

MIRIAM PACHECO DE TOLEDO LEME

Orientador: Silvio Amari Hesdade

MEDIDA ABSOLUTA DO FLUXO DE NÊUTRONS LENTOS EM UM FEIXE COLIMADO.

APLICAÇÃO DO MÉTODO DE ATIVAÇÃO UTILIZANDO O OURO E O DISPRÓSIO



Dissertação apresentada à
Escola Politécnica da Universidade de São Paulo
para obtenção do título de "Mestre em Ciências"

1970

INSTITUTO DE ENERGIA ATÔMICA

A meus pais

A Luiz

A Cibelle

ÍNDICE

	<u>Pág.</u>
Agradecimentos	i
<u>INTRODUÇÃO</u>	1
 <u>CAPÍTULO I</u>	
ANÁLISE DO MÉTODO DE MEDIDA DO FLUXO DE NÊUTRONS LENTOS POR ATIVAÇÃO	6
I.1 - Generalidades	6
I.2 - Formalismo	8
I.3 - Fluxo de nêutrons abaixo do corte do Cádmiio	15
 <u>CAPÍTULO II</u>	
VARIAÇÕES TEMPORAIS E ESPACIAIS DO FLUXO DE NÊUTRONS. CORREÇÃO PARA EFEITO DE SOMBRA	17
 <u>CAPÍTULO III</u>	
ESTUDO DO ESPECTRO REAL E DAS SECÇÕES DE CHOQUE DE ABSORÇÃO DO OURO E DO DISPRÓSIO-164	23
III.1 - Espectro real do canal radial 10 do reator IEA-R1, abaixo do corte do Cádmiio	23
III.2 - Corte do Cádmiio	25
III.3 - Secções de choque do Ouro e do Disprósio-64 para a reação (n, γ)	28
III.4 - Avaliação da precisão nos parâmetros determinados	33
 <u>CAPÍTULO IV</u>	
MEDIDAS DAS ATIVIDADES DO OURO-198 E DO DISPRÓSIO-164	36
IV.1- Generalidades	36
IV.2- Medida da atividade do Ouro-198. Princípio do método de coincidência	37
IV.3- Medida da atividade do Disprósio-165	44
	./.

	<u>Pág.</u>
IV:4 - Dispositivo de irradiação	52
<u>CAPÍTULO V</u>	
CONCLUSÃO	54
<u>BIBLIOGRAFIA</u>	66

AGRADECIMENTOS

Agradeço ao Prof. Dr. Rômulo Ribeiro Pieroni, Diretor do Instituto de Energia Atômica, por ter proporcionado condições para o desenvolvimento de minhas atividades científicas e para a edição desta dissertação.

Agradeço em especial ao meu orientador Dr. Silvio Bruni Herdade pelo empenho com que acompanhou o desenvolvimento deste trabalho e pelas valiosas sugestões.

Agradeço à pesquisadora Cleide Renner, com quem tenho trabalhado desde o início de minhas atividades científicas na Divisão de Física Nuclear, pela inestimável colaboração prestada durante a realização deste trabalho.

Agradeço à Dra. Laís Pimenta de Moura por ter acompanhado a realização das medidas de atividade e pelas pertinentes sugestões e esclarecimentos.

Agradeço ao Dr. Roberto Fulfaro pelas discussões elucidativas no estudo do espectro de nêutrons.

Agradeço à Ms Lia Quéiroz do Amaral Riske pelo seu incentivo e valiosas sugestões no decorrer da redação deste trabalho.

Agradeço ao bolsista Fulvio Frossati pela realização dos desenhos e da capa, ao Serviço de Cálculo Analógico e Digital, à Srta. Odette Regina Delion pelo trabalho de datilografia e à Secção de Publicações pela impressão desta dissertação.

Agradeço ainda aos colegas dos diversos setores do IEA que contribuíram para o bom término deste trabalho.

Luiz Antônio de Oliveira

INTRODUÇÃO

O conhecimento da distribuição energética e do fluxo de nêutrons em reatores de pesquisa é essencial, principalmente para o estudo de danos de radiação em sólidos, determinação da evolução do combustível nuclear, cálculo de blindagens, medida de parâmetros nucleares, conhecimento da formação de radioisótopos, etc.

A detecção de nêutrons é feita através das reações nucleares que produzem radiações ionizantes, uma vez que sendo os nêutrons partículas eletricamente neutras não interagem com os detectores usuais de radiação.

Existem, bem desenvolvidos, dois métodos de detecção de nêutrons utilizando reações nucleares (^{64}Be) e que são:

- 1) - Detecção direta, no próprio campo de nêutrons, da radiação imediata proveniente da reação nuclear.

Os detectores diretos mais comuns são os de BF_3 , de ^3He e câmaras de fissão que utilizam respectivamente as reações $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$, $^3\text{He}(n, p)^3\text{H}$ e $X(n, \text{produtos de fissão})$, e

- 2) - detecção indireta através da medida da atividade de radionuclídeos formados pela reação com os nêutrons do campo.

Entende-se por campo de nêutrons a totalidade dos nêutrons de um meio, caracterizados por distribuições espaciais, temporais e energéticas. Esta nomenclatura é a utilizada por Beckurtz e Wirtz^(Be64) e foi adotada neste texto pela concisão com que exprime o conceito.

O segundo método é o chamado método de ativação e os nuclídeos utilizados são os detectores de ativação.

A detecção de nêutrons por ativação permite não só determinar-se o fluxo de nêutrons em relação a um padrão como também o fluxo absoluto de nêutrons.

Como existe um grande número de nuclídeos cujas seções de choque variam de diferentes maneiras com a energia dos nêutrons, as respostas destes detectores podem fornecer informações sobre a distribuição energética dos nêutrons do campo.

Em geral os detectores de ativação são empregados na forma de discos ou fios que devido às suas dimensões têm fácil acesso a locais de irradiação de reatores, ao contrário dos detectores do primeiro tipo.

Além disso, os detectores de ativação não são afetados pela radiação de fundo que acompanha a produção de nêutrons de um reator ao passo que os detectores do primeiro tipo são sensíveis a este tipo de radiação.

Alguns nuclídeos particularmente apropriados para a aplicação do método de ativação foram bem estudados, encontrando-se na literatura os parâmetros nucleares de interesse determinados com uma precisão compatível com as precisões obtidas nas demais determinações que o método envolve.

O conhecimento destes parâmetros com precisão, é importante, porque deles dependerá a precisão do método.

No presente trabalho foi realizada uma medida absoluta do fluxo de nêutrons de baixas energias, pelo método de ativação em um campo de nêutrons de geometria de feixe (canal de extração), o canal radial-10, do reator IEA-R1, na saída do qual o espectro de nêutrons é conhecido.

Foi utilizado o formalismo convencional desenvolvido na literatura ^{(Be64) (We58) (Ax63)}, para a medida absoluta do fluxo de nêutrons lentos e feita uma comparação com o fluxo de nêutrons determinado a partir do conhecimento do espectro real de nêutrons, do canal radial 10 ^(Fu70) do reator IEA-R1.

Os detectores de ativação utilizados para a determinação do fluxo foram o ouro e uma liga de disprósio-alumínio na forma de fôlhas.

O ^{197}Au é considerado como um nuclídeo padrão (Be64) (Pa67) (Ax66) (Ni66) devido às suas propriedades altamente favoráveis para a medida de fluxo de nêutrons lentos, encontrando-se na literatura os parâmetros envolvidos no método de ativação bem determinados (Go66) (Le67) (ND65) (We60) (Be64).

Como a atividade induzida em um material depende do tempo em que ele permanece no campo de nêutrons, isto é, depende do tempo de irradiação, é necessário dispôr-se de um tempo mínimo de irradiação tal, que permita a determinação da atividade com uma precisão melhor do que a precisão conhecida nos parâmetros nucleares de interesse.

Este tempo mínimo é função da meia-vida e da secção de choque do material e da intensidade do fluxo de nêutrons.

«Para a medida de fluxo de nêutrons lentos de baixa-intensidade (como é o caso de alguns canais de extração do reator IEA-RU) nem sempre é possível utilizar-se o Au pois não se atinge este tempo mínimo.

Desenvolveu-se então a utilização do Dy para a de -

terminação de tal fluxo de nêutrons ^{(Be64) (Da62) (UK68)}.

Entretanto não existe na literatura uma concordância entre os valores de certos parâmetros nucleares do Dy ^{(Be64) (Da62) (Da67) (Le67) (Co66)} o que torna a sua utilização pouco difundida.

Como em geral as medidas de fluxo de nêutrons são feitas no carôço de reatores, onde a intensidade do fluxo é alta, não houve a necessidade de se desenvolver plenamente, como é o caso do Au, a utilização do Dy como detector de ativação.

Foram utilizados no presente trabalho, os valores mais atuais dos parâmetros nucleares do Dy, encontrados na literatura ^{(Da67) (Sh61) (Le67)}, e feita uma comparação entre o fluxo de nêutrons lentos medido com o Dy e com o Au.

CAPÍTULO I

ANÁLISE DO MÉTODO DE MEDIDA DO FLUXO DE NÊUTRONS LENTOS POR ATIVAÇÃO

I.1 - Generalidades

O espectro de nêutrons de um reator térmico abrange um intervalo de energias bastante grande.

Do ponto de vista da determinação do fluxo de nêutrons pelo método de ativação é conveniente dividir-se o espectro em três componentes.

Ao se considerar estas três componentes automaticamente são introduzidas energias de corte, ou seja, determina-se os intervalos de energias que definirão estas componentes. Esta divisão, entretanto, não é única, dependendo do particular espectro de cada reator.

Encontra-se, muitas vezes, na literatura ^{(NF70) (Wei58)} os seguintes intervalos de energia para a classificação dos nêutrons de reatores térmicos (Figura 1):

	$E < 1$	ev	nêutrons térmicos
1 <	$E < 100$	Kev	nêutrons intermediários
	$E > 100$	*Kev	nêutrons rápidos

É comum chamar-se nêutrons epitérmicos aos nêutrons de energia acima da energia que separa as componentes térmica e intermediária.

Os nêutrons que pertencem às duas primeiras componentes são frequentemente chamados de nêutrons lentos.

É através da reação nuclear com estes nêutrons que se dá o processo de ativação.

Uma das reações nucleares mais comuns em reatores, envolvendo nêutrons lentos é a chamada reação (n, γ) ou de captura.

Pode ser demonstrado ^(Se65) que um nêutron lento ao ser capturado pelo núcleo de um átomo forma um núcleo composto em estado excitado que decai, com uma meia-vida de aproximadamente 10^{-14} seg ^(Se65), pela emissão de um ou mais raios γ .

Em alguns casos o processo (n, γ') leva a um nuclídeo estável, mas na maior parte das vezes o que se forma é um nuclídeo instável ou radionuclídeo (Be64) (Se65).

A reação (n, γ') pode então ser detectada observando-se a atividade do nuclídeo formado. Como em geral esta instabilidade se deve ao excesso de nêutrons no nuclídeo, este decai pela emissão de uma partícula β^- .

Baseando-se nisto é que se desenvolveu o estudo da detecção de nêutrons por ativação.

Para que um nuclídeo possa ser utilizado efetivamente, para a determinação do fluxo de nêutrons por ativação, é necessário que a sua secção de choque, para a reação (n, γ') , tenha um comportamento, em relação à energia, bem conhecido. Os nuclídeos cuja secção de choque varia inversamente com a velocidade dos nêutrons, isto é, obedecendo à lei $1/v$ (Se65) são extremamente convenientes para a detecção de nêutrons lentos.

I.2 - Formalismo

O espectro de nêutrons lentos de um reator pode ser escrito em termos da distribuição de fluxo em função da energia, ./.

Seja $d\bar{\Phi}(E) = \bar{\Phi}(E) dE$ a distribuição que descreve o comportamento dos nêutrons lentos em todo o intervalo de energia.

$\bar{\Phi}(E) dE$ é o número de nêutrons de energia entre E e $E+dE$ que por unidade de tempo atravessa uma área unitária.

O fluxo $\bar{\Phi}$ é dado por:

$$\bar{\Phi} = \int_0^{E_{\text{máx}}} \bar{\Phi}(E) dE = \frac{\text{número de nêutrons}}{\text{unidade de área} \times \text{unidade de tempo}}$$

O espectro $\bar{\Phi}(E)$, embora seja contínuo, pode ser escrito como a soma de duas componentes, definidas a partir de uma energia de corte E_c e de uma função de junção Δ :

Isto é:

$$\bar{\Phi}(E) dE = \bar{\Phi}_t(E) dE + \bar{\Phi}_{ep}(E) dE \quad (1.1)$$

onde

$\bar{\Phi}_t(E)$ é a distribuição térmica de nêutrons que pode ser escrita:

$$\bar{\Phi}_t(E) = F_t M_t(E) \quad (1.2)$$

./.

onde F_c é o fluxo térmico de distribuição $M_c(E)$

$\bar{\Phi}_{ep}(E)$ é a distribuição epitérmica que descreve o comportamento dos nêutrons a partir da energia de corte E_c e que pode ser descrita:

$$\bar{\Phi}_{ep}(E) = F_{ep} M_{ep}(E) \quad (I.3)$$

onde F_{ep} é o fluxo epitérmico de distribuição $M_{ep}(E)$

Δ é a função de junção das duas componentes definida por E_c , isto é, $\Delta = \Delta(E_c)$

A ativação A_M , por átomo, induzida pelo fluxo $\bar{\Phi}$ em um material M de secção de choque $\bar{\sigma}_M(E)$ é dada por

$$A_M = \int_0^{E_{\text{máx}}} \bar{\Phi}(E) \bar{\sigma}_M(E) dE \quad (I.4)$$

O intervalo de energias pode ser estendido até ∞ pois acima de $E_{\text{máx}}$ não existem nêutrons no espectro, isto é:

$$\int_{E_{\text{máx}}}^{\infty} \bar{\Phi}(E) dE = 0$$

Além disso, (quando se considerou espectro de nêutrons lentos) desprezou-se a contribuição para A_M dos nêutrons rápidos porque a secção de choque para a reação (n, γ') dos núclídeos utilizados como detectores é muito baixa nesta região do espectro. A equação (4) (1.4) fica:

$$A_M = F_t \left[\int_0^{\infty} M_T(E) \tilde{\sigma}_M(E) dE + \lambda \int_{E_c}^{\infty} \Delta M_{ep}(E) \tilde{\sigma}_M(E) dE \right] \quad (1.6)$$

onde λ é a intensidade relativa do grupo de nêutrons epitérmicos.

O que parece ser uma boa aproximação para descrever o comportamento dos nêutrons térmicos, é admitir-se que os nêutrons em equilíbrio térmico com o moderador, obedecem à uma distribuição Maxwelliana de densidade de nêutrons, à temperatura T do moderador (Be64).

A distribuição Maxwelliana de fluxo em função da energia é dada por:

$$M_t(E) = \frac{E}{E_p} \exp\left(-\frac{E}{E_p}\right) \quad (1.5)$$

onde E_p é a energia mais provável do espectro

Da mesma forma, ao comportamento dos nêutrons em processo de moderação, ou epitérmicos, pode-se atribuir uma distribuição in

versamente proporcional à energia dos nêutrons, ou seja, um espectro $1/E$ (Be64) (We58) (Vi70).

Desta forma a equação (1.5) fica:

$$A_M = F_t \left[\int_0^{\infty} \frac{E}{E_p^2} \exp\left(-\frac{E}{E_p}\right) \tilde{\sigma}_M(E) dE + \lambda \int_{E_c}^{\infty} \Delta \tilde{\sigma}_M(E) \frac{dE}{E} \right] \quad (1.6)$$

Para determinar-se os valores de F_t e λ pode ser empregado o método de diferença de Cádmiu (Be64) (We60).

Este método consiste em irradiar-se uma fôlha sem cobertura e uma com cobertura de Cd, idênticas, no mesmo fluxo de nêutrons.

O cádmiu é usado em medidas de ativação como absorvedor de nêutrons lentos. Sua alta secção de choque para absorção (-2500b) (Co66) combinada com uma ressonância em 0,178ev (Co66) produz um excelente filtro de nêutrons, isto é, o Cd praticamente absorve todos os nêutrons abaixo de uma energia de corte E_{Cd} efetiva, e deixa passar todos os nêutrons de energia acima de E_{Cd} . A energia de corte é tomada em geral no entôrno de 0,5ev (Be64) (We60) (Da67).

A ativação induzida pelo fluxo total de nêutrons em um material M será dada pela equação (1.6) e a induzida por nêutrons de

energia acima da energia E_{Cd} , no mesmo material, é dada por:

$$A_M^{Cd} = F_t \left[\int_{E_{Cd}}^{\infty} \frac{E}{E_p} \exp\left(-\frac{E}{E_p}\right) \tilde{\sigma}_M(E) dE + \lambda \int_{E_{Cd}}^{\infty} \Delta \frac{\tilde{\sigma}_M(E)}{E} dE \right] \quad (I.7b)$$

Subtraindo a equação (I.7) da equação (I.6), obtêm-se:

$$A_M^t = A_M - A_M^{Cd}$$

$$A_M^t = F_t \left[\int_0^{E_{Cd}} \frac{E}{E_p} \exp\left(-\frac{E}{E_p}\right) \tilde{\sigma}_M(E) dE + \lambda \int_{E_c}^{E_{Cd}} \Delta \tilde{\sigma}_M(E) \frac{dE}{E} \right] \quad (I.8)$$

Das equações (I.7) e (I.8), determinados E_{Cd} e E_c e conhecendo-se o comportamento da secção de choque do nuclídeo utilizado, determina-se F_t e λ .

As equações (I.7) e (I.8) podem ser escritas:

$$A_M^{Cd} = F_t (\hat{\sigma}_M + \lambda I_M) \quad (I.9)$$

$$A_M^t = F_t (\hat{\sigma}_M + \lambda J_M) \quad (I.10)$$

onde $\tilde{\sigma}_M^+$ e $\tilde{\sigma}_M^-$ são secções de choque efetivas para os respectivos espectros e I_M é chamada integral de ressonância e se encontra tabelada para diversos nuclídeos.

A energia de corte E_c pode ser obtida em função de E_p , isto é,

$$E_c = \mu E_p, \text{ donde } \Delta = \Delta(\mu E_p)$$

A constante μ depende do tipo do reator sendo que para reatores de água leve encontrou-se na literatura valores na entôrno de 5^{(We60) (Wea58) (Wei58)}.

Várias formas para a função Δ foram encontradas na literatura^{(We60) (Be64) (Wei58)} sendo que a função Δ_2 de Westcott^(We60) foi a utilizada no presente trabalho, por fornecer um bom ajuste das duas componentes do espectro e por ser centrada em $4,95 E_p$ ($\mu=4,95$). Esta função é dada por:

$$\Delta_2 = \frac{1}{1 + \left(\frac{4,95E}{E} - p\right)^2} \tag{I.11}$$

./.

I.3 - Fluxo de nêutrons abaixo do corte do cádmio

Na realidade, o que se pode determinar, sem necessidade de decompor o espectro em componentes e inferir distribuições, é o fluxo de nêutrons abaixo do corte do Cd, ou seja, o número de nêutrons de energias abaixo de E_{Cd} que por unidade de tempo atravessa uma área unitária.

O espectro real de nêutrons na saída do canal radial 10 do reator IEA-R.1, pode ser escrito:

$$\Phi_R(E)dE = F D(E)dE \quad (I.12)$$

onde $\Phi_R(E)$ é a distribuição real de fluxo, em energia, até E_{Cd}
 F é o fluxo de nêutrons, abaixo de E_{Cd} , de distribuição $D(E)$

A ativação induzida por átomo, em um material M de secção de choque $\sigma_M(E)$, por estes nêutrons é obtida através da diferença de Cd.

$$A_M^E = F \int_0^{E_{Cd}} D(E) \sigma_M(E) dE = A_M - A_M^{Cd} \quad (I.13)$$

Obtidos então F , λ e F , a precisão das inferências feitas para a dedução do formalismo anterior pode ser determinada.

A equação (I.13) pode ser escrita

$$A_M^E = F \hat{\sigma}_M^R \quad (I.14)$$

onde $\hat{\sigma}_M^R$ é a secção de choque efetiva do detetor para o espectro real.

CAPÍTULO II

VARIAÇÕES TEMPORAIS E ESPACIAIS DO FLUXO DE NÊUTRONS.

CORREÇÃO PARA O EFEITO DE SOMBRA

O método de medida de fluxo por ativação de fôlhas- embora seja bastante acessível, no sentido da facilidade com que as fôlhas são manipuladas e irradiadas, introduz incertezas que devem ser cuidadosamente estudadas.

Estas incertezas devem-se às variações temporais e espaciais do campo de nêutrons do reator.

Foi admitido que durante o tempo de irradiação das fôlhas não houve variação temporal na forma do espectro. Uma variação da intensidade do fluxo também não foi levada em consideração pois, caso haja, o que se mede é um fluxo médio durante o tempo de irradiação. Para evitar o efeito desta variação as irradiações foram feitas durante intervalos de tempos iguais e de longa duração em relação ao período de operação do reator.

As variações espaciais do espectro e fluxo de nêutrons são de dois tipos: gradientes e perturbações.

Gradientes são características do reator, isto é, de ponto para ponto o espectro e o fluxo variam, ao passo que perturbações são introduzidas pela presença do detector no campo de nêutrons.

Para se evitar os efeitos de gradiente é preciso que o arranjo experimental construído para as irradiações forneça reprodutibilidade, isto é, que as irradiações sejam feitas exatamente na mesma posição.

Devido a este efeito, convém ressaltar que o fluxo medido, por ativação de fôlhas, é o fluxo integrado na área da fôlha, ou melhor, é um fluxo médio sobre a área da fôlha.

O efeito de perturbação foi largamente estudado por diversos autores (Ba65) (So60) (Ha61) (Be64) (Ti51) (Ti51-a) encontrando-se o formalismo, para as correções de tal efeito, bem estabelecido. Nos trabalhos de Sola (So60) e Baumann e Stroud (Ba65) o efeito de perturbação de fluxo, foi considerado como sendo devido a dois efeitos principais:

- 1 - Efeito de sombra e
- 2 - Efeito de depressão de fluxo.

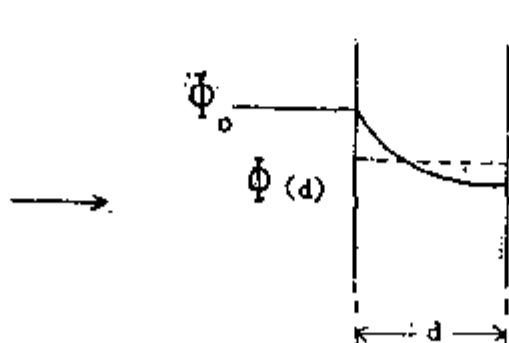
O efeito de sombra se processa no volume da própria fôlha. Os átomos das camadas mais externas absorvem nêutrons do feixe ϕ que faz com que este chegue com um número menor de nêutrons às camadas subsequentes de átomos. Devido à "sombra" que as camadas mais externas fazem sobre as camadas mais internas de átomos do detector o que se obtém é uma atividade "média" no volume da fôlha.

Este efeito depende do material e das dimensões da fôlha, bem como da geometria do campo de nêutrons.

Na ausência de quaisquer outros efeitos, o fator de correção G , para efeito de sombra é definido como:

$$G = \frac{\bar{\Phi}(d)}{\Phi_0}$$

Onde $\bar{\Phi}(d)$ é o fluxo médio no volume da fôlha de es pes su ra d e Φ_0 é o fluxo que atinge a superfície da fôlha, isto é, o fluxo na ausência da fôlha



A correção G para nêutrons monoenergéticos e geometria de feixe é dada por:

$$G = \frac{1 - e^{-x}}{x} \quad (\text{Ba65}) \quad (\text{II.1})$$

onde:

$$x = N \bar{\sigma} \delta \quad (\text{II.2})$$

com $N = \frac{N_0}{A}$, $N_0 = n_0$ de Avogadro

A = massa atômica do núcleo

$\bar{\sigma}$ = secção de choque de absorção do núcleo (em cm^2)

δ = densidade superficial da fôlha (em g/cm^2)

O valor de G deve ser determinado, no caso de um feixe de nêutrons não monoenergéticos, calculando-se o valor de $\bar{\sigma}(E)$ efetivo em todo o espectro de interêsse, ou seja, calculando-se:

$$\hat{\sigma} = \frac{\int_0^E \phi(E) \bar{\sigma}(E) dE}{\int_0^E \phi(E) dE} \quad (\text{II.3})$$

com $\hat{\sigma} = \bar{\sigma}(E)$ efetivo

portanto:

$$X = N \hat{\sigma} \delta$$

O efeito de depressão de fluxo depende não só da fôlha como do meio que a circunda, isto é, nas vizinhanças da fôlha há uma diminuição do fluxo de nêutrons devido ao espaço que ela ocupa e que deveria estar sendo ocupado pelo meio.

Além da presença da fôlha não permitir que haja espalhamento de nêutrons naquêle local, ela absorve êstes nêutrons.

Entretanto, como as irradiações foram feitas forado meio moderador, isto é, em geometria de feixe, êste efeito não ocorre^(Be65).

Além dêstes dois efeitos principais existem as correções para espalhamento de nêutrons na fôlha, para endurecimento do espectro e para ativação nas bordas da fôlha.

O efeito de espalhamento de nêutrons na fôlha^(Be64), isto é, o efeito que leva em conta os nêutrons que deveriam ser detectados como pertencentes ao feixe, mas são espalhados e retirados do feixe, é desprezível^(Be64), uma vez que os nuclídeos utilizados como detectores de ativação possuem secção de choque de espalhamento muito menor que a secção de choque de absorção.

O efeito de endurecimento do espectro é causado pela absorção preferencial de nêutrons de energias mais baixas, isto é, como os núclídeos utilizados possuem secção de choque mais alta para nêutrons de energias baixas (comportamento aproximadamente $1/v$) eles absorverão mais fortemente estes nêutrons. Isto faz com que em cada camada de átomos do material chegue um feixe de nêutrons, do qual foram retirados aqueles de energias mais baixas, com energia média mais alta. Este efeito foi calculado para as dimensões das fôlhas utilizadas no presente trabalho concluindo-se que neste caso o efeito de endurecimento é da ordem de 0,05%, desprezível em face às outras correções.

O efeito de ativação nas bordas das fôlhas é considerado apenas para uma geometria isotrópica do campo de nêutrons. No caso ideal de uma fôlha infinita, isto é, de diâmetro infinito, cada átomo do material tem igual probabilidade de ser atingido por nêutrons do campo. Quando a fôlha é finita os núcleos das bordas passam a pertencer à duas dimensões da fôlha, isto é, à sua superfície e à sua espessura, aumentando assim a probabilidade de serem atingidos pelos nêutrons do campo.

No caso de geometria de feixe (desde que ele seja bem colimado) os núcleos das bordas estão expostos aos nêutrons do feixe como fazendo parte apenas da superfície da fôlha. Este efeito, por tanto, não foi considerado.

CAPÍTULO III

ESTUDO DO ESPECTRO REAL E DAS SECCÕES DE CHOQUE
DE ABSORÇÃO DO OURO E DO DISPRÓSIO-164.

III.1- Espectro real do canal radial 10 do reator IEA-R1, abaixo do
corte do Cádmiu.

O espectro real do canal radial-10 do reator IEA-R1 foi obtido, em função do comprimento de onda dos nêutrons, através de um espectrômetro de cristal^(Pu70), e aos pontos experimentais entre 0,7 e 2,9 Å foi ajustada uma curva dada por^(Pu70):

$$\Phi(\lambda) d\lambda = 101,883 \lambda^{-4,61} \exp\left(-\frac{1,644}{\lambda}\right) d\lambda \quad (\text{III.1})$$

Como pode ser visto na Figura 2, abaixo de 0,7 Å os pontos experimentais não obedecem à expressão (III.1)

Em termos da energia dos nêutrons, a equação (III.1)

./.

fica:

$$\Phi(E) dE = B E^{0,805} \exp\left(-\frac{E}{0,0303}\right) dE \quad (\text{III.2})$$

com $B = 4672,941$

onde foi feita a transformação: $\lambda = \frac{0,286}{\sqrt{E}}$, equação esta que é válida a tê aproximadamente 0,15 ev.

A equação (III.2) é da forma $E^a \exp(-\frac{E}{b})$.

Sobre os pontos experimentais entre 0,11 ev e 0,3 ev foi feito um ajuste polinomial, obtendo-se o polinômio $P(E)$ de grau 5 (Fig. 3).

A determinação do polinômio foi feita através de um programa para computador que ajusta aos pontos experimentais o melhor polinômio fornecendo seu grau e os coeficientes. O polinômio encontrado foi:

$$P(E) = \sum_{i=1}^n a_i E^i$$

com:

$$\begin{aligned} a_0 &= 26,068 \\ a_1 &= 453,299 \\ a_2 &= 3202,837 \\ a_3 &= 11352,260 \\ a_4 &= 20061,970 \\ a_5 &= 14081,132 \end{aligned}$$

A distribuição $\bar{\Phi}_R(E)$ do Capítulo I (eq.I.13) fica:

$$\bar{\Phi}_R(E) = (B E^{0,805} \exp(-\frac{E}{0,0303}) + P(E)) \quad (\text{III.4})$$

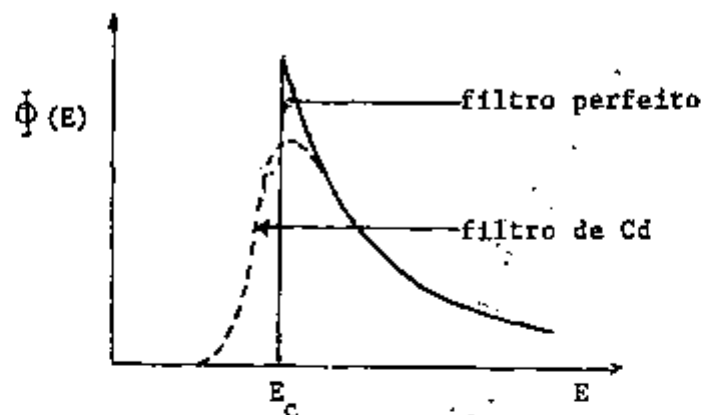
III.2 - Corte do Cádmiu

A energia E_{Cd} de corte do Cd foi determinada a partir do estudo feito por Dayton e Pettus^(Da57).

Estes autores consideram inicialmente um filtro perfeito, isto é, um filtro que absorve todos os nêutrons abaixo de uma certa energia E_c .

Quando um filtro de Cd substitui o filtro perfeito, a região de baixas energias do espectro incidente fica distorcida, como

mostra esquematicamente a Figura seguinte (Da57).



A energia de corte efetiva E_{Cd} , para um filtro de cádmio, é definida como a energia de corte E_c de um filtro perfeito, a partir da qual a absorção de nêutrons, pelo detector, é a mesma que a obtida com o filtro de cádmio.

E_{Cd} é função da espessura da folha de Cádmio, da geometria e do espectro energético do campo de nêutrons, e do detector.

O problema da determinação do efeito de sombra para um detector com cobertura de cádmio, utilizando a definição precedente de energia efetiva de corte, fica dividido em:

- 1) - determinação da absorção devida ao efeito de sombra para um detector coberto por um filtro perfeito e
- 2) - determinação da energia de corte efetiva E_{Cd} que produz a mesma absorção.

Os autores publicam dois gráficos onde se encontra E_{Cd} em função da densidade superficial, δ_{Cd} , do filtro de Cd, tendo como parâmetro o valor de $X = N \hat{d}$, (onde X tem o mesmo significado da equação (II.2)) e E_{Cd} em função de X, com δ_{Cd} como parâmetro, para geometria de feixe e espectro de nêutrons epitérmicos obedecendo à lei $1/E$ *distribuição*.

Analisando estas curvas conclui-se que uma variação de X entre 10^{-4} e 10^{-2} não acarreta uma variação em E_{Cd} . Como para os detectores utilizados X varia entre 4×10^{-4} e 8×10^{-3} consideramos para eles o mesmo valor de E_{Cd} . Além disso um deslocamento da energia a partir da qual se considera o espectro epitérmico e uma variação na sua forma não afetam significativamente o valor de E_{Cd} (Da57).

A maior dependência de E_{Cd} é então com a espessura do filtro de Cd.

Para a folha de Cd utilizada nas irradiações, de densidade superficial $0,439 \text{ g/cm}^2$, o valor de E_{Cd} encontrado foi:

$$E_{Cd} = 0,34 \text{ ev.}$$

III.3 - Secção de choque do Ouro e do Disprósio-164 para a reação (n,γ)

Como o espectro de nêutrons varia de reator para reator, convencionou-se determinar os parâmetros envolvidos nas determinações de espectro e fluxo de nêutrons térmicos, em função de um espectro básico.

O espectro térmico básico^{(Hu58) (Be64) (We60)} adotado é uma distribuição Maxwelliana de densidade de nêutrons, de velocidade mais provável $v_0 = 2200$ m/seg.

A secção de choque $\tilde{\sigma}_0 \doteq \tilde{\sigma}(v_0)$ é a que se encontra normalmente tabelada.

O comportamento da secção de choque do Au para a reação (n,γ), segue bem de perto a lei 1/v até aproximadamente 0,1 eV^(Go66). Entre 0,1 eV e 0,34 eV (energia de corte do Cd) a secção de choque se desvia ligeiramente do comportamento 1/v, e em 4,9 eV^{(We60) (Da67)} apresenta sua ressonância principal.

As curvas de $\tilde{\sigma}(E)$ da publicação BNL-325 segunda edição (1958), Westcott^(We60) ajustou para diversos nuclídeos (sem levar em consideração o significado físico dos parâmetros), curvas do tipo:

$$\tilde{\sigma}(E) = \left(a + \sum_{i=1}^n \frac{c_i}{b_i + (E - E_i)^2} \right) \frac{1}{\sqrt{E}} \quad (\text{III.5})$$

./.

obtendo para o Au (considerando apenas a ressonância principal) os seguintes valores dos parâmetros:

$$\begin{aligned} a &= 0 \\ n &= 1 \\ c_1 &= 373,5 \\ b_1 &= 0,005 \\ E_1 &= 4,9 \end{aligned}$$

Este ajuste é mostrado na Fig. 4. Obtém-se com este ajuste o valor $\tilde{\sigma}_0 = 98,7$ barns que concorda com os valores publicados por diversos autores (Go66) (Da67) (Be64).

A secção de choque de captura do ^{164}Dy desvia-se da lei $1/v$ para energias maiores que alguns décimos de ev (Sh61).

No trabalho de Damle (Da67) que consiste em analisar e seleccionar os melhores valores para secções de choque de captura de diversos núclídeos, encontrou-se o seguinte ajuste para os pontos experimentais obtidos entre 0,06 ev e 2 ev por Sher (Sh61).

$$\tilde{\sigma}_{^{164}\text{Dy}}(E) = \frac{a}{\left[1 + \left(\frac{E-E_i}{b} \right)^2 \right]} \frac{1}{\sqrt{E}} + \frac{\Delta \tilde{\sigma}}{\sqrt{E}} \quad (\text{III.6})$$

./.

$$\begin{aligned} \text{com } a &= 5884,584 \times 10^3 \\ E_i &= 1,89 \\ b &= 0,083 \end{aligned}$$

valores estes determinados por Sher et al^(Sh61).

A função $\Delta \sigma$ é determinada a partir do conhecimento de σ_0 , isto é, obriga-se o ajuste a passar por este ponto. Danile fornece para σ_0 o valor 2550 barns que está de acordo com os valores obtidos por outros autores^{(Sc66) (Se47) (Da62)}, embora valores mais altos, variando entre 2700 e 2800 barns, tenham sido encontrados na literatura^{(Go66) (Be64) (ND65)}.

$$\text{Obteve-se } \Delta \sigma = 5,36$$

Este ajuste é mostrado na Fig. 4.

De posse destes dados calculou-se as secções de choque efetivas, $\tilde{\sigma}_{Au}^R$ e $\tilde{\sigma}_{Dy}^R$ do Au e do ^{164}Dy , respectivamente, para o espectro real, utilizando-se a distribuição $\Phi_R(E)$ normalizada (isto é, $D(E)$).

Tem-se então que:



$$\tilde{\sigma}_{Au}^R = \int_0^{0,34} D(E) \tilde{\sigma}_{Au}(E) dE = 87,73 \text{ barns} \quad (\text{III.7})$$

$$\tilde{\sigma}_{Dy}^R = \int_0^{0,34} D(E) \tilde{\sigma}_{164Dy}(E) dE = 2223 \text{ barns} \quad (\text{III.8})$$

Para a aplicação do formalismo desenvolvido no Capítulo I dois procedimentos podem ser considerados: ajustar-se uma distribuição Maxwelliana através do pico da distribuição real, e ajustar-se uma Maxwelliana para o parâmetro "a", da distribuição real, igual a 1.

No primeiro caso tem-se:

$$E_p = E_{\text{pico}} = 0,0244 \text{ ev}$$

$$\text{e portanto } M_t(E) = \frac{E}{(0,0244)^2} \exp\left(-\frac{E}{0,0244}\right) \quad (\text{III.9})$$

e ainda

$$\Delta_2 = \frac{E_p}{1 + \left(\frac{E_p}{E}\right)^2}, \text{ que tende para 1, para valores}$$

da energia maiores que E_{Cd} .

Analogamente, no segundo caso tem-se:

./.

$$E_p = 0,0303 \text{ ev}$$

$$\mu E_p = 0,15 \text{ ev}$$

$$e \quad {}^1M_t(E) = \frac{E}{(0,0303)^2} \exp\left(-\frac{E}{0,0303}\right) \quad (\text{III},10)$$

Para o cálculo dos parâmetros dependentes do espectro ideal, desenvolvido no Capítulo I, desprezou-se a $\int_0^{\infty} M_t(E) dE$, pois a Maxwelliana está praticamente toda contida no intervalo de 0 a 0,34 ev.

De fato:

$$\int_0^{\infty} M_t(E) dE = 1,00001 \int_0^{0,34} M_t(E) dE$$

e análogamente para a distribuição ${}^1M_t(E)$.

Além disso a secção de choque dos detectores utilizados cai com a energia, o que por maior razão, torna a integral da equação (I.7) desprezível, isto é: $\int_0^{\infty} M_t(E) dE \approx 0$ (eq. I.9).

Desta forma calculou-se os valores dos parâmetros das equações (I.9) e (I.10) do capítulo I, obtendo-se:

- 1) - para o espectro total, de distribuição Maxwelliana na região terminal, centrada em 0,0244 ev:

$$\begin{aligned}\tilde{\sigma}_{\text{Au}} &= 89,61 \text{ barns} \\ J_{\text{Au}} &= 43,52 \text{ barns}\end{aligned}\tag{III.11}$$

2) - para o espectro total, de distribuição Maxwelliana na região térmica centrada em 0,0303 ev:

$$\begin{aligned}{}^1\tilde{\sigma}_{\text{Au}} &= 80,71 \text{ barns} \\ {}^1J_{\text{Au}} &= 32,19 \text{ barns}\end{aligned}\tag{III.12}$$

III.4 - Avaliação da precisão nos parâmetros determinados

O cálculo das integrais das equações (I.7), (I.8) e (I.13) foi feito utilizando a regra de integração numérica de Simpson impondo-se um erro de 0,1%. Em face dos demais erros introduzidos no método, estas integrais foram consideradas exatas.

A função que descreve o comportamento da secção de choque do Au (eq.III.5) foi ajustada, segundo o autor^(We60), com uma incerteza de 0,25% que significa o desvio nas secções de choque calculadas, dos valores experimentais.

./.

No caso do ^{164}Dy , o autor^(Sh61) ajustou por mínimos quadrados, entre 0,6 e 1 ev, a curva reproduzida na Figura 4, indicando que o desvio nos pontos calculados, dos pontos experimentais, é menor que 1%. Acima de 0,6 ev considerou-se a secção de choque, variando segundo a lei $1/v$, passando por $\tilde{\sigma}_0 = 2550$ barns.

Damle^(Da67) dá para o erro em $\tilde{\sigma}_0$, 50 barns, o que dá um erro percentual de 2%, que foi o erro na secção de choque efetiva considerado.

Para a função que descreve a distribuição espectral real, $\Phi_R(E)$, considerou-se o erro no parâmetro $\lambda_0 = 1,644$, dado pelo autor^(Fu70) isto é:

$$\lambda_0 = (1,644 \pm 0,020) \text{ \AA}$$

o que dá para a energia correspondente o valor:

$$E_0 = (0,0303 \pm 0,0007) \text{ ev}$$

e para a energia do pico o valor:

$$E_p = (0,0244 \pm 0,0005) \text{ ev}$$

O erro em $P(E)$, isto é, o desvio do ajuste polinomial, dos pontos experimentais é de 0,4%, e foi desprezado.

Levando-se em conta esses erros obteve-se os resultados da tabela 1

TABELA 1

	Espectro real D(E)	Espectro ideal ($E_p = 0,0244$ ev)	Espectro ideal ($E_p = 0,0303$ ev)
Dy (barns)	2223 ± 92	-	-
Au (barns)	$87,73 \pm 3,15$	$89,61 \pm 1,41$	$80,71 \pm 1,71$
(*) I (barns)	-	1561 ± 50	1561 ± 50
J (barns)	-	$43,52 \pm 1,01$	$32,19 \pm 0,82$

(*) O valor de I foi determinado calculando-se a $\int_{0,34}^{0,5} \tilde{\sigma}_M(E) \frac{dE}{E}$,
 uma vez que a integral de ressonância tabelada
 (Da67) tem como extremo inferior 0,5 ev, sendo o seu valor
 (1550 ± 50) barns.

CAPÍTULO IV

MEDIDAS DAS ATIVIDADES DO OURO-198 E DO DISPRÓCIO-164

IV.1 - Generalidades

A atividade saturada ou ativação A , de um detector, que é igual à taxa de formação ou número de núcleos radicativos formados, por captura de nêutrons por unidade de tempo, na ausência do efeito de sombra, é dada por: (Be64)

$$A = \Phi N \tilde{\sigma}_M \quad (IV.1)$$

onde Φ é o fluxo de nêutrons $\left(\frac{\text{nêutrons}}{\text{cm}^2 \text{ seg}}\right)$

N é o número total de átomos do detector

$\tilde{\sigma}_M$ é a secção de choque efetiva do detector

Se Δt_i é o intervalo de tempo durante o qual o detector ficou exposto ao fluxo de nêutrons, (tempo de irradiação) e Δt_e

./.

o intervalo de tempo decorrido desde o final da irradiação, isto é, a partir do instante em que o detector foi retirado do campo de nêutrons, a atividade A^* do detector será dada por ^(Be64):

$$A^* = A(1 - e^{-\lambda t_i})e^{-\lambda t_e} \quad (IV.2)$$

onde λ = é a constante de decaimento do radionuclídeo formado.

A atividade A^* do detector é obtida através das contagens das radiações de desintegração em um sistema de contagens conveniente.

IV.2 - Medida da atividade de Ouro-198 - Princípio do método de coincidência

O método de medida absoluta de atividade que fornece a melhor precisão no caso de detectores de ativação, é o que utiliza o sistema de coincidência $4\pi \beta - \gamma$, (Ca59) (Ba66) (Mo69) desde que o esquema de desintegração do radionuclídeo formado seja conveniente.

No que segue, o termo detector de ativação será substituído pelo termo -fonte-, comumente usado nas medidas de atividade.

Para o caso ideal de uma fonte pontual, esquema de

desintegração simples, isto é, emissão simultânea de uma partícula β e um fóton, e para contadores sensíveis a apenas uma das radiações o método é o que segue (Mo69) (Ca59) (Ba66).

Se A^* é a atividade real da fonte

N_β " as contagens observadas no registrador do canal β ,
de eficiência ϵ_β

N_γ " as contagens observadas no registrador γ do canal γ ,
de eficiência ϵ_γ

tem-se que:

$$\begin{aligned} N_\beta &= A^* \epsilon_\beta \\ N_\gamma &= A^* \epsilon_\gamma \end{aligned} \tag{IV.3}$$

No registrador do canal de coincidência, de eficiência ϵ_c , serão registradas N_c contagens correspondentes aos pulsos simultâneos dos canais β e γ .

Como ϵ_β e ϵ_γ são probabilidades de contagem independentes, $\epsilon_c = \epsilon_\beta \epsilon_\gamma$, e tem-se que:

$$N_c = A^* \epsilon_\beta \epsilon_\gamma \tag{IV.4}$$

Das relações (IV.3) e (IV.4) tem-se que:

$$A^* = \frac{N_{\beta} N_{\gamma}}{N_c} \quad (IV.5)$$

podendo-se assim determinar a atividade real da fonte em t̄rmos apenas das contagens observadas, sendo esta a principal característica do m̄to de coincidência. As eficiências, n̄ste caso, podem ser determinadas, tamb̄m, diretamente das contagens, ou seja:

$$\epsilon_{\beta} = \frac{N_c}{N_{\gamma}} \quad (IV.6)$$

$$\epsilon_{\gamma} = \frac{N_c}{N_{\beta}}$$

Para uma fonte n̄o pontual, as eficiências de contagem s̄o eficiências m̄dias no volume da fonte e pode-se demonstrar que (Ba66) a equaçaõ (IV.5) se mant̄m, desde que ou ϵ_{β} ou ϵ_{γ} , seja independente do ponto de emissãõ da radiaçaõ, condiçaõ esta que para as dimensões das fontes e do contador utilizados, fica satisfeita para a via γ .

Na pr̄tica, pelo menos um dos contadores, geralmente o contador β , n̄o ẽ exclusivamente sensível a um tipo de radiaçaõ, tendo-se aĩ uma eficiẽcia $(\epsilon_{\beta})_{\gamma}$ de contagem da radiaçaõ γ . Alẽm disso, deve-se introduzir: uma correçaõ para esquema de desintegraçaõ que leva em conta o processo de conversãõ interna, competitivo com a emissãõ da radiaçaõ γ e, a eficiẽcia, ϵ_{ce} , de contagem no canal β dos elẽtrons de conversãõ interna.

Quando o esquema de desintegração envolve ramos β e γ mais complexos, as expressões para N_β , N_γ e N_c tornam-se mais elaboradas.

Entretanto, se as ineficiências de contagem de cada ramo β podem ser linearmente interligadas (Ba66) (Mo69), obtêm-se uma expressão final, onde a característica do método de coincidência do caso ideal (obtenção da atividade em função apenas das contagens observadas) se conserva, dada por (Ba66) (Mo69):

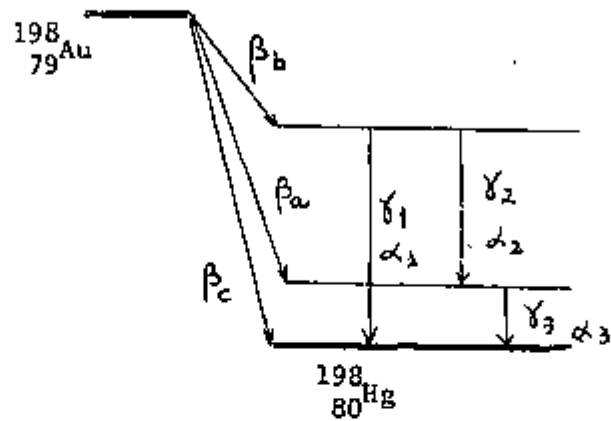
$$\frac{N_\beta N_\gamma}{N_c} = A^* \left(1 + \frac{(1 - N_c / N_\gamma)}{(N_c / N_\gamma)} K \right) \quad (\text{IV.7})$$

Quando os parâmetros E_γ , $(E_\beta)_\gamma$ e E_{ce} permanecem fixos, K é constante e uma solução gráfica para K e A^* é possível de ser obtida (Ba66) (Mo69).

O ouro natural é constituído de um único isótopo, o ^{197}Au que pela reação (n, γ) forma o ^{198}Au de meia-vida $T_{1/2} = (2,698 \pm 0,002)$ dias, cujo esquema de desintegração é apropriado à aplicação do método de coincidência.

Esquema de desintegração do ^{198}Au (Le67)

Esquema de desintegração do $^{198}_{79}\text{Au}$ (Le67)



	Energia. (Mev) (Le67)	Abundância(%) (Le67)
β_a	0,967	99
β_b	0,290	1
β_c	1,379	0,025
γ_1	0,412	99,082
γ_2	0,677	0,082
γ_3	1,089	0,092
a) $\alpha_1 = 0,0046$, $\alpha_2 = 0,0205$, $\alpha_3 = 0,046$		

a) dados retirados da referência (ND 65)

onde os α_i são os coeficientes de conversão interna.

O sistema de coincidência utilizado é formado por um contador proporcional de geometria 4 π , tipo "pill-box", para as contagens da radiação β , acoplado a um cristal de iodeto de sódio ativado com tâlio, para as contagens da radiação γ (Re67).

Para a botenção de A^* , utilizando-se a equação(IV.7) onde K (determinado no Laboratório de Medidas Absolutas da Divisão de Física Nuclear do IEA) tem o valor: $K=(0,0532-0,0034)$, foi elaborado um programa para computador levando-se em conta as correções para tempo morto, tempo de resolução, "background" e decaimento durante o tempo de contagem.

O programa inclui também o cálculo convencional de erro estatístico e sistemático nas medidas.

Na Tabela 2 encontram-se as características das f_0 lhas de Au utilizadas e na Tabela 3 os resultados obtidos.

TABELA 2

	Massa (gr)	Densidade (gr/cm ²)	Diâmetro (cm)	Pureza (%)
Fôlha nua	0,048735	0,096988	0,8	99,99
Fôlha com cobertura de Cd	0,048070	0,096347	0,8	99,99

a) - As fôlhas foram adquiridas da firma "Reactor Experiments Inc."

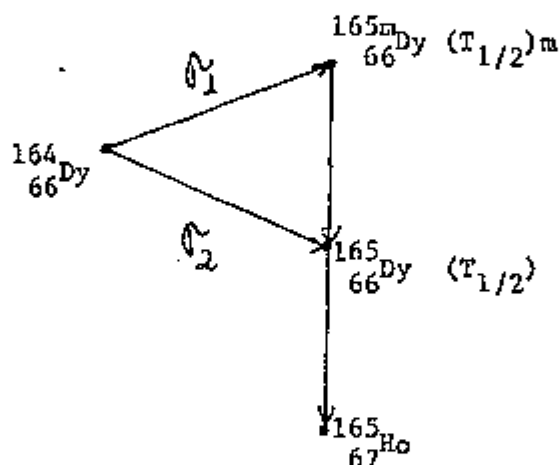
TABELA 3

	1/G	$A \times 10^{24} \left(\frac{\text{dps}}{\text{atomo}} \right)$
Fôlha nua	1,012	$(243,82 \pm 0,85) \times 10^6$
Fôlha com cobertura de Cd	1,240	$(25,62 \pm 0,30) \times 10^6$

IV.3 - Medida de atividade do Disprósio-165

O disprósio natural é constituído de vários isótopos dos quais o ^{164}Dy , de abundância isotópica 28,18%, por reação (n, γ) produz o ^{165}Dy de meia-vida $T_{1/2} = 139,2 \text{ min}$ (Le67) e o $^{165\text{m}}\text{Dy}$ que decai, para o ^{165}Dy , com uma meia-vida $(T_{1/2})\text{m} = 1,26 \text{ min}$. (Le67)

A Figura seguinte mostra o esquema de transição:



Onde σ_1 e σ_2 são as secções de choque para a formação do $^{165\text{m}}\text{Dy}$ e ^{165}Dy , respectivamente.

Esperando-se um tempo suficiente para que o $^{165\text{m}}\text{Dy}$ decaia no ^{165}Dy (uma vez que $T_{1/2} \gg (T_{1/2})\text{m}$), tem-se que a secção de choque para a formação do ^{165}Dy é dada por $\sigma_1 + \sigma_2$.

O esquema de desintegração do ^{165}Dy é bastante com-

./.

plexo, exibindo enúmeros ramos (Le67) e é o que segue.

Esquema de desintegração do $^{165}_{66}\text{Dy}$ simplificado.

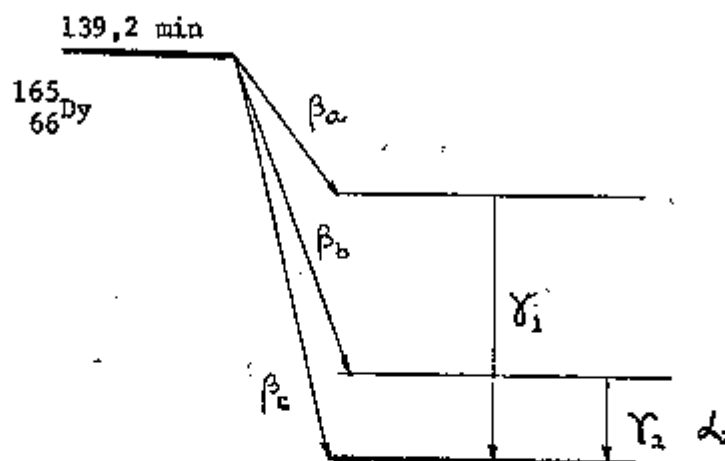


TABELA 4

	Energia (Mev)	Abundância (%)
β_a	0,30	1,3
β_b	1,21	15
β_c	1,29	83
γ_1	0,995	0,065
γ_2	0,0947	15
a) $\alpha_2 = 2,75$		

a) - (ND65)

O decaimento do ^{164}Dy , como mostra a tabela anterior, se dá principalmente através de β_c para o qual não há emissão simultânea de fótons. As possíveis coincidências seriam $\beta_a - \gamma_1$ e $\beta_b - \gamma_2$. No primeiro caso, a abundância de γ_1 é muito pequena, o que acarreta uma contagem muito baixa na via gama e no segundo caso a energia de γ_2 é muito baixa não sendo possível distingui-lo do ruído do sistema.

Estas considerações, mais o fato da meia vida do ^{165}Dy ser curta, o que não permite a determinação de K (eq. IV.7) que envolve procedimentos experimentais prolongados, tornam o ^{165}Dy não apropriado para a aplicação do método de coincidência.

Assim sendo, a atividade do ^{165}Dy foi determinada através das contagens da radiação β .

Neste caso, a atividade A^* será dada por:

$$A^* = \frac{N}{\epsilon} \beta. \quad (\text{IV.8})$$

onde ϵ é a eficiência de contagem.

O sistema de contagens utilizado foi o contador proporcional 4π referido anteriormente (Re67).

A eficiência ϵ é devida somente a auto absorção pois a absorção no suporte é totalmente desprezível e a geometria 4π , para as características de fonte e respectivo suporte utilizados, se mantém (Re67),

A determinação do fator de auto absorção é feita supondo-se:

a) - que a absorção β tem um comportamento regido por uma lei exponencial, o que parece ser uma boa aproximação, isto é,

$$A_x = A_t e^{-\frac{b}{R_Z} x} \quad (IV.9)$$

onde A_t é a atividade observada sem absorvedor

A_x é a atividade observada através de um absorvedor de densidade superficial x , em g/cm^2

R_Z é o alcance da partícula β no material de número atômico Z , sendo que b/R_Z é o coeficiente de absorção, em g/cm^2 , e

b) - que a absorção não depende fortemente do material que constitui o absorvedor, ou seja, que se tenha:

$$R_{Z_1} = R_{Z_2} \quad (IV.10)$$

onde Z_1 e Z_2 são os números atômicos dos materiais 1 e 2.

O fator de correção f_a para a auto-absorção β é definido pela relação

$$\frac{A_o}{A_t} = f_a \quad (IV.11)$$

onde A_o é a atividade no caso ideal de não haver auto-absorção, e A_t é a atividade real da fonte, de densidade superficial t .

Este fator é dado por ^{(Ya60)(Sc 50)}

$$f_a = \frac{1 - e^{-\mu t}}{\mu t} \quad (IV.12)$$

A determinação do coeficiente de absorção μ foi feita experimentalmente através do método de absorvedores externos, supondo-se válidas as hipóteses a) e b)

Utilizando-se absorvedores de diversas espessuras x_i (em g/cm^2) e aplicando-se a relação (IV.9) para cada medida tem-se que:

$$A_{x_i} = A_t e^{-\mu y_i}$$

onde $y_i = x_i + t$, sendo t a densidade superficial da fonte.

Colocando-se em um gráfico $\ln(A_{x_i}/A_0)$ contra y_i , ob-
têm-se uma reta de coeficiente angular μ .

Esta medida foi realizada utilizando-se uma fonte de
óxido de disprósio de densidade superficial $t = 0,6 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^2$, e ab-
sorvedores de alumínio.

Obteve-se o gráfico da Fig. 5, onde verificou-se que
os pontos experimentais ajustam-se a uma reta.

Este resultado confirma as hipóteses a) e b), obten-
do-se como coeficiente angular desta reta o valor:

$$\mu = (13,88 \pm 0,19) \text{ cm}^2/\text{g}$$

que foi o utilizado neste trabalho.

Encontra-se, entretanto, na literatura várias fórmu-
las empíricas para o cálculo do coeficiente de absorção, sob a forma:

$$\mu = A (E_{\beta_{\text{máx}}})^{-B} \text{ (cm}^2/\text{g)}$$

onde $E_{\beta_{\text{máx}}}$ é a energia máxima, em Mev, do espectro da radiação β emi-
tida. Os seguintes valores dos coeficientes A e B foram encontradas na
literatura:

Referência	A	B	Intervalo de Energia (Mev)
(G151)	17	1,45	$0,15 < E_{\beta \text{ máx}} < 3,5$
(Ev55)	17	1,14	$0,1 < E_{\beta \text{ máx}} < 4$
(Be64)	17	1,43	-
(Ba53)	15,5	1,41	$0 < E_{\beta \text{ máx}} < 3$
(Ro59)	11,9	1,83	$0,5 < E_{\beta \text{ máx}} < 6$

No caso do ^{165}Dy que emite vários β de diferentes energias, o coeficiente de absorção calculado deve ser a média dos coeficientes de absorção para cada ramo β do esquema de desintegração.

Considerando os valores (dados na Tabela 4) para as energias dos diversos ramos β e respectivas abundâncias, obteve-se o seguinte resultado.

$$13,56 < \mu < 14,21 \text{ (g/cm}^2\text{)}$$

o que mostra que, no caso presente, estas fórmulas fornecem uma aproximação razoável.

Para a medida do fluxo de nêutrons, foram utilizadas fôlhas de uma liga de disprósio e alumínio, cujas características se encontram na Tabela 5.

Para o cálculo da atividade A^* , foi elaborado um programa para computador levando-se em conta as correções usuais de tempo morto, "background" e decaimento durante o tempo de contagem, obtendo-se os resultados que constam da Tabela 6.

TABELA 5

Porcentagem de Dy na liga (%)		Porcentagem de ^{164}Dy no Dy natural (%)		Pureza (%)
4,7		28,18		99,9
	Massa (g)	Densidade (g/cm ²)	Diâmetro (cm)	
Fôlha nua	0,025045	0,04982	0,8	
Fôlha com cobertura de Cd	0,025660	0,05104	0,8	

TABELA 6

	1/G	E_a	$A \times 10^{-24} \frac{\text{dps}}{\text{atomo}}$
Fôlha nua	1,002	0,772	$(56,57 \pm 0,06) \times 10^8$
Fôlha com cobertura de Cd	1,000	0,716	$(43,00 \pm 0,13) \times 10^6$

IV.4 - Dispositivo de irradiação

O dispositivo de irradiação utilizado é bastante simples, consistindo de um disco de lucite onde foram feitos orifícios, de diâmetro interno igual ao diâmetro das fôlhas, com um rebaixamento de espessura aproximadamente igual à espessura das fôlhas utilizadas, como mostra a Figura 6.

No disco foram marcados dóis diâmetros perpendiculares que coincidem com marcas correspondentes feitas na saída do canal radial 10, cujo diâmetro interno é igual ao diâmetro do dispositivo da irradiação (Fig. 6), para manter-se a geometria.

Foi feita uma irradiação de um par de fôlhas de Au com e sem cobertura de Cd, e uma irradiação idêntica para as fôlhas de Dy-Al.

Como não é possível uma irradiação conjunta, pois as irradiações devem ser realizadas na mesma posição, cada irradiação dos detetores foi feita juntamente com uma fôlha de Au utilizada como monitor.

As medidas obtidas foram normalizadas através de ativação dos monitores.

A Figura 7 mostra o esquema do canal radial-10 e sua localização em relação ao caroço do reator IEA-R1.

CAPÍTULO VCONCLUSÃO

O fluxo real de nêutrons térmicos F , obedecendo à distribuição $D(E) = B E^{0,805} \exp\left(-\frac{E}{0,0303}\right) + P(E)$ até 0,34 ev (corte do Cd) foi determinado considerando-se a medida da atividade induzida nas fôlhas de Au e nas fôlhas de Dy-Al, tomando-se as medidas do Au como padrão.

Das Tabelas 1, 3 e 6, obteve-se os resultados que constam da Tabela 7, seguinte:

TABELA 7

Detetor	$A_t \left(\frac{\text{dps}}{\text{átomo}}\right) \times 10^{24}$	$\times 10^{24}$ (cm ²)	$F \left(\frac{\text{nêutrons}}{\text{cm}^2 \times \text{seg}}\right)$
Au	$(218,20 \pm 0,78) \times 10^6$	$87,73 \pm 3,15$	$(2,49 \pm 0,09) \times 10^6$
¹⁶⁴ Dy	$(56,24 \pm 0,06) \times 10^8$	2223 ± 92	$(2,53 \pm 0,11) \times 10^6$

Destes resultados conclui-se que o fluxo de nêutrons térmicos determinado através das medidas com o Au e o ^{164}Dy coincidem dentro do erro experimental.

Isto mostra que o valor da secção de choque $\sigma_0 = 2550$ barns, para o qual foi ajustada a função que descreve o comportamento da secção de choque e este ajuste, bem como as hipóteses feitas para auto absorção (Capítulo IV), são satisfatórias.

Do estudo de espectro feito, utilizando-se o formalismo convencional desenvolvido no Capítulo I 1, determinou-se o valor de F_t e λ através das medidas de atividade utilizando-se o Au.

Com os resultados das Tabelas 1 e 3 obteve-se:

TABELA 8

Distribuição	$F \times 10^{-6}$ nêutrons cm^2/seg	$F_t \times 10^{-6}$ nêutrons cm^2/seg	$\lambda \times 10^2$
D(E)	$2,49 \pm 0,09$	-	-
$M_t(E) + 1/E$	-	$2,40 \pm 0,01$	$0,67 \pm 0,01$
$L_{K_t}(E) + 1/E$	-	$2,66 \pm 0,01$	$0,60 \pm 0,01$

Observa-se por estes resultados que o fluxo de nêutrons, calculado através da distribuição Maxwelliana centrada em 0,0244ev coincide com o fluxo real dentro do erro experimental.

Os resultados obtidos para o fluxo calculado através da distribuição Maxwelliana centrada em 0,0303 ev fornece um desvio em relação ao fluxo obtido através do espectro real de $(0,21 \pm 0,09) \times 10^6$, ou seja, esta aproximação implica em um erro de 8% na determinação do fluxo térmico.

Em vista disso, para efeito de medida de fluxo, o procedimento mais correto, no presente caso, é considerar-se a Maxwelliana centrada no pico da distribuição real.

A Fig. 8 mostra a distribuição real e a distribuição Maxwelliana centrada no pico.

O espectro de nêutrons térmicos de um canal de irradiação se apresenta distorcido, em relação à uma distribuição Maxwelliana, principalmente devido à: moderação incompleta na região do moderador disponível, entre o caroço do reator (arranjo dos elementos combustíveis) e o início do canal de irradiação, e à presença do material estrutural na extensão do canal.

./.

A despeito disso, os resultados mostram que a aproximação Maxwelliana é válida.

Os resultados da Tabela β mostram que neste local de irradiação a contribuição dos nêutrons epitérmicos é pequena.

No interior do reator onde os nêutrons podem ser considerados como bem moderados, pode-se usar a aproximação Maxwelliana desde que se consiga determinar o parâmetro que a caracteriza.

Como dentro do reator não é possível determinar-se o espectro de nêutrons térmicos, ponto por ponto, vários autores sugerem o método integral, de ativação de detectores que apresentam ressonâncias na secção de choque nesta região do espectro. Estes detectores atuam como indicadores da velocidade média do espectro, parâmetro este que caracteriza a distribuição Maxwelliana. (Be64) (NT62)

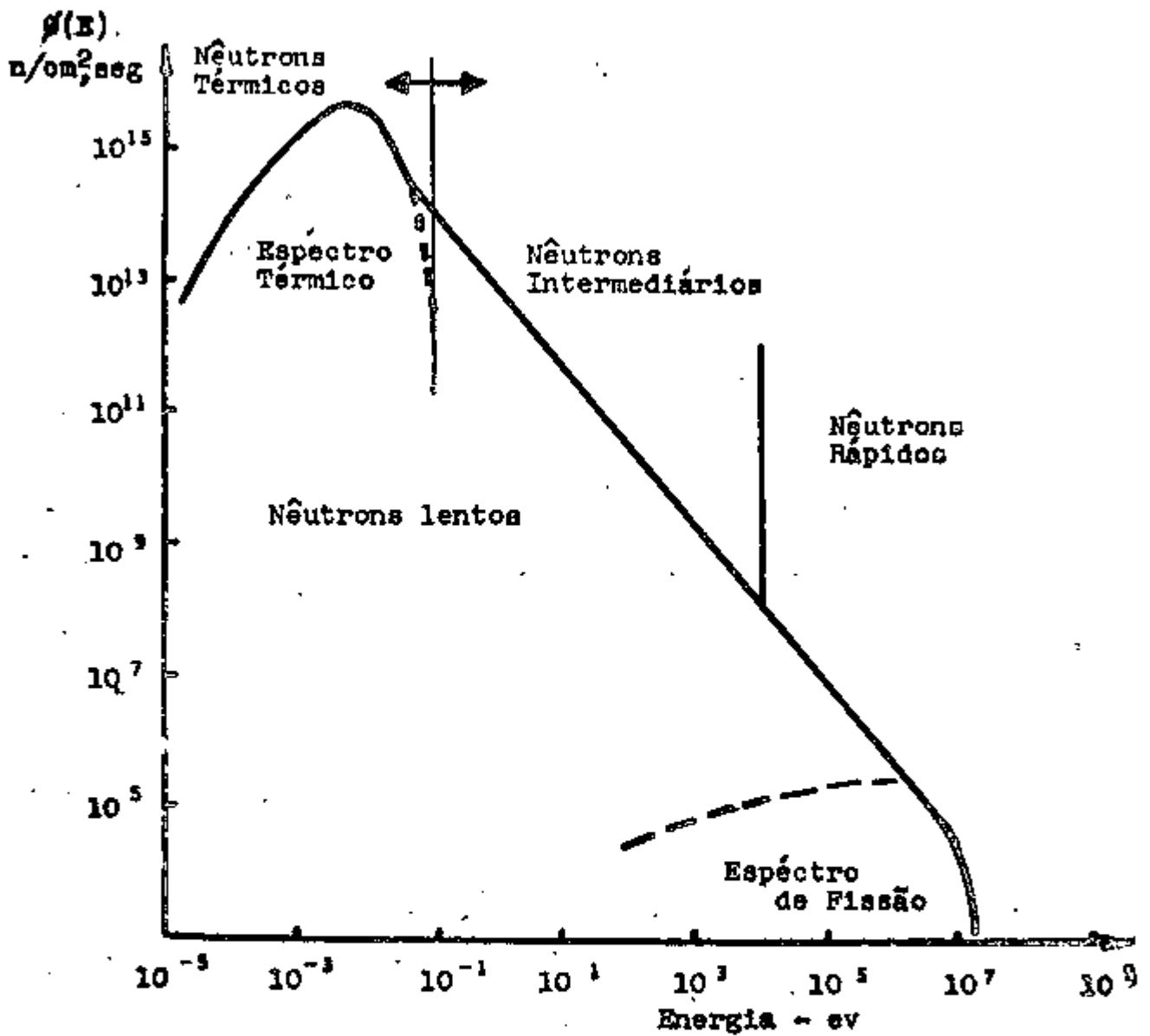


Fig. 1

Figura típica do espéctro total de um reator térmico.

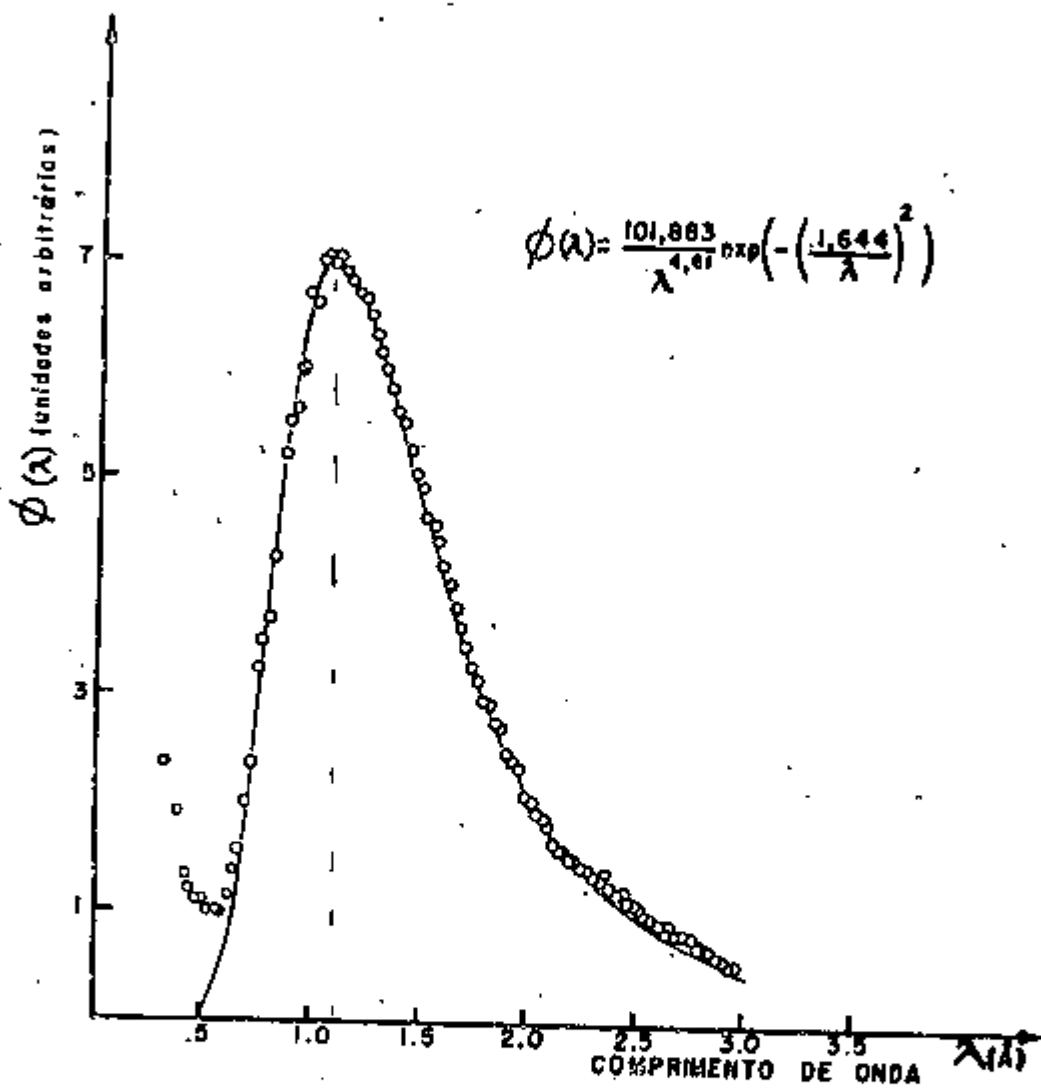


Fig.2
Espectro real do canal radial 10 (Fu70).

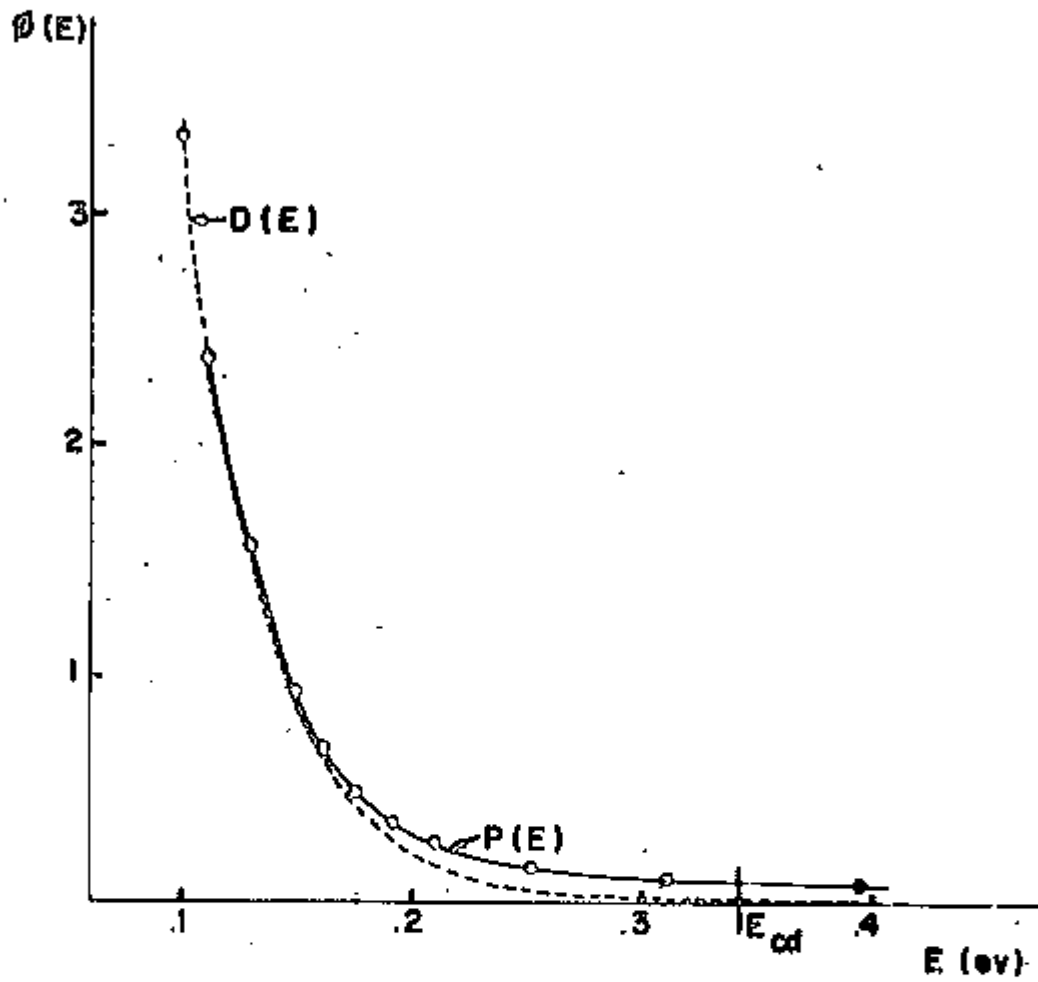


Fig. 3

Ajuste polinomial sobre os pontos experimentais da parte final do espectro real.

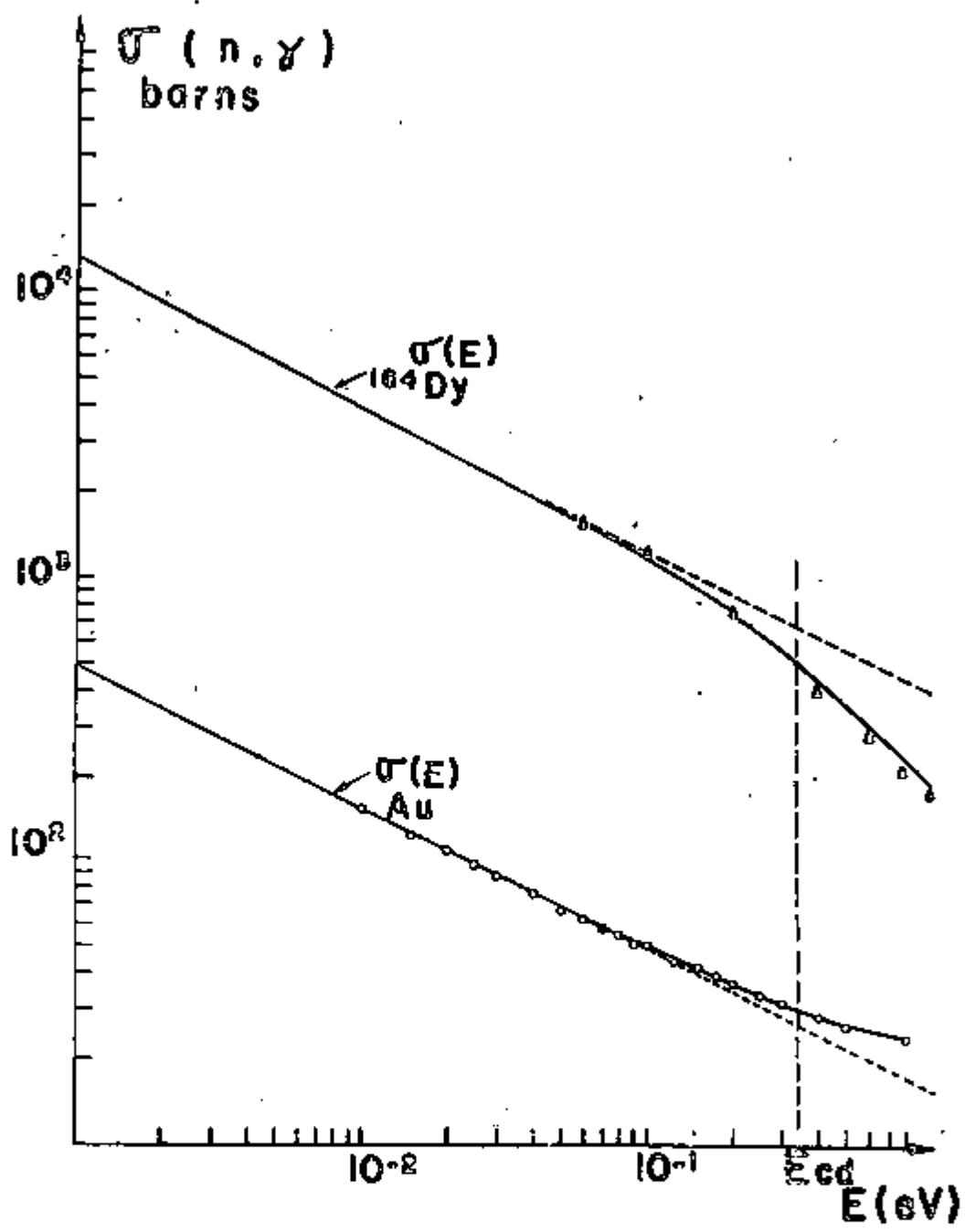


Fig. 4
Secções da choque do Au e do ^{164}Dy .

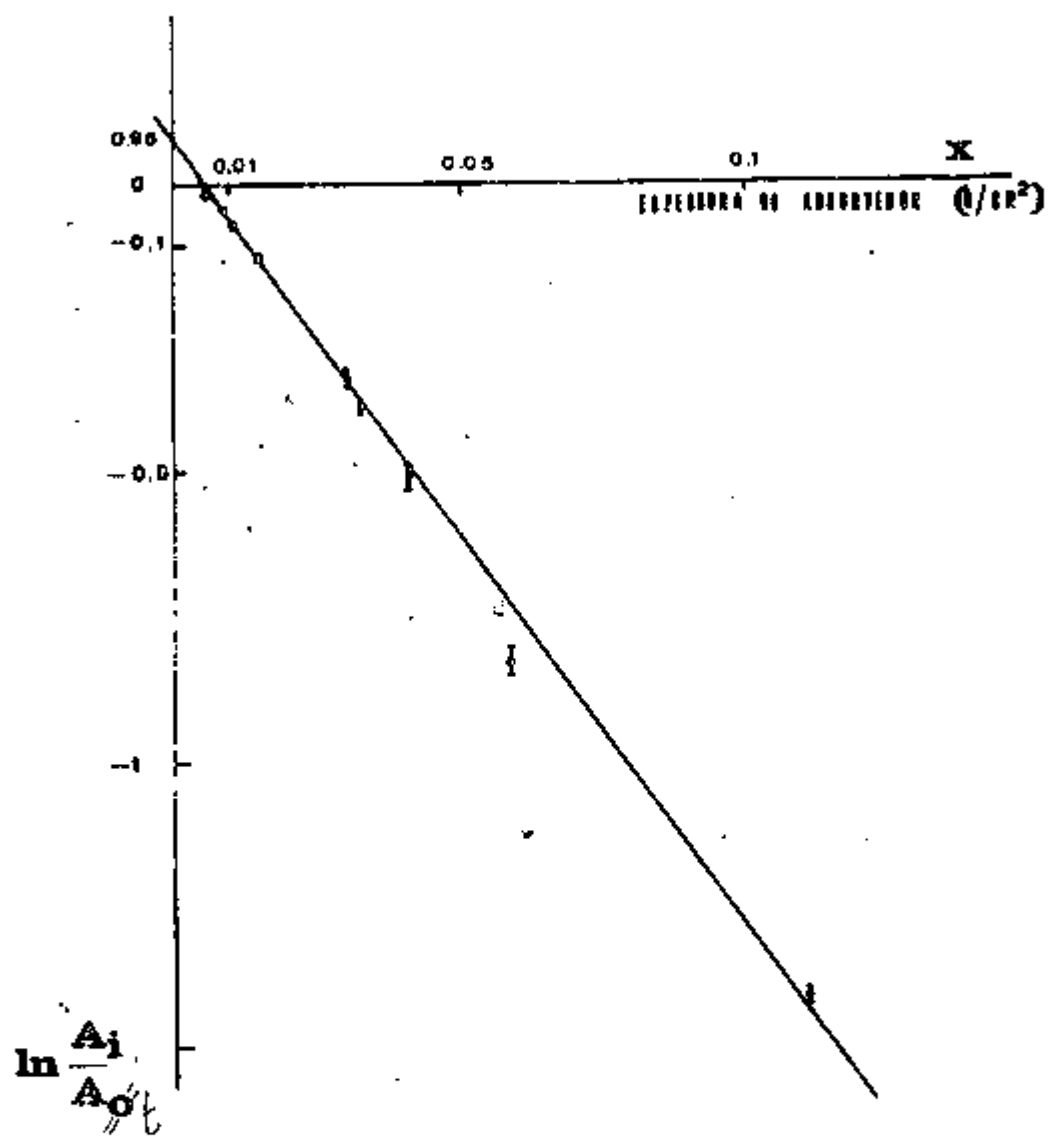


Fig. 5
Determinação do coeficiente de absorção.

DISPOSITIVO DE IRRADIAÇÃO

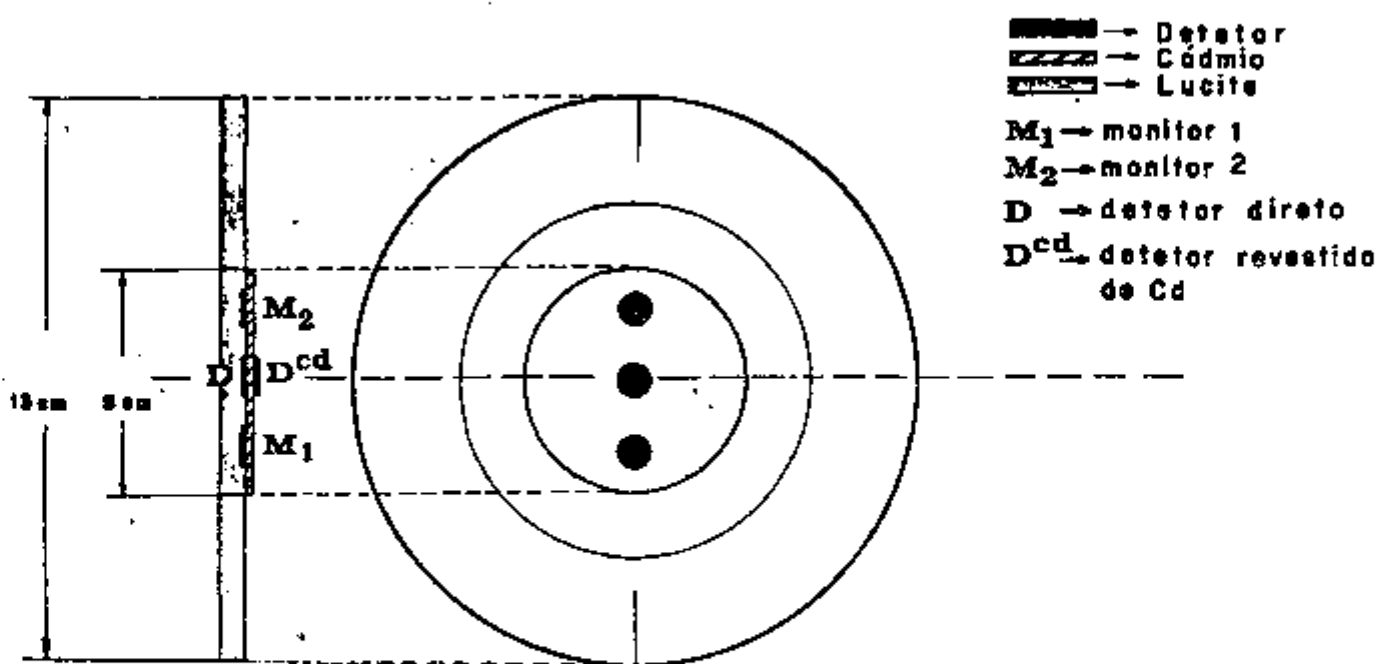


Fig. 6

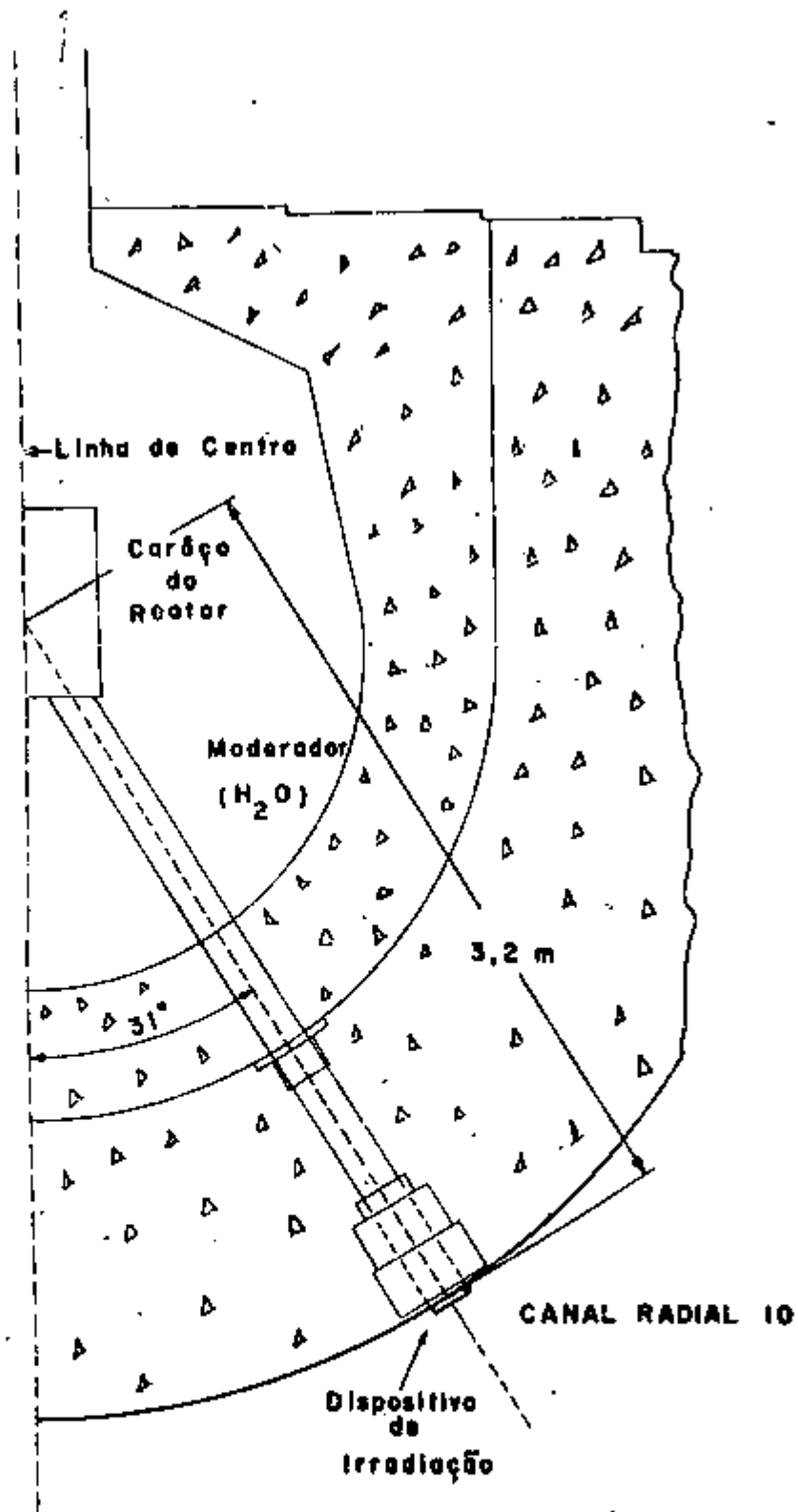


Fig. 7

Esquema da posição do canal radial 10 em relação ao carvão do reator IEA-R1.

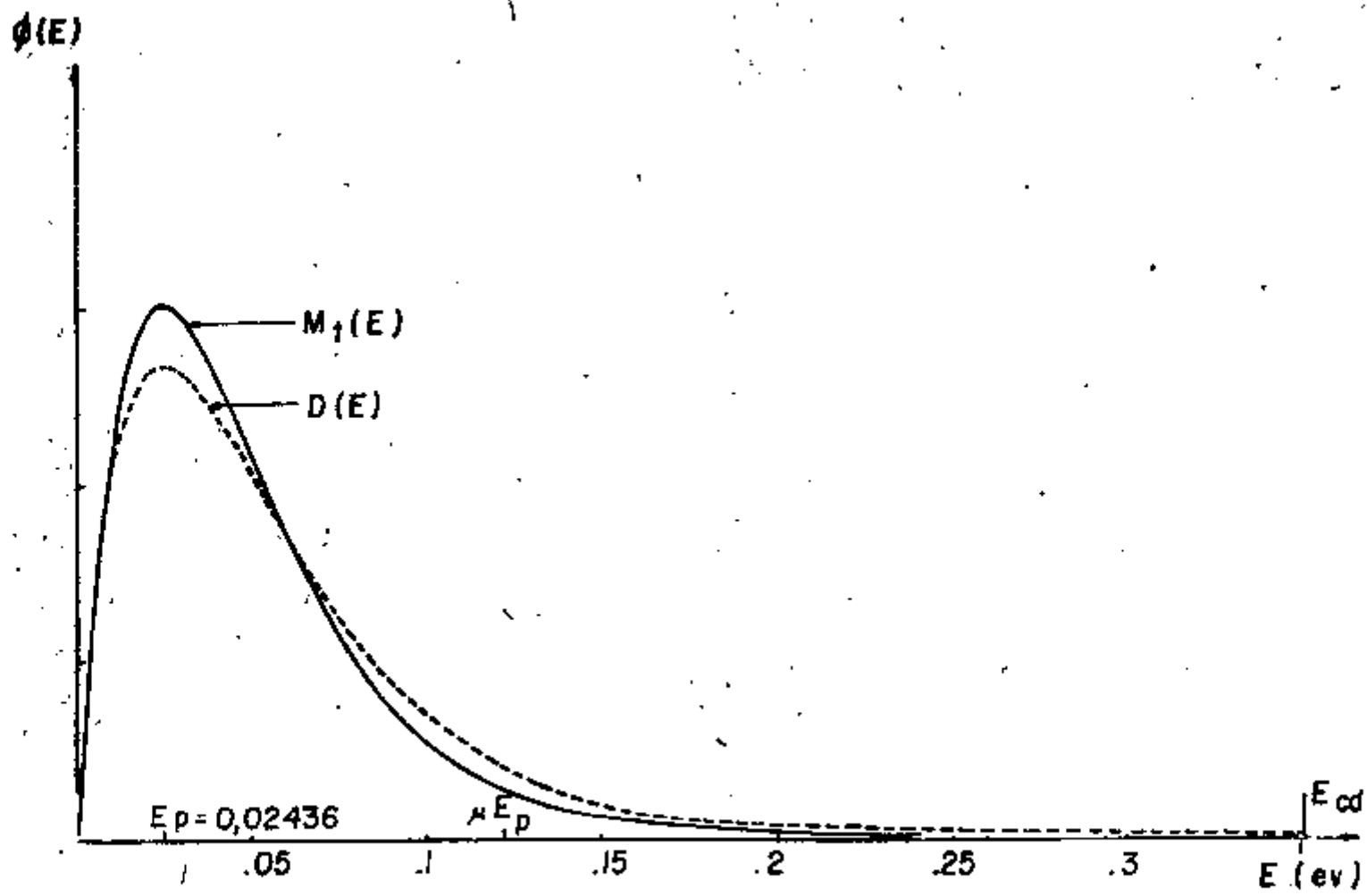


Fig. 8

Espéctro real $D(E)$ e Maxwelliana centrada em 0,0244ev.

BIBLIOGRAFIA

- (Ax63) Axton, E.J. - Reac.Sci.Tech., 17, 125 (1963).
- (Ba65) Baumann, N.P., Stroud, M.B. - Nucleonics, 23, 98 (1965).
- (Ba53) Baker, R.G., Katz, L. - Nucleonics, 11, n92, 14 (1953).
- (Ba66) Baerg, A.P. - Metrologia, 2, 23 (1966)
- (Be64) Beckurtz, K.H., Wirtz, K. - "Neutron Physics" - Springer-Verlag (1964)
- (Ca59) Campion, P.J. - Int. J.Appl. Radiation and Isotopes, 4, 232 (1959)
- (Da57) Dayton, I.E., Pettus, W.G. - Nucleonics, 15, n912, 86 (1957)
- (Da62) David, G.Ben, Huebschmann, B. - Reac.Sci.Tech.-J.Nuclear Energy, A/B, 16, 291 (1962)
- (Da67) Danle, P.P., Fabry, A., Broeck, H.Van Den - BGL 421 (1967)
- (Ev55) Evans, R.D. - "The Atomic Nucleos" McGraw-Hill Book Co. (1955)
- (Fu70) Fulfaro, R. - "Estudo das reflexões de ordens superiores em cristais monocromadores de nêutrons" - Tese de Doutorado, Universidade Estadual de Campinas (1970)
- (G151) Gleason, G.I., Taylor, J.D., Tabern, D.L. - Nucleonics, n95, 12 (1951)

- (Go66) Goldberg, M.D. et al - Neutron Cross section-BNL325, 2nd edition (1966)
- (Ha61) Hanna, G.C. - Nucl.Sci.Eng., 11, 338 (1961)
- (Hu58) Hughes, D.J. - "Pile Neutron Research" - Addison Wesley Publishing Co. (1958)
- (Le67) Lederer, C.M., Hollander, J.M., Perlman, I. - "Table of Isotopes" 6th edit. John Wiley and Sons, Inc. (1967)
- (Mo69) Moura, L.P. de - "Metodo de coincidência generalizado para a medida absoluta de radionuclídeos - Aplicação na determinação do coeficiente de conversão interna de transição de 297 Kev do Tl^{203} ," - Tese de doutoramento, Universidade Estadual de Campinas (1969)
- (ND65) Nuclear Data Sheets - Academic Press (1965)
- (NF70) Neutron Fluence Measurements-Technical Report 107 - IAEA-Viena (1970)
- (NT62) Proceedings of the Brookhaven Conference on Neutron Thermalization - BNL719(C-32) (1962)
- (Ni66) Nielsen, J.Als, - Riso Report 144 (1966)
- (Pa67) Paternot, Y. - "Mesure absolue d'un flux étalon de neutrons thermiques par activation de detecteurs d'or" - Thèse de 3ème cycle-CEA-R3166 (1967)
- (Re67) Reis, D.C.C., Moura, L.P. de - Publicação IEA nº 152, 27 (1967)

- (Ro59) Roalsvig, J.P., Haslam, R.N.H. - Can.J.Physics, 37, 499 (1959)
- (Sc50) Schweitzer, G.K., Stein, B.R. - Nucleonics, 7, n93, 65 (1950)
- (Sc66) Scoville, J.J., Fast, E., Rogers, J.W. - Nuclear Sci.Eng., 25, 12 (1966)
- (Se47) Seren, L., Friedlander, H.N., Turkel, S.H. - Phy.Rev., 72,888 (1947)
- (Se65) Segre, E. - "Nuclei and Particles" - W.H., Benjamin, Inc.(1965)
- (Sh61) Sher, R., Tassan, S., Weisrock, E.V.,Hellsten, A. - Nuclear Sci. Eng., 11, 369 (1961)
- (So60) Sola, A. - Nucleonics, 18, 78 (1960)
- (Ti51) Tittle, C.W. - Nucleonics, 8, 5(1951)
- (Ti51-a) Tittle, C.W. - Nucleonics, 9, 60 (1951)
- (UR68) "Utilization of Research Reactors" - IAEA Group Meeting-Bogotá (1967)
- (We58) Westcott, C.H., Walker, W.H. Alexander, T.K. - IAEA - Proceedings Geneva, vol. 16, P/202 (1958)
- (We60) Westcott, C.H. - AECL-1101 (1960)
- (Wea58) Weale, J.W. et al - AERE R/R 2620 (1958)
- (Wei58) Weinberg, A.M., Wigner, E.P. - "The Physical Theory of Neutron Chain Reactors" - The University of Chicago Press (1958)
- (Ya60) Yaffe, L., Fischam, J.B. - "Metrology of Radionuclides" IAEA Proceedings, 185 (1960).

ERRATA

<u>Pág.</u>	<u>Linha</u>	<u>Em lugar de</u>	<u>Leia-se</u>
6	3	O ponto de vista	Do ponto de vista
11	4	A equação (4) ...	A equação (1.4) ...
23	5	$\sigma(\lambda) d\lambda = 101,883 \lambda^{-4,61} \exp\left(-\frac{1,644}{\lambda}\right) d$	$\sigma(\lambda) d\lambda = 101,883 \lambda^{-4,61} \exp\left(-\left(\frac{1,644}{\lambda}\right)^2\right) d$
27	5	... obedecendo à lei obedecendo à distribuição ...
30	7	... o valor 2550 barns o que o valor 2550 barns que ...
32	12	..., torna a integral !!!.	..., torna a primeira integral ...
37	4	$A^* = A(1 - e^{-\lambda t_i}) e^{-\lambda t_e}$	$A^* = A(1 - e^{-2\lambda t_i}) e^{-\lambda \Delta t_e}$
38	2	... um fõnton, um fóton, ...
38	7	no registrador e do canal	no registrador do canal
39	8	Para um fonte ...	Para uma fonte ...
42	6	Para a botenção ...	Para a obtenção ...
47	16	... que a bsorção que a absorção ...
48	7	... é dado por (Ya60)	... é dado por (Ya60) (Sc50)
49	1	$\ln(A_{xi}/A_m)$	$\ln(A_{xi}/A_t)$
49	8	as hipõtese a) e b)	as hipóteses a) e b)
49	12	..., na literautra, na literatura ...
52	8	... do dispositivo da do dispositivo de ...
62	fig.	$\ln A_i/A_o$	$\ln A_i/A_t$