

BR7801619



DETERMINAÇÃO DA CONSTANTE DE DECAIMENTO λ_f PARA A FISSÃO
ESPONTÂNEA DO ^{238}U PELO MÉTODO DOS TRAÇOS DE FISSÃO EM MICA

Cleide Renner

DISSERTAÇÃO E TESE - IEA 014

MARÇO/1976

**DETERMINAÇÃO DA CONSTANTE DE DECAIMENTO λ_f PARA A FISSÃO
ESPONTÂNEA DO ^{238}U PELO MÉTODO DOS TRAÇOS DE FISSÃO EM MICA**

Cleide Renner

Dissertação para obtenção do Título de "Mestre em Ciências" - Orientador Dr. Mauro Costani. Apresentada em 1970 e defendida em 20 de maio de 1971, na Escola Politécnica da Universidade de São Paulo.

APROVADA PARA PUBLICAÇÃO EM JANEIRO/1970.

CONSELHO DELIBERATIVO

MEMBROS

Klaus Reinach — Presidente
Roberto D'Utra Vaz
Helcio Modesto da Costa
Ivano Humbert Marchesi
Admar Cervellini

PARTICIPANTES

Rafina de Azevedo Beretta
Flavio

SUPERINTENDEnte

Rômulo Ribeiro Pironi

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

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

ÍNDICE

	Página
INTRODUÇÃO	1
CAPÍTULO I	
PRINCÍPIO DO MÉTODO DA DETERMINAÇÃO DA CONSTANTE DE DECAIMENTO PARA A FISSÃO ESPONTÂNEA DO ^{235}U PELA CONTAGEM DOS TRAÇOS DE FISSÃO EM MICA	2
I.1 - Princípio do método no caso de um fluxo de nêutrons de distribuição conhecida	2
I.2 - Expressão para F na aproximação Maxwelliana para a distribuição dos nêutrons	4
CAPÍTULO II	
CARACTERÍSTICAS DA DETECÇÃO DE FRAGMENTOS DE FISSÃO PELA MICA MUSCOVITA	6
II.1 - Processo de revelação dos traços	6
II.2 - Eficiência de detecção dos fragmentos de fissão	7
CAPÍTULO III	
RESULTADOS E MEDIDAS ENVOLVIDAS NA DETERMINAÇÃO DE λ_F	9
III.1 - Características do local de irradiação	9
III.2 - Escolha do material para a obtenção de A_0^m	11
III.2.a - Considerações gerais	11
III.2.b - Escolha do ouro para a medida da atividade saturada A_0^m induzida por nêutrons térmicos	12
III.2.c - Medida da atividade induzida no ouro	13
III.3 - Obtenção das densidades ρ_0 e ρ_1	13
III.3.a - Obtenção de ρ_0	13
III.3.b - Obtenção de ρ_1	14
CAPÍTULO IV	
RESULTADOS OBTIDOS PARA λ_F	15
IV.1.a - Resultado obtido para λ_F através da distribuição real do fluxo de nêutrons	15
IV.1.b - Resultado obtido para λ_F através da aproximação Maxwelliana para o fluxo de nêutrons	16
CAPÍTULO V	
CONCLUSÃO	17
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	27

DETERMINAÇÃO DA CONSTANTE DE DECAIMENTO λ_f PARA A FISSÃO ESPONTÂNEA DO ^{238}U PELO MÉTODO DOS TRAÇOS DE FISSÃO EM MICA

Cleide Renner

INTRODUÇÃO

Em 1954 Silk e Barozz^(1,2) observaram, com o auxílio de microscópio eletrônico, traços lineares em folhas de mica que haviam sido irradiadas com fragmentos de fissão. Esses traços, regiões lanificadas deixadas pela passagem dos fragmentos altamente ionizados, com um diâmetro da ordem de 100 Å, desapareciam gradativamente quando sujeitos a uma exposição prolongada ao feixe de elétrons do microscópio.

Outros pesquisadores dedicaram-se a explorar esse processo de detecção observando que ele podia ser aplicado a vários tipos de partículas ionizadas, uma vez que se escolhessem materiais convenientes. Observaram, também, que mediante ataque químico os traços podiam ser fixados e ampliados de modo a se tornarem visíveis em microscópio óptico^(1,16,3).

Encontram-se na literatura^(1,16,3,16,5) tabelas que dão o material apropriado a cada tipo de partícula. Para a detecção de fragmentos de fissão esses materiais são: mica, vidro, mylar^(1,16,5), etc.

Neste trabalho utilizou-se este tipo de detector, em particular a mica, na detecção de fragmentos de fissão, pelas inúmeras vantagens que apresenta, a saber:

- insensibilidade a outras radiações ("background") tais como α , β , γ , nêutrons, etc.
- alta eficiência de detecção,
- estabilidade da eficiência com o tempo, por não necessitar sistemas eletrônicos associados e pela sua insensibilidade à variações da temperatura ambiente,
- simplicidade na técnica de revelação.

A finalidade principal do desenvolvimento deste método foi a sua aplicação na determinação da constante de decaimento, λ_f , para a fissão espontânea do ^{238}U , uma vez que as medidas encontradas na literatura para esta constante abrangem um intervalo de variação muito grande. Na tabela I são dadas as medidas de λ_f , obtidas por alguns pesquisadores, podendo-se notar um intervalo de variação que vai de $(5,3 \pm 0,9) \times 10^{-17}$ a $(11,9 \pm 1,0) \times 10^{-17}$ anos⁻¹.

O método aqui empregado envolve o conhecimento das seguintes medidas:

- número de traços resultantes da fissão espontânea do ^{238}U ;
- número de traços resultantes da fissão induzida do ^{238}U por nêutrons térmicos,
- atividade induzida por estes nêutrons em folhas de ouro.

Para a obtenção do número de traços de fissão espontânea, foram preparadas amostras de urânio natural em contato com folhas de mica, que permaneceram seladas durante aproximadamente 4 anos.

O valor aqui obtido para esta constante está para ser publicado em trabalho de colaboração com Miriam P. T. Leme e Mauro Cattani, no nº 4, Vol. 91 da revista "Nuclear Instruments and Methods".

CAPÍTULO I

PRINCÍPIO DO MÉTODO DA DETERMINAÇÃO DA CONSTANTE DE DECAIMENTO PARA FISSÃO ESPONTÂNEA DO ^{238}U PELA CONTAGEM DOS TRAÇOS DE FISSÃO EM MICA

I.1 - PRINCÍPIO DO MÉTODO NO CASO DE UM FLUXO DE NÉUTRONS DE DISTRIBUIÇÃO CONHECIDA

Construindo-se uma amostra constituída por uma camada de urânio natural em contato com uma folha de mica, os fragmentos provenientes da fissão espontânea do isótopo ^{238}U vão sendo nela registrados através de traços. A densidade desses traços para um tempo τ de repouso de amostra é expressa por (F184).

$$\rho_e = \frac{\lambda_F}{\lambda_D} N \mu C^{238} [1 - \exp(-\lambda_D \tau)] E(R^{238}, \mu) \quad (I-1)$$

onde:

λ_F é a constante de decaimento para a fissão espontânea do ^{238}U ;

λ_D é a constante de decaimento total do ^{238}U ;

N é o número de átomos de urânio por unidade de massa de urânio natural;

μ é a espessura da camada de urânio expressa em unidades de massa por unidade de área;

C^{238} é a fração de átomos de ^{238}U no urânio natural;

R^{238} é o alcance médio dos fragmentos de fissão do ^{238}U na amostra e

$E(R^{238}, \mu)$ é a eficiência total de detecção destes fragmentos, isto é, é a relação entre o número de fissões que ocorreram na amostra e o número de traços observáveis na mica.

O valor da constante λ_D é da ordem de 10^{-10} anos $^{-1}$ (L487), portanto, se $\tau \ll 10^{10}$ anos, a expressão (I-1) pode ser aproximada para:

$$\rho_e = N C^{238} \lambda_F \tau \mu E(R^{238}, \mu) \quad (I-2)$$

de onde se tira:

$$A_1 = N C^{235} \tau \mu E (R^{235}, \mu) \quad (1.3)$$

A determinação do produto $(N \mu E)$ pode ser feita induzindo-se a fissão do isótopo ^{235}U , contido na amostra, por nêutrons térmicos, entendendo-se por nêutrons térmicos os que estão em equilíbrio térmico com o meio moderador de um reator térmico.

Suponha-se que esses nêutrons obedecem, no intervalo de energia térmica de 0 a E_M , à função de distribuição de fluxo:

$$\phi(E) = \phi D(E)$$

onde

ϕ é o fluxo desses nêutrons (isto é, o número de nêutrons com energia abaixo de E_M que atravessa, por segundo, uma área de 1 cm^2) e

$D(E)$ é a sua função de distribuição, obedecendo a normalização:

$$\int_0^{E_M} D(E) dE = 1$$

O número de fissões induzidas no ^{235}U que ocorrem por cm^2 da amostra exposta a esse fluxo de nêutrons durante um tempo t , e que é detectado pela mica, é expresso por:

$$P_i = N \mu C^{235} \left[\int_0^{E_M} \phi D(E) \sigma^{235}(E) dE \right] E (R^{235}, \mu) t \quad (1.4)$$

onde:

C^{235} é a fração de átomos de ^{235}U no urânio natural,

R^{235} é o alcance médio dos fragmentos de fissão de ^{235}U na amostra de urânio,

$\sigma^{235}(E)$ é a seção de choque para fissão (induzida por nêutrons) do ^{235}U , em função da energia dos nêutrons.

Da relação (1.4) obtém-se:

$$N \mu E (R^{235}, \mu) = \frac{P_i}{C^{235} \tau \int_0^{E_M} \phi D(E) \sigma^{235}(E) dE} \quad (1.5)$$

O fluxo ϕ , por sua vez, pode ser colocado em termos da atividade saturada, A_s^m , por ele induzida em um material que se torne radioativo por reação com nêutrons térmicos^(Pr58), isto é:

$$\phi = \frac{A_s^m}{\int_0^{E_M} D(E) \sigma^m(E) dE} \quad (1.6)$$

onde

$\sigma^m(E)$ é a seção de choque de ativação do material em função da energia dos nêutrons.

Como será visto em detalhes, no capítulo II-2, têm-se que:

$$\mu E (R^{238}, \mu) = \mu E (R^{235}, \mu) \quad (1-7)$$

Desta relação e das expressões (1-3), (1-4), (1-5), (1-6) chega-se finalmente a:

$$\lambda_F = \frac{\rho_0 C^{235} A_s^m \int_0^{E_M} D(E) \sigma^{235}(E) dE}{\rho_1 C^{238} r \int_0^{E_M} D(E) \sigma^m(E) dE} \quad (1-8)$$

EXPRESSÃO PARA λ_F NA APROXIMAÇÃO MAXWELLIANA PARA A DISTRIBUIÇÃO DOS NÊUTRONS

A densidade n_{max} dos nêutrons térmicos de um reator obedece a uma distribuição bem próxima à Maxwelliana^(Be64). Neste caso, a função de distribuição do fluxo de nêutrons em velocidade, v , será dada por:

$$\phi_{max}(v) = n_{max}(v)$$

onde $n_{max}(v)$ é a distribuição Maxwelliana dada por^(Hu53),

$$n_{max}(v) = n_0 4\pi \left(\frac{m}{2KT}\right)^{3/2} v^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2KT}\right) \quad (1-9)$$

e onde,

n_0 é o número total de nêutrons por unidade de volume

k é a constante de Boltzmann

T é a temperatura característica da Maxwelliana, e,

m é a massa do nêutron.

Substituindo-se a expressão (1-9) na (1-8) e fazendo-se a transformação de variáveis de v para E (energia cinética do nêutron) chega-se a:

$$\phi_{max}(E) dE = \phi \frac{E}{E_0} \exp\left(-\frac{E}{E_0}\right) dE \quad (1-10)$$

onde ϕ é o fluxo de nêutrons integrado na energia e onde chamou-se o parâmetro k de E_0 .

Nesta aproximação torna-se aplicável o formalismo desenvolvido por Westcott^(We80), que vem simplificar a expressão (I-8) na obtenção de λ_F . Esse formalismo define um fator, $g(T)$, que se encontra tabelado em função de temperatura T do espectro Maxwelliano e, é dado por:

$$g^x(T) = \frac{\int n_{\text{máx}}(T, v) v \sigma^x(v) dv}{n_0^x(T) \sigma_0^x v_0} \quad (I-11)$$

onde o índice x refere-se ao material exposto ao fluxo de nêutrons,

$n_0(T)$ é a densidade dos nêutrons para o espectro Maxwelliano de temperatura T ,

$\sigma^x(v)$ é a secção de choque de ativação do material em questão, em função da velocidade do nêutron,

σ_0^x é a secção de choque do material x para nêutrons de velocidade $v_0 = 2200$ m/s.

Simplificando-se esta expressão, obtém-se:

$$\int \phi_{\text{máx}}(v) \sigma^x(v) dv = g^x(T) n_0(T) \sigma_0^x v_0 \quad (I-12)$$

Substituindo-se os valores das integrais dadas na expressão (I-8) pela (I-12) chega-se a:

$$\lambda_F = \frac{\rho_0 A_s^m C^{2.35} \sigma_0^{2.35} g^{2.35}(T)}{\rho_1 \tau C^{2.38} \sigma_0^m g^m(T)} \quad (I-13)$$

Pela expressão (I-11), nota-se que o fator $g^x(T)$ é próximo a unidade, independentemente da distribuição dos nêutrons, $n_{\text{máx}}(T, v)$, quando $\sigma^x(v)$, segue de perto a lei $1/v$ ^(Be64) dada por:

$$\sigma^x(v) = \frac{v_0^x v_0}{v} \quad (I-14)$$

Como a secção de choque de fissão do ^{235}U segue de perto esta lei (como pode ser visto pela figura 6) é conveniente que se escolha, na obtenção de A_s^m , um material que também obedeça esta lei. Com este procedimento, a precisão do valor de λ_F dado pelas expressões (I-8) e (I-13) não irá depender criticamente da precisão com que se conhece o espectro dos nêutrons. Esta conclusão é importante uma vez que as outras medidas que entram na determinação de λ_F , podem ser obtidas com precisão melhor do que a precisão com que se conhece este espectro.

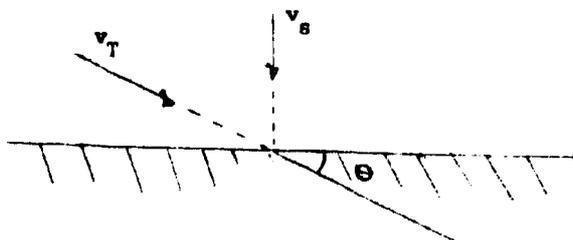
No capítulo IV serão dados os valores de λ_F calculados: a) com a distribuição experimental do fluxo de nêutrons, e b) com a aproximação Maxwelliana deste mesmo fluxo. No primeiro caso os desvios a lei $1/v$ nas secções de choque serão levados em conta usando ajustes empíricos nos pontos experimentais obtidos para as mesmas. No segundo caso, este desvio será levado em conta através dos fatores tabelados $g(T)$.

CAPÍTULO II

CARACTERÍSTICAS DA DETECÇÃO DE FRAGMENTOS DE
FISSÃO PELA MICA MUSCOVITA

II.1 - PROCESSO DE REVELAÇÃO DOS TRAÇOS

Quando fragmentos de fissão penetram em alguns materiais, como por exemplo, mica, vidro mylar^(F165), etc., eles deixam no entorno da sua passagem uma estrutura desordenada, que é observada em microscópio eletrônico como linhas escuras ou "traços". Essa estrutura é quimicamente mais reativa do que o material não danificado. Logo, mediante ataque químico, pode-se revelar ou fixar esses traços pela sua dissolução. Formam-se, assim, pequenos orifícios e, como o material não danificado pode também ser dissolvido pelo agente químico, prolongando-se o tempo de ataque, estes orifícios vão sendo alargados. Esse alargamento pode ser tal, de modo a tornar os traços visíveis em microscópio óptico. Pode ocorrer, no entanto, que um traço não consiga ser revelado pelo ataque químico. Com efeito, seja v_s a velocidade de dissolução da superfície do material e v_T a velocidade de dissolução ao longo do traço e seja θ o ângulo que o traço forma com a superfície do material, como mostra o esquema abaixo.



Se $v_s > v_T \sin \theta$, a superfície será dissolvida antes que o traço seja revelado. Portanto, o ângulo mínimo que um traço deve formar com a superfície para poder ser revelado, será:

$$\theta_c = \text{arc sen} (v_s/v_T)$$

Para a mica têm-se $v_s \ll v_T$ ^(F165) e a eficiência de revelação é praticamente 100%. Para o vidro $\theta_c = 50^\circ$ ^(F165), o que torna sua eficiência relativamente baixa.

Neste trabalho, entre os materiais que apresentavam as melhores condições de eficiência, escolheu-se a mica muscovita para a detecção de fragmentos de fissão pelas facilidades que ela oferece tanto quanto ao manuseio como quanto à obtenção.

A mica muscovita é um silicato cristalino cuja natureza de acoplamento permite que ela seja facilmente separada em folhas finas ($\sim 10 \mu$ de espessura). O agente químico que se adapta à revelação de traços no seu caso é o HF. Pela natureza da sua rede cristalina, os traços ampliados tomam a forma de losangos, o que possibilita facilmente diferenciá-los de quaisquer imperfeições da superfície.

Na Figura 1, é dado o comportamento do tamanho dos traços em função do tempo de ataque por HF de concentração 48,9%, à temperatura de 23°C, podendo-se acelerar o processo pela elevação desta temperatura. O tempo de ataque ou de revelação deve ser escolhido de acordo com o que se vai medir através dos traços (distribuição angular, densidade de traços, etc).

No caso de medidas de altas densidades, este tempo deve ser suficiente para tornar os traços facilmente observáveis, sem ocorrer a superposição dos mesmos.

No presente trabalho teve-se necessidade de medidas de densidade menores que 5.10^4 traços cm^2 , tendo sido escolhido como ideal o tempo de revelação de 3 horas.

11.2 – EFICIÊNCIA DE DETECÇÃO DOS FRAGMENTOS DE FISSÃO

Na detecção de fragmentos de fissão pela mica deve-se levar em conta dois tipos de eficiência:

- 1) uma eficiência, η , que será chamada de eficiência óptica, definida por:

$$\eta = \frac{\text{nº de traços observáveis na mica}}{\text{nº de fragmentos que atingem a mica}}$$

- 2) uma eficiência $\epsilon(\mu)$ que depende da geometria do conjunto formado pela fonte de fissão e mica, da espessura, μ , da fonte e do alcance, R , dos fragmentos na fonte.

A eficiência óptica, η , é constante desde que sejam mantidas as mesmas condições de revelação e as mesmas condições no sistema de leitura do microscópio. Gold, Armani e Roberts^(Go68) determinaram esta eficiência através da medida do número de traços observados em folhas de mica colocadas em contato direto com fontes de fragmentos calibradas. Obtiveram $\eta = 0.048$. Este resultado confirma a afirmação já feita anteriormente de que a eficiência de detecção da mica é bastante alta. Pode-se explicar o fato de η ser menor que a unidade pela existência de efeitos de "threshold". Com efeito, para que um traço possa ser observado ao microscópio ele deve ter um certo comprimento mínimo. Como os fragmentos possuem uma certa distribuição de energia devido ao próprio processo de fissão e a efeitos de absorção na fonte, os traços formados terão uma certa distribuição em comprimentos, com uma certa porcentagem caindo abaixo deste comprimento mínimo.

A eficiência $\epsilon(\mu)$, no caso em que a fonte está em contato direto com a mica, é dada pela relação:

$$\epsilon(\mu) = \frac{N(\mu)}{F(\mu)} \quad (11-1)$$

onde

$N(\mu)$ é o número de fragmentos que escapam por unidade de área pela superfície da fonte de espessura μ

$F(\mu)$ é o número de fragmentos sendo emitidos por unidade de área, por esta fonte.

A eficiência total será dada por:

$$E(\mu) = \eta \epsilon(\mu) \quad (11-2)$$

Gold, Armani e Roberts^(Go68) obtiveram uma expressão teórica para esta eficiência $E(\mu)$ baseados nas seguintes considerações:

- 1) os fragmentos são emitidos isotropicamente pela fonte.
- 2) a densidade de eventos de fissão é igual em todos os pontos da fonte.

3) a espessura, μ , da fonte (expressa em unidades de massa por unidade de área) é menor que o alcance dos fragmentos.

A expressão por eles obtida, considerando que todos os fragmentos possuem um alcance \bar{R} constante, foi:

$$E(\mu) = \eta \left(1 - \frac{\mu}{2\bar{R}}\right) \quad \mu < \bar{R} \quad (11-3)$$

resulta em

$$E(\mu) \approx \eta \quad \mu \ll \bar{R} \quad (11-4)$$

No caso em que $\mu \gg R_{\text{máx}}$ (onde $R_{\text{máx}}$ é o alcance máximo dos fragmentos na fonte), o número de fragmentos, N_{μ} , que escapa pela superfície da fonte permanece constante independentemente da espessura da mesma e obtém-se para $E(\mu)$:

$$E(\mu) = \eta \frac{N_{\mu}}{F(\mu)} \quad (11-5)$$

Chamando-se de I a densidade de eventos de fissão na fonte têm-se:

$$F(\mu) = I\mu \quad (11-6)$$

Das expressões (11-5) e (11-6) obtém-se:

$$\mu E(\mu) = \frac{\eta N_{\mu}}{I} = \text{CONSTANTE} \quad \mu \gg R_{\text{máx}} \quad (11-7)$$

As expressões até aqui obtidas para $E(\mu)$ e $\mu E(\mu)$ são dependentes do alcance dos fragmentos na fonte. No caso dos fragmentos de fissão do ^{238}U e ^{235}U provenientes de uma fonte de urânio natural, tem-se que os alcances R^{238} e R^{235} são praticamente os mesmos ($\sim 10 \text{ mg/cm}^2$). Portanto, os resultados dados pelas expressões (11-3), (11-4) e (11-7) são os mesmos nos dois casos.

O presente trabalho exige o conhecimento da relação $\mu E(\mu)$ para a detecção dos fragmentos de fissão espontânea do ^{238}U provenientes de uma fonte de urânio natural. Uma vez que a relação $\mu E(\mu)$ é a mesma tanto no caso da fissão do ^{238}U como do ^{235}U , ela pode ser determinada indiretamente, segundo a expressão (11-5), através da fissão do ^{235}U induzida por um fluxo de nêutrons térmicos. No caso em que forem utilizadas fontes de espessura $\mu < R_{\text{máx}}$, a relação $\mu E(\mu)$ irá variar com a espessura da fonte. Se, ao invés, ficar satisfeita a condição $\mu \gg R_{\text{máx}}$, esta relação permanecerá a mesma para qualquer espessura. Neste último caso, pode-se fazer a detecção dos fragmentos de fissão do ^{238}U com uma fonte de urânio natural de uma certa espessura e determinar-se o valor de $\mu E(\mu)$ através da fissão do ^{235}U com uma fonte que não tenha exatamente a mesma espessura.

CAPÍTULO III

RESULTADOS E MEDIDAS ENVOLVIDAS NA DETERMINAÇÃO DE λ_p

III.1 – CARACTERÍSTICAS DO LOCAL DE IRRADIAÇÃO

O local escolhido para as irradiações das amostras foi a saída do canal de irradiação radial nº 10, do reator IEA-R1 do Instituto de Energia Atômica de São Paulo, onde se conhece a distribuição do fluxo de nêutrons. Este feixe de nêutrons tem um diâmetro transversal da ordem de 3,5 cm e foi verificado, através da medida da atividade induzida em folhas de ouro, que ao longo deste diâmetro o fluxo é uniforme. A distribuição deste fluxo foi determinada pelo método do espectrômetro de cristal por R. Fulfaro^(Fu70). Aos pontos experimentais compreendidos por nêutrons de comprimentos de onda entre 0,7 Å e 2,9 Å foi ajustada uma curva do tipo $D(\lambda) = K\lambda^{-M} \exp\left[-\left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^2\right]$. Os parâmetros foram ajustados pelo método dos mínimos quadrados e a expressão resultante por ele obtida foi:

$$D(\lambda) = 101,883 \lambda^{-4,61} \exp\left[-(1,644/\lambda)^2\right] \quad (III-1)$$

onde a constante de valor 101,883 ajusta a curva sobre os pontos experimentais.

Ao parâmetro λ_0 foi dado um desvio igual a 0,02 Å obtido pela incerteza experimental nas medidas.

Pode-se associar à distribuição $D(\lambda)$, dada pela expressão (III-1), a distribuição Maxwelliana expressa em comprimentos de onda por:

$$\phi(\lambda) = A \lambda^{-3} \exp\left[-(1,644/\lambda)^2\right] \quad (III-2)$$

A temperatura característica desta distribuição Maxwelliana é $T = (351 \pm 8)^\circ\text{K}$, onde o desvio em T foi obtido através do desvio em λ_0 .

A curva ajustada dada pela expressão (III-1), bem como os pontos experimentais são vistos na Figura 2. Por esta Figura vê-se que os pontos experimentais abaixo de $\lambda = 0,7 \text{ Å}$ caem fora da curva ajustada.

Transformando-se a distribuição $D(\lambda)$, dada em comprimentos de onda, para a distribuição correspondente em energia, através da relação:

$$\lambda = \frac{0,286}{\sqrt{E}}$$

onde λ é expresso em Å e E em eV, obtém-se:

$$D(E) = 4672,941 E^{0,808} \exp\left(-\frac{E}{0,0303}\right) \quad (III-3)$$

têm um desvio de 0,0007 e no parâmetro $E_0 = 0,0303$ ev, obtido através do desvio dado para λ_0 .

Analogamente, a expressão (III-2) toma a forma:

$$\phi(E) = C_{re} \times E \exp\left(-\frac{E}{0,0303}\right) \quad (III-4)$$

O interesse em se obter estas distribuições em função da energia E, do nêutron, vem do fato das secções de choque dos elementos, encontradas na literatura, virem expressas em função desta energia.

A expressão $D(E)$ dada pela (III-3), bem como os pontos experimentais abaixo de $0,7 \text{ \AA}$ (ou acima de 0,167 ev) transformados para energia em ev, são vistos na Figura 3. Por esta figura vê-se que é desprezível, no intervalo de energia correspondente a comprimentos de onda menores que $0,7 \text{ \AA}$, o desvio dos pontos experimentais aos pontos dados pela curva ajustada quando esta é dada em função da energia do nêutron. Portanto, pode-se considerar dentro do erro experimental este ajuste como sendo correto para todos os pontos.

Como as curvas de secção de choque de fissão do ^{235}U e de ativação do ^{197}Au (material este escolhido para a obtenção de A_s^m como será visto no Capítulo III-2) têm comportamento simples seguindo de perto a lei $1/v$, e bem conhecido até aproximadamente a energia de 0,4 ev, era de interesse que as irradiações dos mesmos fossem feitas com nêutrons de energia abaixo desta. Como na prática não se dispunha de um fluxo de nêutrons com esta característica, o problema foi contornado pelo método da diferença de Cádmiu. O Cádmiu tem uma curva de secção de choque bem característica, como é visto na Figura 4. Esta secção de choque é bastante alta (~ 2500 barns) até a energia de $\sim 0,4$ ev, quando ela cai abruptamente. O Cádmiu tem, portanto, a propriedade de absorver nêutrons de energia abaixo de aproximadamente 0,4 ev. Pela diferença entre o número de reações induzidas por nêutrons de todo o espectro e o número de reações induzidas pelos nêutrons que atravessam uma folha de Cádmiu, obtém-se o número de reações induzidas pelos nêutrons de energia abaixo de $\sim 0,4$ ev.

Considerando-se o Cádmiu como um filtro de nêutrons pode-se determinar uma energia de corte efetiva E_{Cd} que estará localizada no entorno de 0,4 ev e aproximá-lo para um filtro perfeito com esta energia de corte. Esta energia E_{Cd} é obtida do modo como segue:

- 1) Determina-se teoricamente a absorção de nêutrons pelo material colocado atrás de um filtro de Cádmiu;
- 2) Determina-se teoricamente a absorção de nêutrons pelo material colocado atrás de um filtro ideal com energia de corte E_0 .

com este procedimento, o valor de E_{Cd} será obtido pelo valor de E_0 que dá a mesma absorção para os dois casos.

A energia E_{Cd} assim determinada será função da distribuição do fluxo de nêutrons, da espessura e secção de choque (coeficiente de absorção) do material e da espessura da folha de Cádmiu.

Dayton e Pettus^(Da57), seguindo este procedimento, determinaram as energias E_{Cd} no caso de um fluxo Maxwelliano de nêutrons e materiais com secção de choque obedecendo a lei $1/v$. Os resultados por eles obtidos são dados em função do coeficiente de absorção do material e da espessura da folha de Cádmiu.

Como pode ser visto pelas expressões (III-3) e (III-4), o fluxo utilizado na realização das experiências apresentava uma distribuição bem próxima à Maxwelliana e as secções de choque dos materiais empregados, como é visto na Figura 5, seguem de perto a lei $1/v$. Sob estas considerações foram utilizados para a energia de corte E_{Cd} , os valores dados por Dayton e Pettus. Esta aproximação

foi considerada satisfatória uma vez que a densidade do fluxo de nêutrons na região de energia acima de E_{Cd} já caiu para menos de 0,1% da densidade máxima e as secções de choque de ativação do ouro e de fissão do ^{235}U , tendo comportamento $1/v$, são bem baixas, também nesta região. Assim sendo, a localização exata de E_{Cd} não é muito crítica sob o ponto de vista da precisão do que se deseja obter. Entretanto, embora a localização exata de E_{Cd} não seja muito importante, a utilização de filtros de Cádmio se faz necessária porque ambas as secções de choque do ^{197}Au e do ^{235}U apresentam ressonâncias em energias maiores que 0,5 ev e embora o fluxo de nêutrons acima desta energia seja muito baixo, o número de reações por ele induzida, neste caso, não será desprezível.

III.2 – ESCOLHA DO MATERIAL PARA A OBTENÇÃO DE A_s^m

III.2-a -- Considerações Gerais

É freqüente da reação de nêutrons com núcleos, resultar um isótopo radioativo. A atividade do radioisótopo produzido pode levar ao conhecimento do fluxo de nêutrons que induziu esta atividade. Se este fluxo de nêutrons ϕ , obedecer a uma distribuição conhecida, $D(E)$ (sendo E a energia do nêutron) a atividade saturada A_s , induzida por núcleo no material será expressa por^(Pr58):

$$A_s = \phi \int \sigma^m(E) D(E) dE \quad (III-5)$$

onde $\sigma^m(E)$ é a secção de choque de ativação do material.

A atividade saturada A_s é obtida pela expressão^(Pr58,8e64):

$$A_s = \frac{\lambda A}{(1 - e^{-\lambda t_0}) (1 - e^{-\lambda t_1})} \quad (III-6)$$

onde:

A é atividade absoluta (número de desintegrações ocorrendo por unidade de tempo) por núcleo radioativo, obtida no instante t_1 ;

λ é a constante de decaimento do radioisótopo formado;

t_0 é o tempo de exposição da amostra ao fluxo de nêutrons (tempo de irradiação);

t_1 é o tempo que decorre entre o final da irradiação e o instante em que se obteve a atividade A .

Uma vez determinado A_s pode-se obter o valor de ϕ pela expressão (III-5). Os materiais adequados a este tipo de medida, comumente chamados de detetores por ativação, para levarem a um conhecimento preciso de ϕ devem satisfazer algumas condições, tais como:

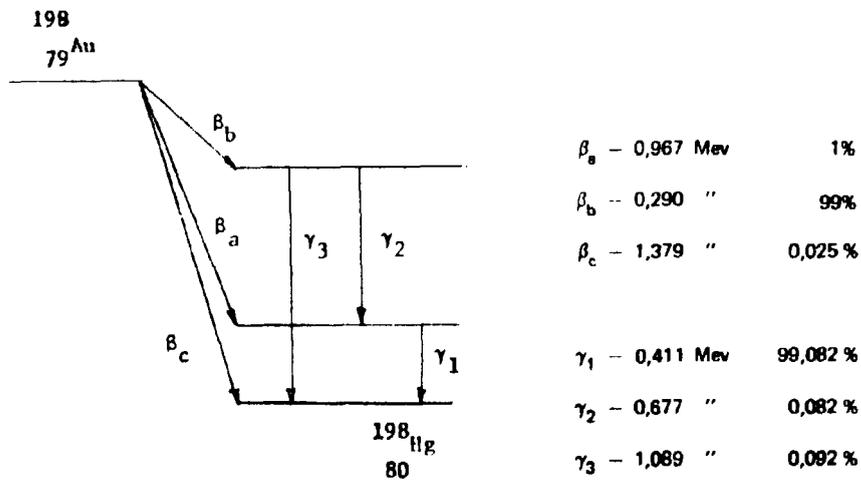
- no caso de medida de fluxo de baixa intensidade, o material deve ter alta secção de choque de ativação para que se obtenha uma boa estatística de contagem na medida da atividade A ,
- o esquema de desintegração do radionuclídeo formado deve ser bem conhecido e adequado aos métodos de medida de atividade absoluta existentes,
- o material deve vir destituído de impurezas de alta secção de choque de ativação,

- como detector, o material deve ter uma forma de fácil manuseio, de preferência deve poder tomar a forma de folhas finas para facilitar a medida de atividade.

III.2-b - Escolha do Ouro para a Medida da Atividade Saturada A_s^m Induzida por Nêutrons Térmicos

Neste trabalho escolheu-se o ouro para a medida da atividade saturada A_s^m induzida pelos nêutrons térmicos de intensidade da ordem de 10^6 nêutrons/cm² x s. por ser o que melhor satisfaz as condições dadas no Capítulo III.2-a.

O ouro pode ser facilmente obtido com alto grau de pureza e é constituído de um único isótopo, o ^{197}Au , que por reação (n,γ) forma o ^{198}Au . O esquema de desintegração do ^{198}Au (Le67) visto na Figura que segue é bem conhecido e um dos mais adequados ao método de medida de atividade por coincidência (β,γ), que é o método que dá a melhor precisão em medidas de atividade absoluta.



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

A secção de choque de ativação do ^{197}Au tem comportamento simples e bem determinado na região térmica, seguindo bem de perto a lei $1/v$ como é visto na Figure 6. Nesta figura são vistos também alguns pontos experimentais de algumas das medidas desta secção de choque e o ajuste empírico utilizado, dado pela expressão (We60):

$$\sigma^{Au}(E) = \frac{1}{\sqrt{E}} \left(\frac{373,5}{0,0050 + (E - 4,90)^2} \right) \quad (\text{III-7})$$

onde E é expresso em ev e $\sigma^{Au}(E)$ em barns.

Esta curva se ajusta aos pontos experimentais com um desvio menor que 0,25% até a energia de aproximadamente 0,2 ev. Acima desta energia, o ajuste se desvia em menos de 1%.

III.2-c -- Medida da Atividade Induzida no Ouro

A atividade absoluta induzida no ouro foi medida pelo laboratório de Metrologia Nuclear do IEA, com o método de coincidência generalizada, num sistema de coincidência $4\pi(\beta,\gamma)$. O estudo detalhado do sistema e método de coincidência constam da tese de doutoramento de L. P. Moura^(Mo69).

Para a obtenção da atividade induzida A_5^m (vide expressão 1-8) foram utilizadas duas folhas de Au cujas características são vistas na Tabela (II). A folha CN foi exposta diretamente ao fluxo de nêutrons do canal de irradiação 10 e a folha CM foi exposta envolta em folha de Cd de 0,5 mm de espessura. O arranjo experimental para estas irradiações é visto na Figura 6. Como as amostras não foram irradiadas no mesmo tempo, fez-se a monitoração do fluxo com folha de ouro. A energia de corte do Cd para a espessura de 0,5 mm conforme considerações do Capítulo III-1, é 0,34 ev. Na Tabela II são dadas as atividades induzidas em ambas as folhas bem como a atividade saturada induzida pelos nêutrons de energia abaixo de 0,34 ev, obtida através da diferença entre as duas primeiras.

III.3 – OBTENÇÃO DAS DENSIDADES ρ_e E ρ_i

III.3-a – Obtenção de ρ_e

A mica natural contém uma densidade de traços fósseis provenientes da fissão espontânea do ^{238}U contido em baixa concentração na própria mica. Esta densidade de traços varia com a procedência da mica, de acordo com a sua idade geológica. Na presente experiência, foram utilizadas somente micas de baixo "background" fóssil e de mesma procedência.

Para a preparação das amostras foram construídas caixas de plástico ($\sim 2 \times 2 \times 0,2 \text{ cm}^3$) com uma das tampas removível. Uma quantidade de urânio natural em pó foi colocada dentro de duas destas caixas em contato direto com uma das faces das folhas de mica. Como é visto na Figura 6. A espessura da camada de urânio obtida foi de aproximadamente 3 g/cm^2 . Estas amostras, depois de seladas, permaneceram em repouso durante 4,216 anos.

Para a contagem de traços de fissão espontânea, as folhas de mica foram reveladas em HF de concentração 48,9% à temperatura de 25°C durante 3 horas.

Para delimitar-se as áreas de contagem de traços, foi colocado sobre cada folha de mica um reticulado de unidades de área iguais a $1,02 \text{ mm}^2$. O microscópio utilizado foi o microscópio óptico de tela de projeção (Reichert-NR 303574) do IEA, com aumento de 130 x. Sob este aumento, cada unidade de área do reticulado ficava totalmente contida na área útil de visão do microscópio.

Como a espessura μ , das amostras satisfazia a condição $\mu \gg R_{\text{max}}$, era de se esperar que as densidades de traços independessem da uniformidade da camada de urânio e obedecessem à distribuição estatística de Poisson. Para testar esta hipótese foi levantado o histograma das contagens obtidas por unidade de área do reticulado. O número de unidades de área assim observadas foi de 229, totalizando uma contagem de 4877 traços. Este histograma é visto na Figura 7. Através dele foi feito o teste de aderência à distribuição de Poisson pelo método do χ^2 . Obteve-se um χ^2 igual a 5,37 com 3 graus de liberdade, o que significa que no nível de confiança de 95% as contagens obtidas obedecem a uma distribuição de Poisson. Esta distribuição vista na Figura 7 é expressa por:

$$P_n = 229 \left[(m)^n / n! \right] e^{-m}$$

onde m é a média das contagens obtidas, igual a 21,3 e n a frequência das contagens.

Na Tabela III é dada a contagem total de traços para a obtenção de ρ e bem como a respectiva área de contagem. Nesta tabela é dada também a contagem de traços de "background" fóssil, ρ_b . Os desvios foram obtidos pelo desvio padrão dado pela distribuição estatística de Poisson. Na Tabela IV são dadas as densidades de traços resultantes ρ_a e ρ_b .

III.3-b - Obtenção de ρ_i

Para a obtenção de ρ_i (densidade de traços provenientes da fissão induzida no ^{235}U), foram colocadas novas folhas de mica nas amostras. Estas, em número de duas, foram expostas ao fluxo de nêutrons do canal de irradiações nº 10, uma coberta com Cd de 0,5 mm de espessura e a outra nua. O fluxo foi monitorado com folhas de ouro. O dispositivo de irradiação é visto na Figura 6. Foram feitos testes para a avaliação do tempo ideal de irradiação que não acarretasse superposição de traços e proporcionasse uma boa estatística para a contagem dos mesmos.

As contagens dos traços foram feitas nas mesmas condições dadas no Capítulo III.3-a e foi considerada válida também para este caso a distribuição estatística de Poisson por onde se calculou o desvio padrão.

Os resultados das contagens de traços para a obtenção de ρ_i^{nua} (traços de fissão induzida por nêutrons de todo o espectro) e ρ_i^{Cd} (traços de fissão induzida por nêutrons de energia acima de E_{Cd}) encontram-se na Tabela III, bem como os respectivos tempos de irradiação. Na Tabela IV são dadas as densidades de traços resultantes: ρ_i^{nua} , ρ_i^{Cd} , e ρ_i (densidade de traços de fissão induzida por nêutrons de energia abaixo de E_{Cd}).

A energia de corte do Cd, obtida no caso do ^{235}U foi a mesma que a obtida para o caso do ^{197}Au . Este resultado prende-se ao fato de E_{Cd} variar muito pouco com o coeficiente de absorção do material.

Na Figura 5 são vistos alguns pontos experimentais^(Nu60) dados para a secção de choque de fissão do ^{235}U , bem como o ajuste empírico a estes pontos, dado pelas expressões^(F166).

$$\sigma^{235}(E) = \frac{1}{\sqrt{E}} (A + BE + CE^2) \quad E < 0,1 \text{ ev} \quad (\text{III-8})$$

$$\sigma^{235}(E) = \frac{1}{\sqrt{E}} \left(\frac{\alpha}{(E - E_0)^2 + \frac{\pi^2}{4}} + \frac{\beta(E - E_0)}{(E - E_0)^2 + \frac{\pi^2}{4}} + D + FE + GE^2 \right) \quad 0,1 \text{ ev} < E < 0,5 \text{ ev} \quad (\text{III-9})$$

$$A = 99,28 \quad \Gamma = 0,154$$

$$B = 306,34 \quad E_0 = 0,285$$

$$C = 1018,69 \quad D = 91,41$$

$$\alpha = 0,256 \quad F = 140,28$$

$$\beta = 1,399 \quad G = 102,41$$

E em ev, $\sigma(E)$ em barns.

Através de desvio dos pontos experimentais às curvas ajustadas, avaliou-se um erro inferior a 0,5%.

CAPÍTULO IV

RESULTADOS OBTIDOS PARA λ_F IV.1-a - RESULTADO OBTIDO PARA λ_F ATRAVÉS DA DISTRIBUIÇÃO REAL DO FLUXO DE NÊUTRONS

Para a determinação de λ_F através da distribuição real do fluxo de nêutrons do canal de irradiação nº 10 foi utilizada a expressão (I-8). A distribuição deste fluxo, dada pela expressão (III-3) em unidades arbitrárias, foi normalizada para a unidade no intervalo de energia de 0 a 0,34 ev, através de integral:

$$K \int_0^{0,34 \text{ ev}} E^{0,805} \exp\left(-\frac{E}{0,0303}\right) dE = 1 \quad (\text{IV-1})$$

Esta integral foi calculada numericamente(*) com a regra de Simpson com precisão de 0,1%. Obteve-se:

$$K = 592,088$$

Embora esta normalização não fosse necessária na obtenção direta de λ_F ela é necessária para o cálculo do erro em λ_F .

As integrais que aparecem na expressão (I-8) foram também calculadas numericamente com a regra de Simpson com precisão de 0,1%, fazendo-se as seguintes substituições:

E_M por 0,34 ev,

$D(E)$ por $592,088 E^{0,805} \exp\left(-\frac{E}{0,0303}\right)$

$\sigma^{235}(E)$ pelas expressões (III-8) e (III-9) de acordo com os intervalos de energia válidos, e

$\sigma^{Au}(E)$ pela expressão (III-7).

Os resultados obtidos foram:

$$\int_0^{0,34} D(E) \sigma^{235}(E) dE = 501,58 \text{ barns} \quad (\text{IV-2})$$

$$\int_0^{0,34} D(E) \sigma^{Au}(E) dE = 87,35 \text{ barns} \quad (\text{IV-3})$$

(*) Computador IBM 1620 do IEA.

Substituindo-se na expressão (I-8) os valores das integrais dados pelas expressões (IV-2) e (IV-3), os valores de ρ_0 , ρ_1 , C^{235}/C^{238} e τ dados pela Tabela IV e de A_3 dado pela Tabela II, obteve-se para λ_F :

$$\lambda_F = (7,46 \pm 0,17) \cdot 10^{-17} \text{ anos}^{-1}$$

O cálculo do erro cometido na determinação de λ_F segundo a expressão (I-8) foi calculado pela propagação dos erros em cada um dos fatores que entram na sua determinação, os quais serão analisados a seguir:

O erro $\Delta \sigma^{Au}(E)$ em $\sigma^{Au}(E)$ foi avaliado segundo considerações do Capítulo III.2-a por:

$$\Delta \sigma^{Au}(E) = 0,0025 \sigma^{Au}(E)$$

Analogamente o erro $\Delta \sigma^{235}(E)$ em $\sigma^{235}(E)$ foi avaliado segundo considerações do Capítulo III.3-b por:

$$\Delta \sigma^{235}(E) = 0,005 \sigma^{235}(E)$$

O erro proveniente da imprecisão na determinação de $D(E)$ dada por

$$D(E) = 592,098 E^{0,805} \exp\left(\frac{-E}{0,0303}\right)$$

foi obtido pela incerteza experimental nos seus parâmetros, sendo que:

- ao parâmetro de valor 0,0303 ev foi dado o desvio de 0,0007 ev e,
- ao parâmetro de valor 0,805 foi obtido o desvio de 0,0005.

A incerteza na localização da energia de corte do Cádmiu E_{Cd} foi considerada desprezível. Para tanto, verificou-se que todos os autores são unânimes em localizar a energia do corte E_{Cd} entre 0,3 e 0,5 ev, assim substituindo-se estes valores nas integrais que aparecem na expressão (I-8) obteve-se uma variação no quociente das mesmas menor que 0,5%.

Os erros cometidos em cada um dos outros fatores encontram-se nas Tabelas II e IV e são erros encontrados na própria literatura de onde foram retirados.

IV.1-b - Resultado Obtido para λ_F Através da Aproximação Maxwelliana para o Fluxo de Nêutrons

Para a obtenção de λ_F pela aproximação Maxwelliana foi utilizada a expressão (I-3), substituindo-se na mesma os valores de ρ_0 , ρ_1 , C^{235}/C^{238} , σ_0^{235} , $g^{235}(T)$ e τ dados pela Tabela IV e de A_3 e $g^{Au}(T)$ dados pela Tabela II. Obteve-se:

$$\lambda_F = (7,30 \pm 0,16) \cdot 10^{-17} \text{ anos}^{-1}$$

O erro no valor desta medida foi calculado pela propagação dos erros cometidos em cada um dos fatores que entram na sua determinação. Os erros em cada um destes fatores encontram-se nas Tabelas II e IV.

CAPÍTULO V

CONCLUSÃO

Os valores obtidos para a constante de decaimento λ_F , para a fissão espontânea do ^{238}U foram:

$$\lambda_F = (7,30 \pm 0,16) 10^{-17} \text{ anos}^{-1} \quad \text{na aproximação Maxwelliana para o fluxo de nêutrons.}$$

e,

$$\lambda_F = (7,46 \pm 0,17) 10^{-17} \text{ anos}^{-1} \quad \text{Para a distribuição real do fluxo de nêutrons.}$$

O valor de λ_F , obtido na aproximação Maxwelliana consta do trabalho "Determination of the Decay Constant for Spontaneous Fission of ^{238}U ", em fase de publicação na revista "Nuclear Instruments and Methods".

Pode-se notar que dentro do erro experimental estes dois valores coincidem.

Pela Tabela I vê-se que estes valores estão em bom acordo com os encontrados por alguns pesquisadores como: Kuroda et al^(Ku56), Fleischer e Price^(F164), Rab e Kuroda^(Ra66) e Roberto et al^(Ro68).

Tabela I
Valores encontrados para λ_F

INVESTIGADORES	MÉTODO	ANO	λ_F^*
Perfilov ^(Pe 47)	câmara de fissão	1947	5.3 ± 0.9
Segre ^(Se 52)	câmara de fissão	1952	8.7 ± 0.3
Kuroda et al ^(Ku 56)	radioquímico	1956	6.7 ± 0.6
Parker e Kuroda ^(Pe 57)	radioquímico	1957	8.7 ± 0.5
Gerling et al ^(Ge 59)	radioquímico	1959	11.9 ± 1.0
Kuz'minov et al ^(Ku 60)	câmara de fissão	1960	10.7 ± 0.5
Fleischer e Price ^(F1 64)	SSTR **	1964	6.6 ± 0.5
	datação pelo ⁴⁰ K e ⁸⁷ Rb	1964	6.9
Rao e Kuroda ^(Ra 66)	radioquímico	1966	7.8 ± 0.9
Roberts et al ^(Ro 68)	SSTR **	1966	7.03 ± 0.1!

* Unidades de 10^{-17} anos⁻¹.

** Solid State Track Recorders.

Tabela II
Resultados das Atividades Induzidas no Ouro

$g(T) = 1,0085 \pm 0,0004$ (We 60) σ_0 (Au = 98,8 ± 0,3 Barns (Go 66)) $T_{1/2}^{Au^{198}} = 2,698 \pm 0,002$ dias (Lo 67)						
Código da Folha	Massa (g)	Diâmetro (cm)	Espessura (mg/cm ²)	$A_s^{Cd} \times 10^{14}$ dpm/átomo	$A_s^{nua} \times 10^{14}$ dpm/átomo	$A_s \times 10^{14}$ dpm/átomo
CM Folha com Cd	0,048736	0,8	96,9562	0,171 ± 0,001	—	1,146 ± 0,007
CN Folha nua	0,048070	0,8	96,6322	—	1,217 ± 0,007	

Tabela III

Resultados das contagens de traços

	ρ_e	$\rho_{i,nua}$	$\rho_{i,Cd}$	ρ_b
Tempo de irradiação	—	4 min.	25 min.	—
Traços Totais	4877	35979	11992	607
Área observada(cm ²)	2,338	2,849	2,665	5,401

Tabela IV

Resultados para as Medidas das Densidades de Traços

$\tau = 4,216 \pm 0,001$ anos $\sigma^{235}(T) = 0,984 \pm 0,002$ (We60) $\sigma_0^{235} = 577,1 \pm 0,9$ (Go66) $\text{Berns } C^{235}/C^{238} = 0,726 \times 10^{-2}$ (Le67)				
ρ_e (tr/cm ²)	$\rho_{i,nua}$ (tr./cm ² x min.)	$\rho_{i,Cd}$ (tr./cm ² x min.)	ρ_i (tr./cm ² x min.)	ρ_b (tr./cm ²)
2080 ± 30	3157 ± 17	180 ± 2	2977 ± 17	112 ± 11

As densidades tabelas ρ_e , $\rho_{i,nua}$ e $\rho_{i,Cd}$ contém o background ρ_b .As densidades $\rho_{i,nua}$ e $\rho_{i,Cd}$ estão normalizadas para 1 minuto de irradiação.

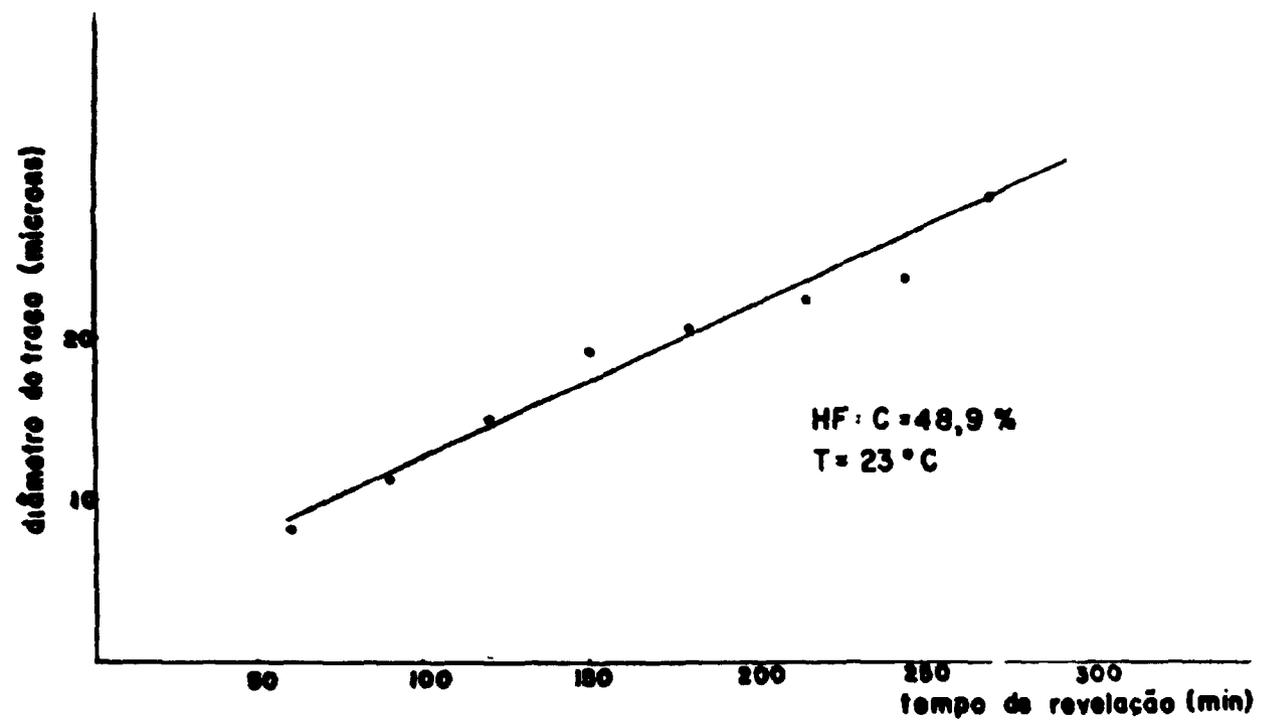


Figura 1 - Variação do diâmetro do traço com o tempo de revelação.

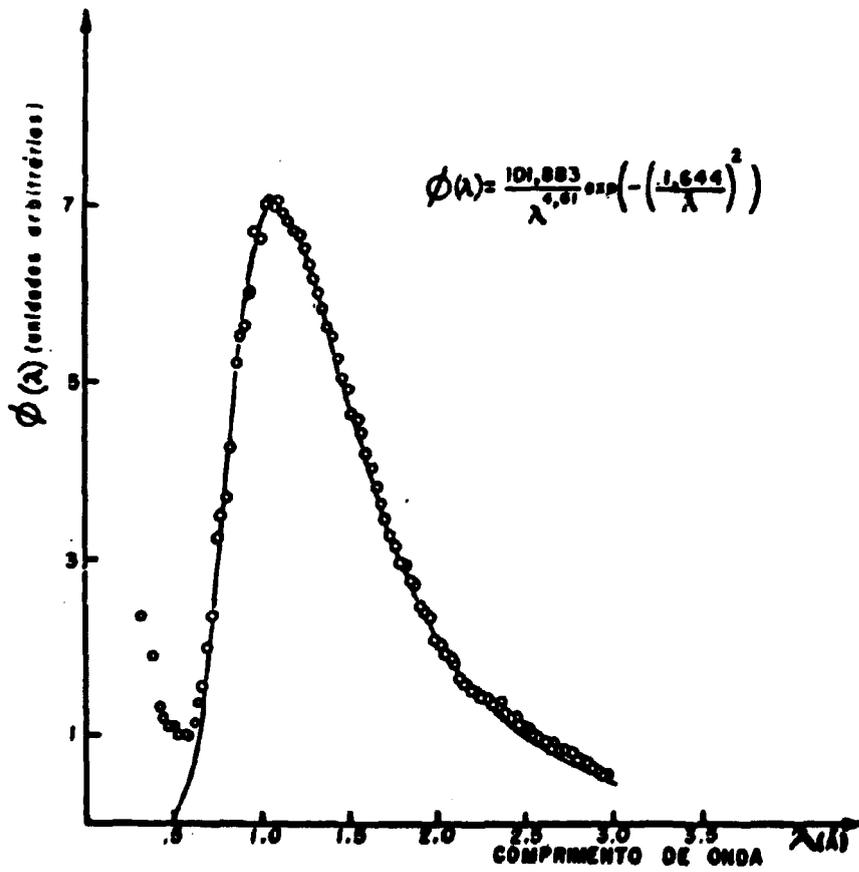


Figura 2 - Espectro real do canal radial 10¹ (Pu 70).

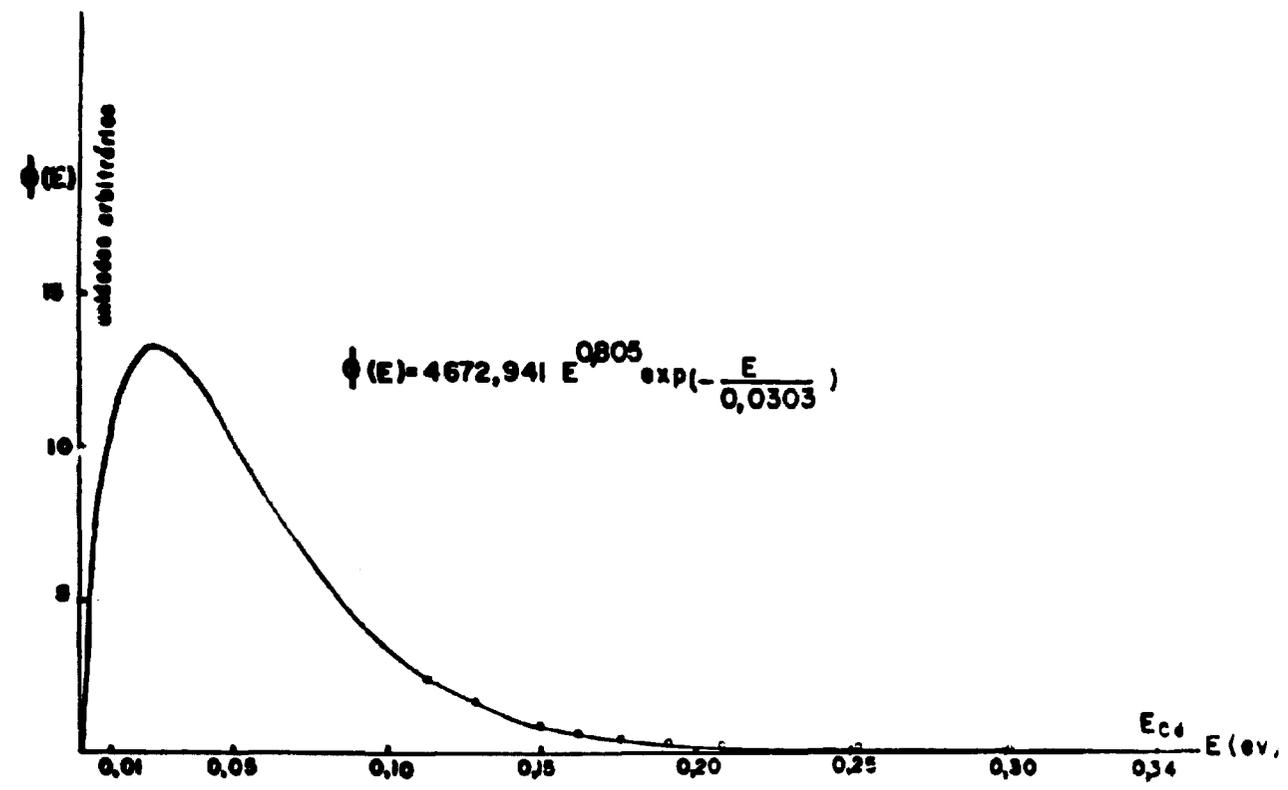


Figura 3 - Espectro real do canal radial 10 em função da energia E do nêutron.

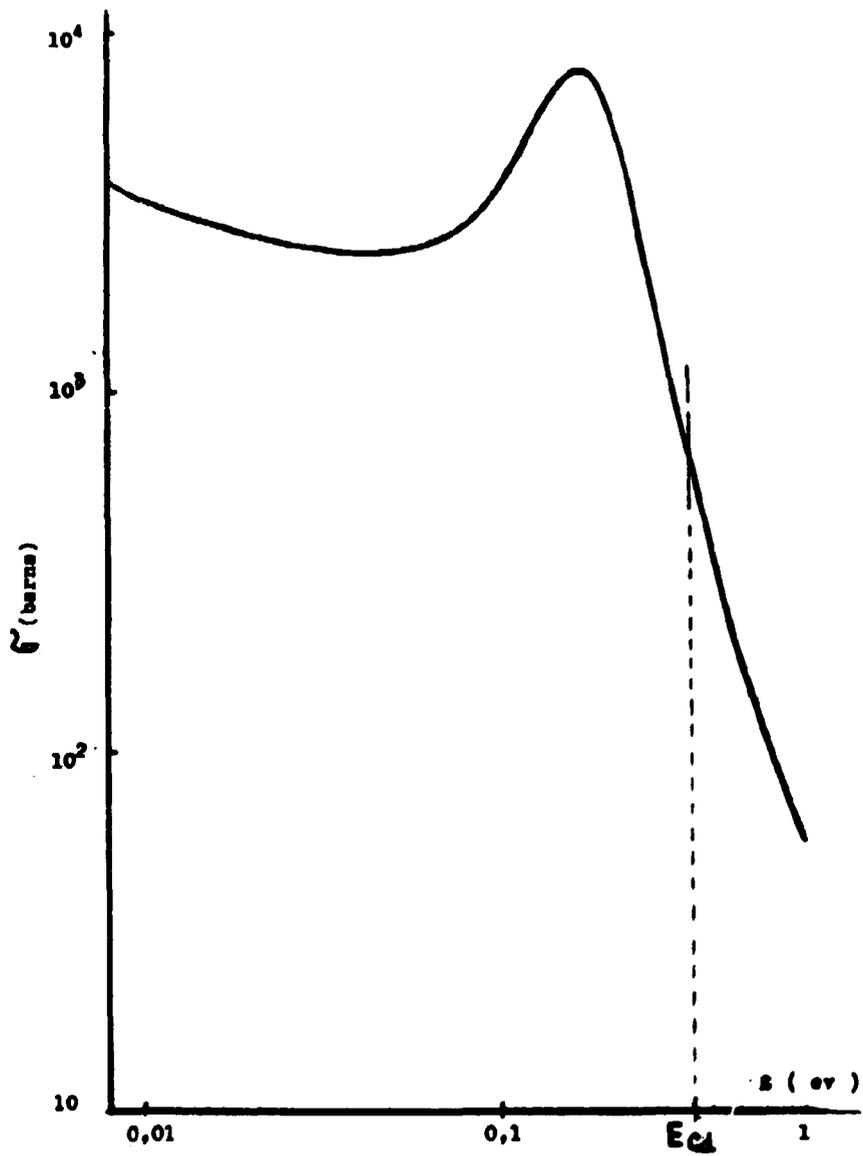


Figura 4 Seção de choque do Cádmiu.

Curva obtida segundo referência: Hughes, D. J., Schwartz, R. B., BNL-325 2nd ed. "BarnBook" (1958)

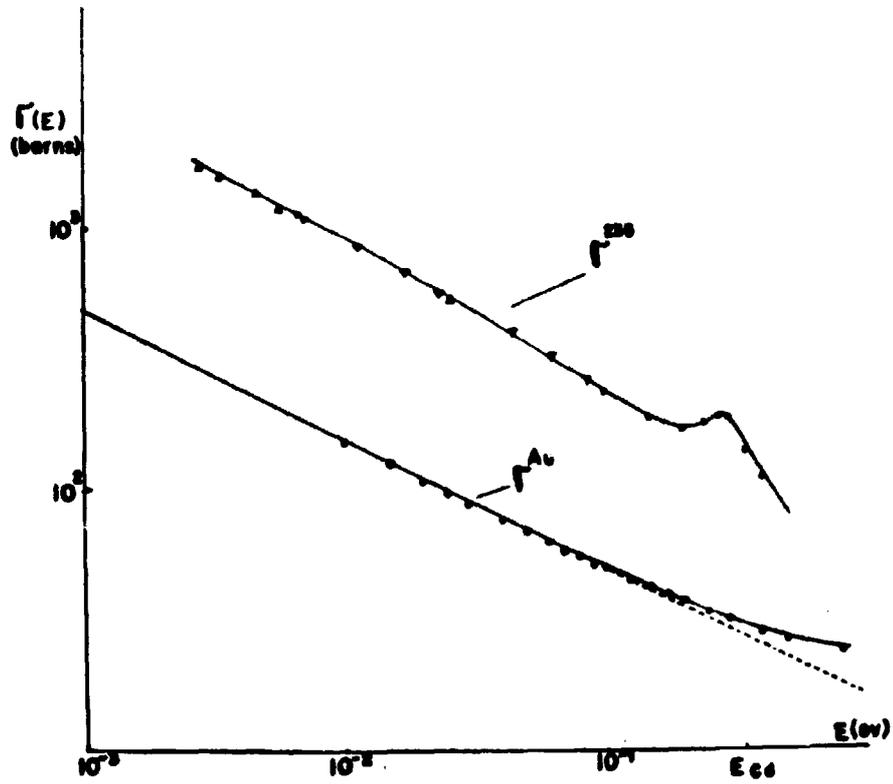


Figura 5 - Ajustes empíricos para as secções de choque de fissão do ^{235}U e de ativação do ^{197}Au , na região de nêutrons térmicos.

* Pontos experimentais para $\sigma^{235}(E)$ tirados da referência: Hughes, D. J., Marguno, B. A., Brussel, M. K., BNL-325 2nd ed. "Barn Book" (1960).

* Pontos experimentais para $\sigma^{\text{Au}}(E)$ tirados da referência: Hughes, D. J., Sewartz, R. B., BNL-325 2nd ed. "Barn Book" (1958).

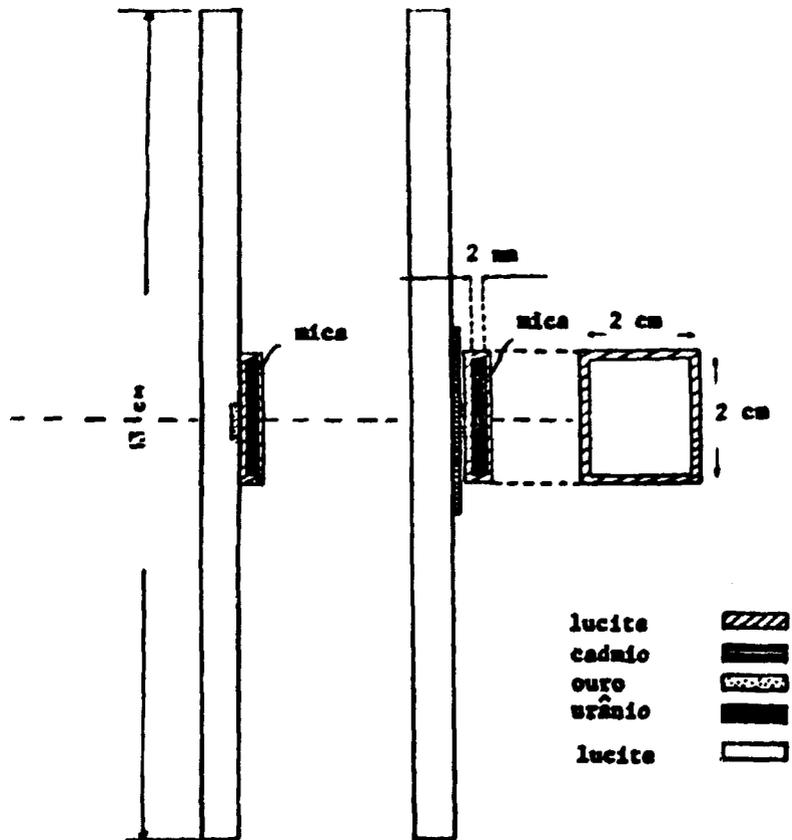


Figura 6 - Arranjo experimental para as irradiações.

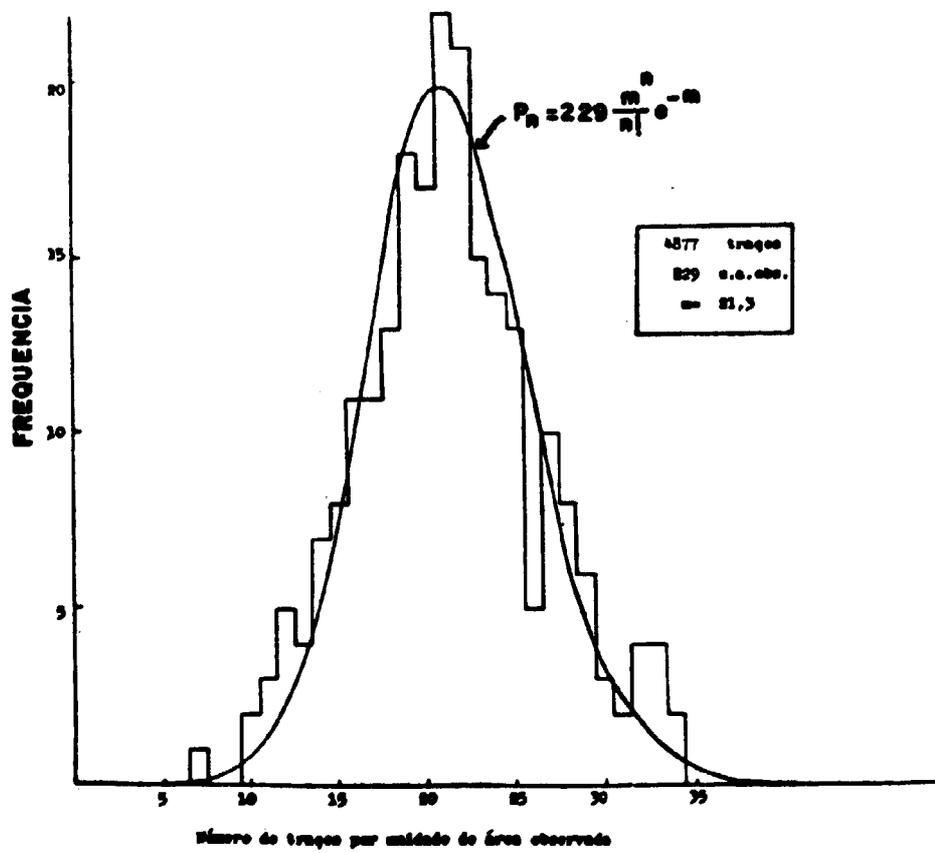


Figura 7 - Comparação do histograma levantado para o número de traços observado por unidade de área, com a distribuição de Poisson P_n , correspondendo ao valor médio observado ($m=21,3$).

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- (Be64) K. H. BECKURTZ and K. WIRTZ – "Neutron Physics" (ed. Springer – Verlag, 1964);
- (Da57) D. I. E. DAYTON e W. G. PETTUS – *Nucleonics*, 15, nº 12 (1957) 86;
- (FI63) R. L. FLEISCHER, et al, General Electric Research Laboratory Report nº 63 – RL-3503 M;
- (FI64) R. L. FLEISCHER and P. B. PRICE, *Phys. Rev.* 133 (1964) B63;
- (FI65) R. L. FLEISCHER, P. B. PRICE and R. M. WALKER, *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 15 (1965) 1;
- (FI66) R. G. FLUHARTY, N. H. MARSCHAL, O. D. SIMPSON, CONF-660303 Book 2 (1966) 985.
- (Fu70) R. FULFARO, Tese de Doutorado (Departamento de Física, Universidade Estadual de Campinas, outubro de 1970);
- (Ge59) E. K. GERLING, Yu. A. SHUKWHYUKOV e B. A. MAKAROVCHIN, *Radiokhimiya* 1 (1959) 223;
- (Go66) M. D. GOLDBERG et al, BNL 325 (2nd ed.). (Supp. nº 2) (1966)
- (Hu53) D. J. HUGHES, – "Pile Neutron Research" – Addison Wesley Publishing Co. (1953);
- (Hu60) D. J. HUGHES, R. B. SCHAWARTZ, BNL 325 (2nd ed.) (Suppl. nº 2) (1958)
- (Ku56) P. K. KURODA, R. R. EDWARDS e F. T. ASHIZAWA, *J. Chem. Phys.* 25 (1956) 603;
- (Ku60) B. D. KUZ'MINOV et al, *Soviet Phys. JETP* 10 (1960) 290;
- (Le67) C. M. LEDERER, J. M. HOLLANDER e J. PERLMAN – *Table of Isotopes* – 6th edition – John Wiley and Sons, Inc. – 1967.
- (Mo69) L. P. Moura, Tese de Doutorado (Departamento de Física, Universidade Estadual de Campinas, dezembro de 1969);
- (Nu65) *Nuclear Data Sheets*, National Research Council, National Academy of Sciences, USA (1959 e 1965);
- (Pa57) P. L. PARKER e P. K. KURODA, *J. Inorg. Nucl. Chem.* 5 (1957) 153;
- (Pe47) N. A. PERFILOV, *Zh. Eksperim. i Teor. Fiz.* 17 (1947) 746;
- (Pr58) W. J. PRICE, – "Nucl. Radiation Detection" – McGraw-Hill Book Company, Inc. (1958);
- (Pr62) P. B. PRICE e R. M. WALKER, *J. Appl. Phys.* 33 (1962) 3407;
- (Pr62) P. B. PRICE e R. M. WALKER, *Phys. Letters* 3 (1962) 113;
- (Ra66) M. N. RAO e P. K. KURODA, *Phys. Rev.* 147 (1966) 884;
- (Ro68) J. H. ROBERTS, R. GOLD e R. J. ARMANI, *Phys. Rev.* 174 (1968) 1482;
- (Se52) E. SEGRÉ, *Phys. Rev.* 86 (1952) 21;

28

(Si59) E. C. H. SILK, e R. S. BARNES, *Phil Mag.* 4 (1959) 970;

(We60) C. H. WESTCOTT – AECL 1101 e addendum (1960).

