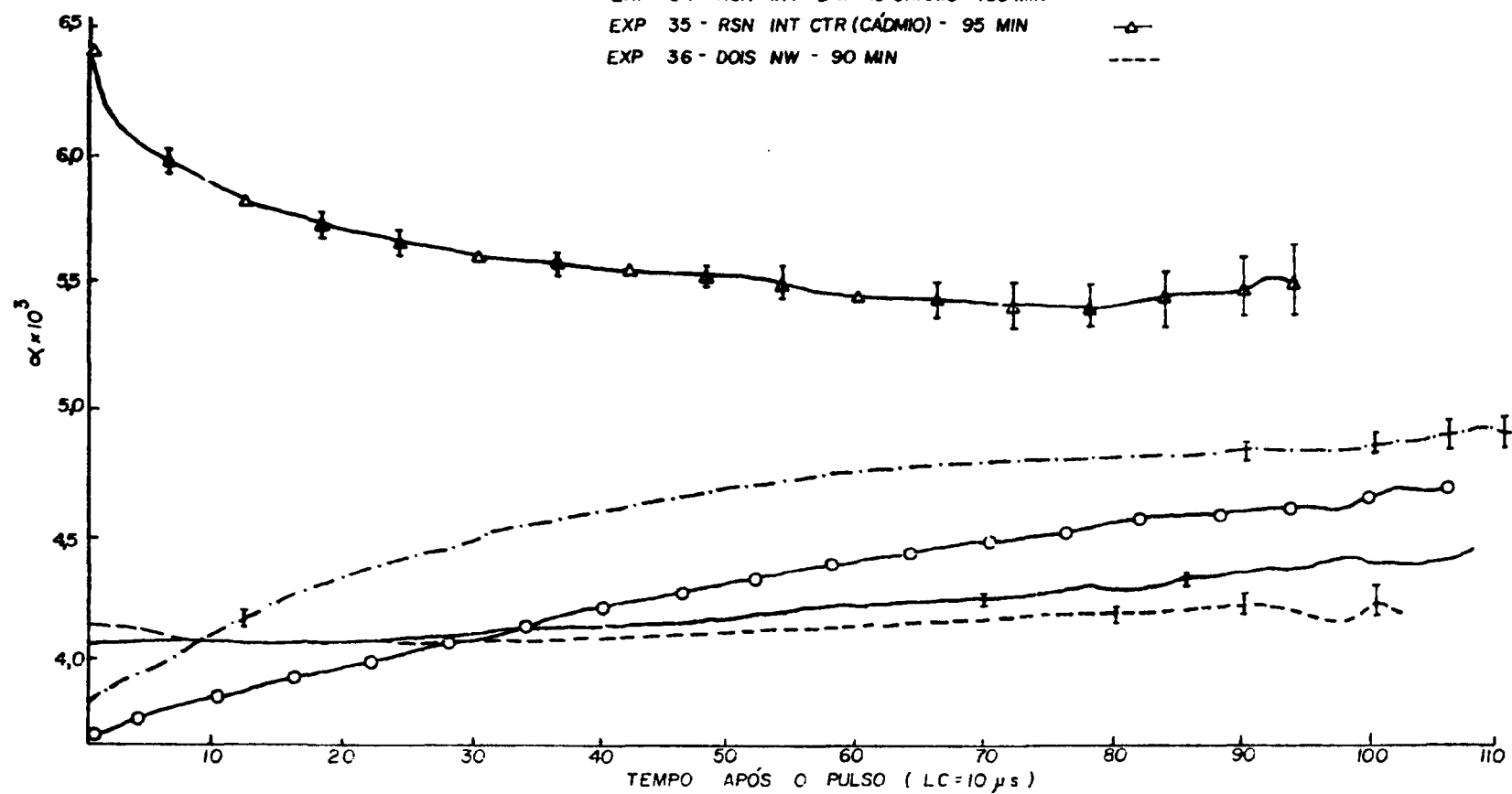


Figura 8 - Experiências 32 a 36 (54 elementos)

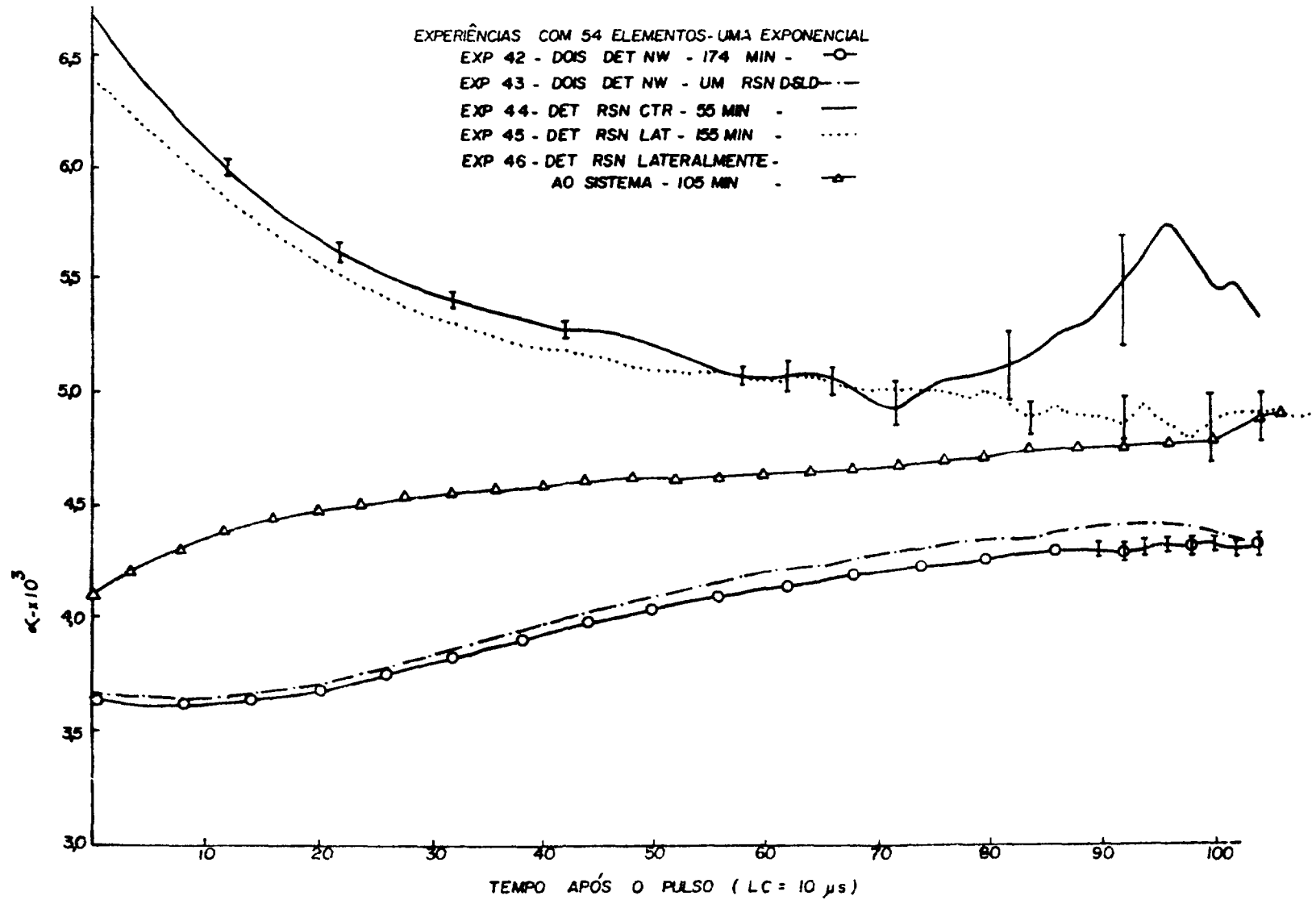


Figura 9 - COMPORTAMENTO DE α , EM FUNÇÃO DA POSIÇÃO DO DETETOR
(UMA EXPONENCIAL - 54 ELEMENTOS)

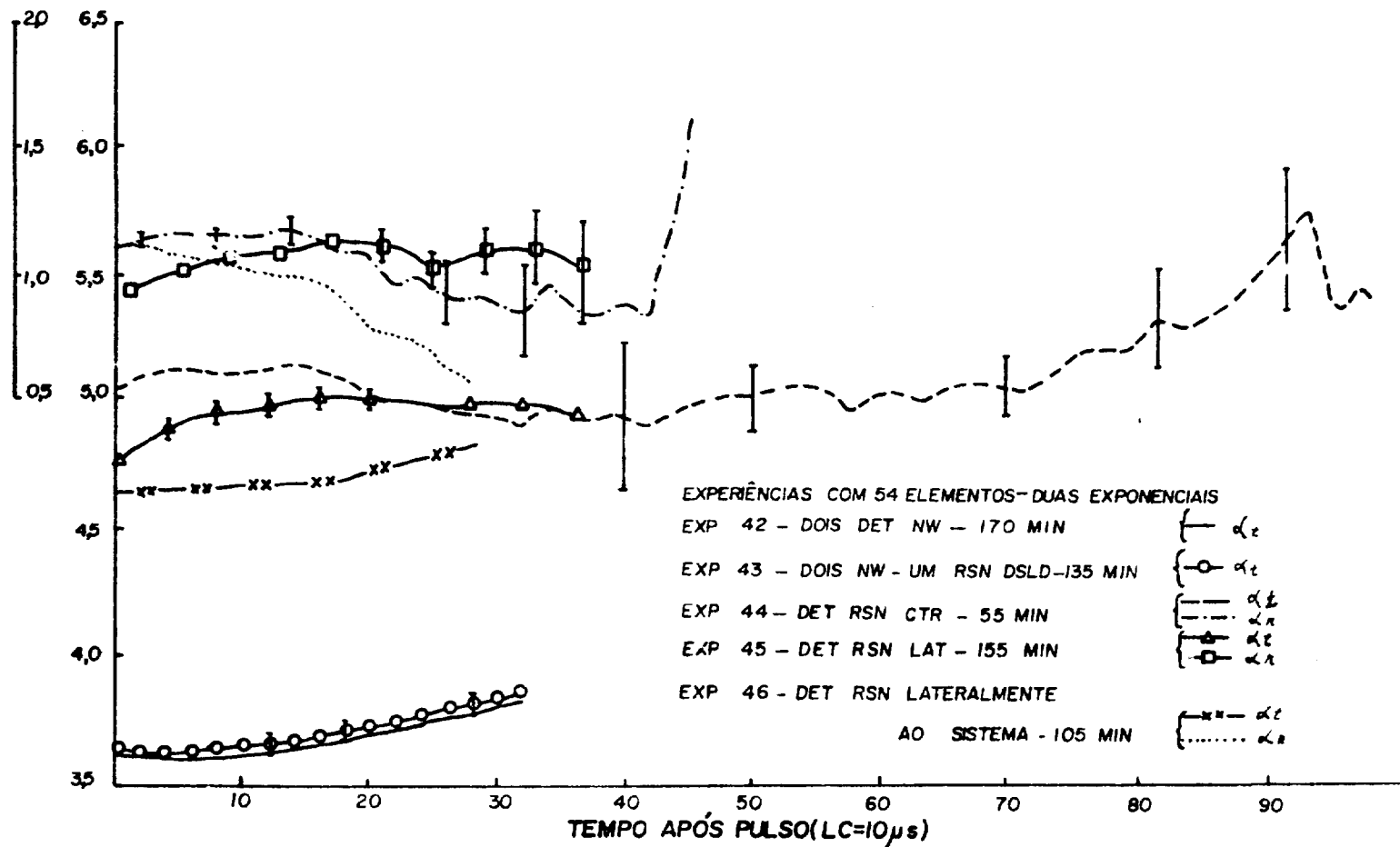


Figura 10 - Comportamento de α , em função da posição do detector.
(uma exponencial - 54 elementos)

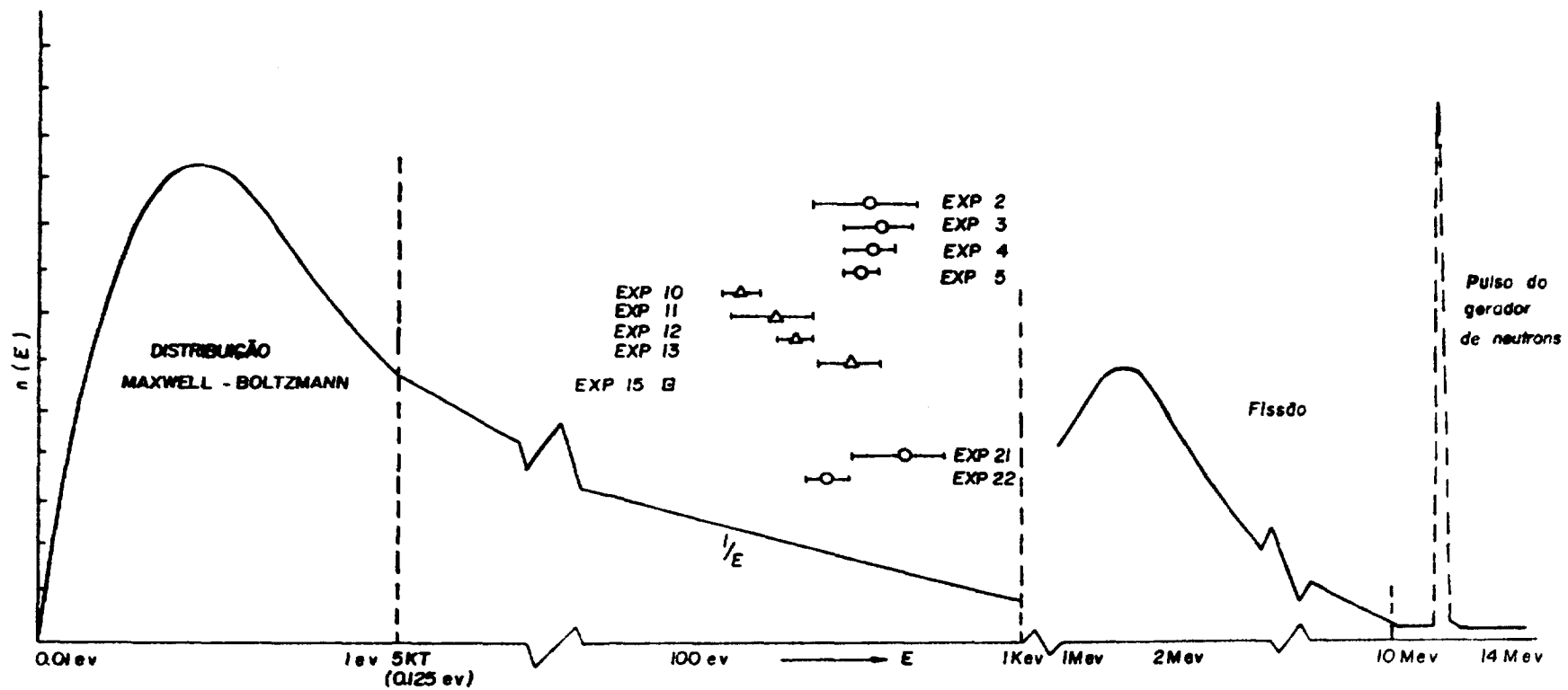


Figura 11 - Valores de energia (Tabela 4) obtidos em função das constantes de decaimento experimentais.