SUSUMO KUNIYOSHI
Orientadora: Olga Yafgunovitch Mafra

DISTRIBUIÇÃO ANGULAR DOS FRAGMENTOS DE FOTO-FISSÃO DO $^{238}_{92}U$ NA ENERGIA DE 5,43 MeV

Dissertação apresentada ao Instituto de Física da Universidade de São Paulo para a obtenção do título de "Mestre em Ciências".

1973

À meus pais,

Ana Maria,

Patricia.

DISTRIBUIÇÃO ANGULAR DOS FRAGMENTOS DE FOTOFISSÃO DO ^{238}U NA ENERGIA DE 5,43 MeV

RESUMO

Foi medida a distribuição angular dos fragmentos de fotofissão do ^{238}U induzida por fótons monocromáticos de 5,43 MeV provenientes da reação(n,γ) no enxofre. Como detetores foram utilizadas lâminas de vidro.

Na análise dos resultados foram consideradas somente as contribuições dos termos $(J^{\pi},K) = (1^{-},0)$ e $(2^{+},0)$, (dipolo e quadrupolo) de modo que a distribuição angular dos fragmentos de fissão pode ser dada por:

$$\omega(\theta) = a + b\mathrm{sen}^2\theta + c\mathrm{sen}^2 2\theta$$

Foram obtidos para os coeficientes da distribuição acima os seguintes valores já corrigidos para os efeitos das linhas secundárias:

$$a = 0,035 \pm 0,59$$
$$b = 1,2 \pm 0,7$$
$$c = 0,6 \pm 0,3$$

mostrando a existência de uma forte componente de quadrupolo.

Uma análise dos dados existentes na literatura, a respeito da distribuição angular na região do limiar da fotofissão é também apresentada.

ABSTRACT

The angular distribution of photofission fragments of Uranium-238 produced by 5.43 MeV monochromatic photons from the (n,γ) reaction in sulphur has been measured, using glass plates as detectors.

In the analysis of the results we have considered only the contributions from the $(J^{\pi},K) = (1^{-},0)$, $(1^{-},1)$ and $(2^{+},0)$ terms (dipole and quadrupole) so the angular distribution from the fission fragments can be given by the expression:

$$\omega(\theta) = a + b\mathrm{sen}^2\theta + c\mathrm{sen}^2 2\theta$$

For the coefficients of the distribution the following values corrected for the effects of the secondary lines have been found,

$$a = 0.03 \pm 0.59$$
$$b = 1.2 \pm 0.7$$
$$c = 0.6 \pm 0.3$$

showing the existence of a strong quadrupole contribution at 5.43 MeV. An analysis of the data available in the literature on the angular distribution near the photofission threshold is also presented.

AGRADECIMENTOS

Às inúmeras pessoas que, direta ou indiretamente, contribuiram para a realização deste trabalho meus agradecimentos.

Em especial faço referência a:

Dra. Olga Y. Mafra, Orientadora desta Dissertação, Chefe do Grupo de Fotodesintegração da Divisão de Física Nuclear do Instituto de Energia Atômica, meu profundo reconhecimento por seu interesse, incentivo e apoio durante todo meu período de trabalho nesta Instituição.

Prof.Dr. José Goldemberg, pelo incentivo na realização deste trabalho e pelas sugestões dadas.

Dr. F.A. Bezerra Coutinho e Prof. A.F.R. de Toledo Piza, pelas úteis discussões.

Mestres em Ciências Cleide Renner e Marilia F. Cesar, pelos auxílios prestados, pelas sugestões e discussões.

Divisão de Metalurgia Nuclear, em particular ao Comandante Heliton Motta Haydt, pela confecção das amostras e alvos.

Bolsistas E.M. Tanaka e A.P. Lourenço, pela colaboração nos cálculos e gráficos.

Srta. Thereza Timo Iaria, pelos serviços de datilografia.

Divisão de Projetos e Oficina pela execução do arranjo experimental.

Departamento de Biblioteca e Documentação Científica, pela revisão bibliográfica e presteza com que sempre me atendeu.

Desejo, finalmente, manifestar meu reconhecimento ao Prof.Rômulo Ribeiro Pieroni, Superintendente do I.E.A. pelos recursos postos à minha disposição para o desenvolvimento dos trabalhos experimentais e edição desta Dissertação.

ÍNDICE

CAPÍTULO I - INTRODUÇÃO

O fenômeno da fissão nuclear foi observado pela primeira vez em 1939 por Hahn e Strassman. Esses pesquisadores ao estudarem reações com nêutrons no urânio, visando a obtenção de elementos transurânicos, verificaram a existência de traços de elementos com propriedades químicas do bário. Não perceberam entretanto, que estavam diante de um novo e importante fenômeno da física, o qual foi esclarecido logo a seguir por Meitner e Frish recebendo o nome de fissão nuclear.

Com essa descoberta, desencadeou-se nos principais laboratórios da época uma série de pesquisas visando aproveitar a fabulosa quantidade de energia liberada por um núcleo ao fissionar-se. Para se ter idéia desse esforço, basta dizer que já em dezembro de 1942 uma equipe de cientistas, chefiados por Enrico Fermi, colocou em funcionamento o primeiro reator nuclear, demonstrando assim, não somente a existência da reação em cadeia mas também a possibilidade de controlá-la.

Mais tarde descobriu-se que também era possível provocar a fissão de núcleos pesados usando vários tipos de partículas carregadas ou radiação gama e, mais recentemente, descobriu-se a existência da fissão de elementos leves.

A fim de descrever teoricamente o mecanismo da fissão o primeiro modelo que surgiu foi o da gota líquida, desenvolvido por Bohr e Wheeler(Boh39). Este modelo, apesar de muito simples, explicava grande parte dos dados experimentais até então existentes.

A base do modelo da gota líquida é a comparação da fissão com a defor mação e a divisão de uma gota líquida, supondo que a mesma seja um fluido incompressível, uniformemente carregado com carga Ze, superfície bem definida e tensão superficial independente da forma.

Nesse modelo a energia do núcleo pode ser dada como energia superficial mais energia coulombiana. A energia coulombiana repulsiva é contrabalançada dinamicamente pela energia superficial atrativa, havendo portanto, variações de energia potencial de acordo com a variação da forma do núcleo. Essas variações ocorrem harmonicamente, podendo eventualmente atingir uma deformação tal em que a energia coulombiana seja maior que a superficial, ocorrendo então a fissão.

Com o desenvolvimento das técnicas de medidas foram sendo acumulados novos dados experimentais que não encontraram explicação com esse modelo, que apresenta falhas nos seguintes aspectos:

a) explicação da distribuição angular dos fragmentos de fissão que experimentalmente apresentam uma pronunciada anisotropia, enquanto o modelo prevê uma distribuição isotrópica.
b) o modelo não prevê as variações bruscas nas seções de choque de fissão que são encontradas experimentalmente.

Para sanar essas falhas do modelo da gota líquida, Aage Bohr (Bohr55) propôs em 1955 o modelo de canais para fissão, baseando-se na seguinte idéia: quando se forma um núcleo composto por captura de nêutrons ou através de reações com prótons, deuterons, raios gama etc..., a energia de excitação é distribuída nos vários graus de liberdade do núcleo. Este estado complexo do núcleo pode ser descrito em termos de vibrações e rotações nucleares coletivas associadas aos movimentos individuais dos núcleons. Para elementos pesados o núcleo composto pode decair por emissão de nêutrons ou fissão. Neste último processo o núcleo gasta grande parte de sua energia ao deformar-se, estando frio ao apresentar grandes deformações. Se a energia de excitação fôr pouco acima do limiar de fissão, restarão apenas alguns estados quânticos permitidos para o núcleo deformado no ponto imediatamente anterior à ocorrência da ruptura. O espaçamento médio entre esses estados é grande, comparável à excitações de baixa energia do núcleo no estado fundamental. Os níveis de energia do núcleo deformado podem ser comparados aos níveis do núcleo composto pouco excitado (Boh55), portanto, cada canal de fissão tem o momento angular e paridade bem definidos, resultando assim numa anisotropia da distribuição angular dos fragmentos de fissão. Também as bruscas variações na seção de choque de fissão por nêutrons puderam ser explicadas com esse modelo sendo associadas à abertura de novos canais de fissão.

Nesta mesma época surgiu o trabalho de Nilsson (Ni55). Na sua forma original não tratava especificamente da fissão, pois para grandes deformações a energia de deformação diverge, mas descrevia, muito bem, pequenas deformações. A idéia básica deste modelo é a de que partículas independentes se movem em torno de um potencial médio não central, supondo que este potencial possa ser descrito por um oscilador harmônico anisotrópico com termos de interação spin-órbita e um termo da correção $D\vec{l}^2$.

Com esta descrição há boa previsão do momento de quadrupolo(núcleo deformado), entretanto sua característica mais notável é a previsão das camadas para deformações pequenas, sendo que a medida que o núcleo se deforma, vai sendo perdido o caráter de camada. As idéias de Nilsson foram muito úteis na elaboração de um novo modelo, o de Strutinsky (Str67).

No início da década de 60, um fato experimental surpreendente deu margem ao aparecimento de novas idéias teóricas. Com o objetivo de produzir elementos super-pesados através do bombardeio de núcleos com íons pesados, observou-se a existência de elementos que sofrem fissão isomérica e cuja meia vida é da ordem de milissegundos. Um desses elementos, por exemplo é o ^{242}Am com meia vida para fissão espontânea da ordem de 10^{10} anos. A partir daí iniciou-se uma investigação sistemática do processo, sendo encontrados cerca de 18 elementos cuja meia vida para fissão isomérica varia de 4 nanossegundos a 14 milissegundos.

Outro fenômeno interessante foi observado experimentalmente por Migneco e Theobald(Mig68), ao estudarem a seção de choque de fissão com nêutrons no ^{240}Pu, obtendo grupos de ressonâncias na seção de choque, espaçadas por uma distância média da ordem de 700 eV.

Para explicar esses efeitos, Strutinsky (Str67) elaborou um modelo baseado nos modelos da gota líquida e de camadas de Nilsson. Considerou as densidades de camadas dos estados da partícula simples em função da deformação, obtidos por Nilsson, como correção para o modelo da gota líquida. Com esse artifício conseguiu obter novamente efeitos de camada para pequenas e grandes deformações. O fato de aparecerem camadas em dois estados de deformação distinta, evidenciam duas regiões onde a energia de ligação é mais alta, ou seja, dois poços de potencial. De modo geral, a altura da primeira barreira, de fissão, é da ordem de 5 a 6 MeV, e a segunda, fissão isomérica, da ordem de 1 MeV.

Com esse modelo foi então possível explicar as ressonâncias obtidas por Migneco e Theobald como sendo ressonâncias dos níveis do primeiro com os do segundo poço. A fissão isomérica foi também esclarecida supondo-se que o elemento superpesado fosse formado com excitação no segundo poço. Tendo pequena barreira o modo mais competitivo de decaimento será a fissão isomérica através da penetração da barreira.

Os avanços teóricos obtidos na interpretação da fissão despertaram novamente o interesse dos físicos experimentais para o estudo deste fenômeno e, de um modo especial, a fissão induzida por fótons na região do limiar para núcleos pesados devido a possibilidade de usar linhas monocromáticas de alta resolução e também estudar o potencial com duas barreiras, proposto acima.

Rabotnov et al. (Rab70) observou experimentalmente a existência, na região do limiar, de uma possível estrutura na seção de choque(γ,f)para elementos pesados como urânio, tório e plutônio. Esses experimentadores utilizaram fótons do espectro contínuo de bremsstrahlung do microtron com resolução da ordem de 10%.

Knowles et al. (Kno72) e Mafra et al.(Maf72) também observaram estrutura intermediária na seção de choque (γ,f) para urânio e tório, fato que já havia sido evidenciado por Manfredini (Man69). Knowles usou radiação gama de 5 a 8,3 MeV com resolução da ordem de 3%, fazendo espalhamento compton das linhas do níquel obtidas por reação (n,γ). Mafra usou a reação (n,γ) em vários alvos obtendo assim raios gama monocromáticos no intervalo de 5,43 a 9 MeV com resolução da ordem de 10 eV, que é devida ao efeito Doppler. Os resultados obtidos por Mafra diferem um pouco dos resultados obtidos por Knowles e essa divergência foi atribuída aos efeitos de resolução da radiação incidente.

A estrutura observada na seção de choque pode estar associada à ressonâncias com níveis do estado de transição do núcleo deformado no ponto imediatamente antes da ruptura e, em particular, o pico observado em torno de 5 MeV por Knowles, no urânio, foi atribuída à uma mudança no modo de absorção multipolar do fóton, passando de dipolo para quadrúpolo (Kno71). Essa descrição foi baseada no diagrama de níveis de Albertsson and Forkman (Alb65). Como os erros na seção de choque envolvidos na região de 5 MeV são muito grandes, tórna-se difícil obter informações diretamente dos dados experimentais citados.

Tornou-se, assim, importante medir cuidadosamente a distribuição angular nesta energia para verificar se realmente apresenta alguma particularidade em relação às distribuições angulares em energias mais altas.

Como o arranjo experimental de que se dispõe não permite a variação contínua de energia do fóton incidente, foram utilizados fótons monocromáticos de 5,43 MeV provenientes da captura radioativa de nêutrons térmicos num alvo de enxofre, colocado junto ao caroço do reator IEAR-1.

CAPÍTULO II - TEORIA

II.1. GENERALIDADES

Em 1936, Niels Bohr propôs o modelo do núcleo composto C^* para reações nucleares. De acordo com suas idéias, quando se bombardeia um núcleo alvo X, com partículas x, forma-se inicialmente um sistema no qual X e x se amalgamam formando um núcleo composto. Supôs ainda que os modos de formação e decaimento fossem independentes entre si, ou seja, não importa como foi formado o núcleo composto C^*, e o seu decaimento só depende da energia de excitação do núcleo composto.

Assim pode-se escrever a reação nuclear como se processando em duas etapas:

$$X + x \longrightarrow C^* \quad : \text{formação do núcleo composto}$$

$$C^* \longrightarrow Y + y \quad : \text{decaimento de } C^*$$

A partícula é absorvida no assim chamado canal de entrada, e a ejeção da partícula dá-se no canal de saída.

A seção de choque para a reação (x,y) é dada por:

$$\sigma_{x,y} = \sigma_x \frac{\Gamma_y}{\Gamma} \qquad \text{(II-1)}$$

onde,

σ_x é a seção de choque para a formação do núcleo composto.

Γ_y/Γ é a probabilidade do C^* decair em Y e y

Γ representa a probabilidade total de decaimento de C^* em outros modos possíveis de Y e y.

Quando o núcleo composto formado fôr um elemento pesado ($Z \geq 90$) existem vários canais de saída, ou seja, pode ocorrer: fissão, emissão de nêutrons, emissão de prótons, emissão de radiação gama, etc... A probabilidade de ocorrência de cada um desses processos é determinada pelos valores relativos das larguras correspondentes a cada um deles: Γ_f, Γ_n, Γ_p, Γ_γ, etc...

No caso particular do núcleo pesado ser excitado por radiação eletromagnética com energia na região do limiar para fotofissão, os canais predominantes do núcleo composto são: fotofissão, emissão de fotonêutrons e emissão gama (Boh39). Isto ocorre porque a emissão de partículas carregadas é inibida pela barreira coulombiana.

Portanto, a seção de choque para captura (formação do núcleo composto) de um fóton com energia próxima ao limiar é dada por:

$$\sigma_\gamma = \sigma_{\gamma,\gamma'} + \sigma_{\gamma,n} + \sigma_{\gamma,f} \qquad \text{(II-2)}$$

A escolha do canal de saída está relacionada pela razão entre a largura de níveis parciais e a largura total dos modos de decaimento.

$$\Gamma_{\gamma'}/\Gamma = G_\gamma \text{ - para emissão gama}$$

$$\Gamma_n/\Gamma = G_n \text{ - para emissão de nêutrons}$$

$$\Gamma_f/\Gamma = G_f \text{ - para fissão}$$

A largura total Γ de um estado nuclear composto para uma certa energia de excitação é dada por

$$\Gamma = \Gamma_{\gamma'} + \Gamma_n + \Gamma_f$$

Substituindo-se G_f na relação (II.1) têm-se:

$$\sigma_{\gamma,f} = \sigma_\gamma \frac{\Gamma_f}{\Gamma_{\gamma'} + \Gamma_n + \Gamma_f}$$

Neste trabalho a radiação gama utilizada foi de 5,43 MeV. Sendo o limiar para reação $^{238}U(\gamma,n)^{237}U$ igual a 6,058 $\pm$ 0,40 MeV(Mat65), para a energia empregada os únicos modos competitivos de decaimento são a emissão gama e a fissão. A largura para emissão de nêutrons é nula ($\Gamma_n = 0$) e a relação acima fica:

$$\sigma_{\gamma,f} = \sigma_\gamma \frac{\Gamma_f}{\Gamma_{\gamma'} + \Gamma_f} \qquad \text{(II-3)}$$

O limiar para reação (γ,f) nos elementos pesados como urânio e tório não tem uma definição precisa pois a fissão pode ocorrer através da penetração da barreira de potencial. Os valores experimentais dos limiares dessa reação são cada vez mais baixos em virtude da melhora dos equipamentos de medida.

Para estudar a estrutura do núcleo durante o processo de fissão foram desenvolvidos até hoje vários modelos,que foram surgindo a medida em que apareceram novos fenômenos que não encontravam explicação nos modelos anteriores. Para facilitar o entendimento dos dados obtidos por nós,os principais modelos desenvolvidos até o momento encontram-se nos Apêndices A, B1 e B2 .

II.2. DISTRIBUIÇÃO ANGULAR DOS FRAGMENTOS DE FOTOFISSÃO DO URÂNIO NATURAL

Quando um núcleo pesado captura um nêutron ou absorve um fóton forma-se um núcleo composto no qual a energia de excitação é distribuida em graus de liberdade muito elevados. Este complexo estado de movimento pode ser descrito em termos de vibrações e rotações nucleares coletivas acoplados ao movimento individual dos núcleons.

Se o núcleo composto decair via fissão então o núcleo consome grande parte da energia de excitação para se deformar até atingir o ponto de sela. A deformação do núcleo pode ser descrita pelo modelo da dupla barreira de potencial, o de Strutinsky, que se encontra no Apêndice B2. Ainda de acordo com o modelo de canais de fissão proposto por A.Bohr,o núcleo estará "frio" no ponto de sela e os estados quânticos disponíveis estarão largamente separados.

Se a energia do fóton incidente fôr próxima do limiar de fissão, o espaçamento entre os níveis será mais acentuado e, portanto, pode ser observada a anisotropia na distribuição angular dos fragmentos de fissão. O diagrama dos níveis de energia é fortemente dependente da forma que o núcleo assume no ponto de sela (Whe63). Inicialmente foi considerada uma deformação quadrupolar para o núcleo no ponto de sela, porém mais tarde Johansson (Joh61) mostrou que a deformação mais conveniente é a deformação octupolar. Esses dois diagramas de níveis para núcleos pesados par-par são dados por Albertsson e Forkman (Alb65) e se encontram na figura II.1.

De acordo com o esquema de níveis de energia para núcleos par-par no estado de transição, o limiar de fissão é o nível $(I^{\pi},K) = (0^{+},0)$. Entre tanto, este nível é inacessível pela absorção de um fóton, pois este produz somente níveis com $M = \pm 1$, onde M é a projeção do momento angular total I sobre o eixo fixo no espaço orientado na direção de incidência do feixe de fótons, sendo portanto, proibidos estados com $I^{\pi} = 0^{+}$.

Os principais modos de absorção por elementos pesados como o urânio e tório são dipolo e quadrupolo, supondo-se desprezível a componente magnética (Sha69). Os níveis que podem ser excitados com fótons estão assinalados com linhas mais fortes no diagrama da figura II.1.

Cada um desses níveis do núcleo no estado de transição, no ponto de sela, é caracterizado pelos números quânticos: I, momento angular total; M, a projeção de I sobre o eixo fixo no espaço; K, a projeção de I sobre o eixo de simetria e π, a paridade da função de onda.

Admitindo que os fragmentos de fissão emergem na direção do eixo de simetria nuclear do núcleo que se fissiona, os valores de K, I e M definem a distribuição angular dos fragmentos de fissão. Consequentemente a análise da medida da distribuição angular pode dar informações a respeito das características dos níveis no ponto de sela.

Assim a distribuição angular pode ser dada pela probabilidade de distribuição do eixo de simetria nuclear na direção de incidência dos fótons.

A distribuição angular é dada por (Whe63)

$$P_{MK}^{I}(\theta) = \frac{2I+1}{2} \left| d_{MK}^{I}(\theta) \right|^2 \qquad \text{(II-4)}$$

onde

$$\left| d_{MK}^{I}(\theta) \right|^2 = (I+K)!(I-K)!(I+M)!(I-M)! \left[\sum_n (-1)^n \frac{(\cos\frac{\theta}{2})^{2I+K-M-2n} (\operatorname{sen}\frac{\theta}{2})^{2n+M-K}}{(I-M-n)!\ (I+K-n)!\ n!(n+M-K)!} \right]^2$$

onde a somatória se estende a todos os n para os quais o denominador é positivo e θ é o ângulo de saída do fragmento em relação ao feixe incidente.

Supondo que seja possível observar somente as transições de quadrupolo e dipolo, pode-se escrever a distribuição angular para cada transição como segue abaixo:

$$P_{\pm 1,0}^{2}(\theta) = \frac{15}{8} \operatorname{sen}^2 2\theta \text{ ——— quadrupolo } (2^{+}, 0)$$

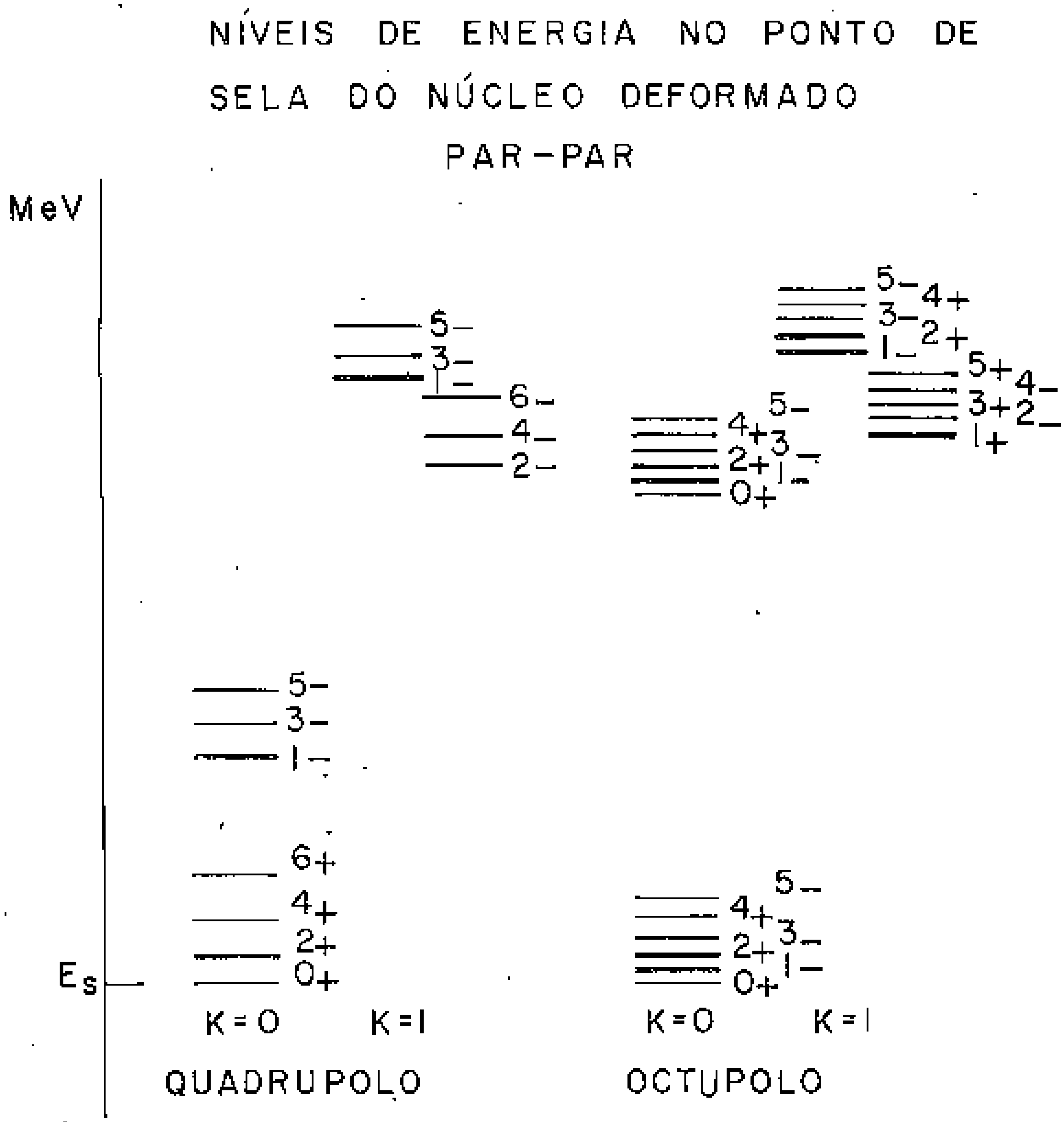


Fig. II.1- Níveis de energia no ponto de sela do núcleo deformado par-par (Alb65).

$$P^{1}_{\pm 1,0}(\theta) = \frac{3}{2}\,\mathrm{sen}^2\theta \text{ ——— dipolo } (1^-,0)$$
(II-5)
$$P^{1}_{\pm 1,1}(\theta) = 3/2\,(1-\frac{1}{2}\,\mathrm{sen}^2\theta) \text{ ——— dipolo } (1^-,1)$$

A distribuição angular é relacionada com a seção de choque diferencial da seguinte forma:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sigma_1 P^{2}_{\pm 1,1} + \sigma_2 P^{1}_{\pm 1,0} + \sigma_3 P^{1}_{\pm 1,1} \qquad \text{(II-6)}$$

onde σ_1, σ_2, σ_3 são as seções de choque para os níveis $(K,I^{\pi}) = (0,2^+)$; $(o,1^-)$ e $(1,1^-)$ respectivamente.

A equação (II-6) pode ser escrita em função da seção de choque total de fissão como:

$$\frac{d\sigma_F}{d\Omega} = \sigma_F\left(\frac{\sigma_2}{\sigma_F} P^{1}_{\pm 1,0} + \frac{\sigma_3}{\sigma_F} P^{1}_{\pm 1,1} + \frac{\sigma_1}{\sigma_F} P^{2}_{\pm 1,1}\right) = \sigma_F\,\omega(\theta) \qquad \text{(II-7)}$$

onde os coeficientes $\sigma i/\sigma_F$ representam as contribuições de cada uma das probabilidades P^{I}_{MK}, e $\omega(\theta)$ é a distribuição angular observada experimentalmente e que por sua vez deve ser normalizada por:

$$\int_{0}^{\pi/2} \omega(\theta)\,\mathrm{sen}\theta\, d\theta = 1 \qquad \text{(II-8)}$$

Substituindo as relações (II-5) na (II-7) obtém-se:

$$\frac{1}{\sigma_F}\,\frac{d\sigma_F}{d\Omega} = \omega(\theta) = D\,\mathrm{sen}^2\theta + F(1-\frac{1}{2}\mathrm{sen}^2\theta) + G\,\mathrm{sen}^2 2\theta \qquad \text{(II-9)}$$

Simplificando esta expressão obtém-se:

$$\omega(\theta) = a + b\,\mathrm{sen}^2\theta + c\,\mathrm{sen}^2 2\theta \qquad \text{(II-10)}$$

onde,

$$a = \frac{3}{2}\,\frac{\sigma_3}{\sigma_F} \qquad \sigma_1 = \frac{8}{15}\,c\,\sigma_F$$

$$b = \frac{3}{2}\,\frac{1}{\sigma_F}(\sigma_2 - \frac{\sigma 3}{2}) \qquad \sigma_2 = \frac{2}{3}\,(b + \frac{1}{2}\,a)\,\sigma_F \qquad \text{(II-11)}$$

$$c = \frac{15}{8}\,\frac{\sigma_1}{\sigma_F} \qquad \sigma_3 = \frac{2}{3}\,a\,\sigma_F$$

O número de fissões observado experimentalmente por unidade de ângulo sólido é proporcional à distribuição angular

$$N(\theta) = K\,\omega(\theta) = Ka + Kb\,sen^2\theta + Kc\,sen^2 2\theta$$

Através de ajustes do polinômio de segundo grau por mínimos quadrados sobre os pontos experimentais obtêm-se os valores de Ka, Kb, Kc. O valor de K é obtido por:

$$\int_0^{\pi/2} N(\theta)sen\theta d\theta = K \int_0^{\pi/2} \omega(\theta)sen\theta d\theta = K$$

onde,

$$\int_0^{\pi/2} \omega(\theta)sen\theta d\theta = a + \frac{2}{3}\,b + \frac{8}{15}\,c = 1$$

que é a condição de normalização (II-8).

CAPÍTULO III - ARRANJO EXPERIMENTAL

III.1. FONTE DE RADIAÇÃO GAMA

A radiação gama utilizada neste trabalho é proveniente da reação (n,γ) num alvo de enxofre P.A. colocado junto ao caroço do reator IEAR-1, com potência nominal de 2 Mw. A descrição detalhada deste método de produção de radiação gama encontra-se nas referências (Maf69) e (Maf71).

Neste tipo de arranjo experimental (fig. III-1) a radiação gama produzida é de alta resolução (~ 10 eV) e sua energia pode ser variada trocando-se o alvo conversor (n,γ).

A radiação de fundo de nêutrons, na saída do canal a 4 metros da posição do alvo é da ordem de 600 n/s cm^2, sendo provocada, principalmente, pelo espalhamento de nêutrons no próprio alvo, no canal e nos canais vizinhos. A fim de diminuir este número de nêutrons no canal colocou-se adicionalmente na saída uma chapa de cádmio de 1,5 mm de expessura, um filtro de 15 cm de parafina e um recipiente contendo água (≃ 20 cm). Para evitar contribuições de nêutrons do ambiente, especialmente do canal vizinho, ergueu-se uma blindagem de parafina e boro, conseguindo-se assim reduzir a radiação de fundo para 150 n/cm^2s. Praticamente os dois únicos inconvenientes deste arranjo experimental são, o de não permitir a variação de energia do fóton continuamente em intervalos pequenos, dando somente raios gama discretos produzidos na reação (n,γ) em diversos alvos e o fato da energia máxima obtida por esse processo ser de 10,83 MeV no alvo de Nitrogênio.

O espectro da radiação gama da reação (n,γ) em geral apresenta contaminações das linhas secundárias, devendo-se então escolher para alvos(n,γ) elementos nos quais as linhas secundárias sejam as menores possíveis em relação a linha principal (no máximo ≈ 10% de intensidade da linha principal). O espectro do alvo de enxofre, em particular, apresenta as linhas de 5,43 MeV; 7,78 MeV e 8,64 MeV, sendo que os fluxos estão relacionados como segue abaixo:

$$\frac{\phi_7}{\phi_5} = 0{,}038 \pm 0{,}004$$

$$\frac{\phi_8}{\phi_5} = 0{,}031 \pm 0{,}003$$

onde ϕ_5, ϕ_7 e ϕ_8 referem-se ao fluxo das linhas de 5,43 MeV, 7,78 MeV e 8,64 MeV, respectivamente.

As relações acima já estão corrigidas para absorção dos diversos filtros que estão presentes no canal de radiação.

O fluxo da linha de 5,43 MeV foi monitorado durante a irradiação com um cristal de NaI(Tl) de 3" x 3", sendo seu valor médio $(1{,}9 \pm 0{,}1)\times 10^5\, \gamma/cm^2 s$.

III.2. CÂMARA DE DISTRIBUIÇÃO ANGULAR

O arranjo para medida da distribuição angular é um tubo cilíndrico de alumínio com diâmetro externo de 7,6 cm e altura de 9,0 cm. À meia altura do cilindro têm-se 16 furos com diâmetro de 1 cm e o espaçamento entre 2 furos radiais consecutivos é de $22{,}5^o$ em relação ao eixo do cilindro. Esses furos servem como definidores de ângulo sólido para os fragmentos de fissão.

Do lado externo do cilindro são colocados detetores de fragmentos de fissão, como mostra a figura III.2.

Foi usado como alvo de urânio, um cilindro de urânio metálico natural com diâmetro de 4mm e o comprimento útil de 1 cm. O urânio é nuclearmente puro e foi produzido pela Divisão de Metalurgia Nuclear do I.E.A.

Como o alcance médio dos fragmentos de fissão no urânio metálico é de 12,6 mg/cm^2 (Ros49), a massa efetiva do alvo de urânio é da ordem de 120mg e a probabilidade de escape do fragmento é igual para todas as direções radiais, eliminando assim o problema da não homogeneidade do alvo.

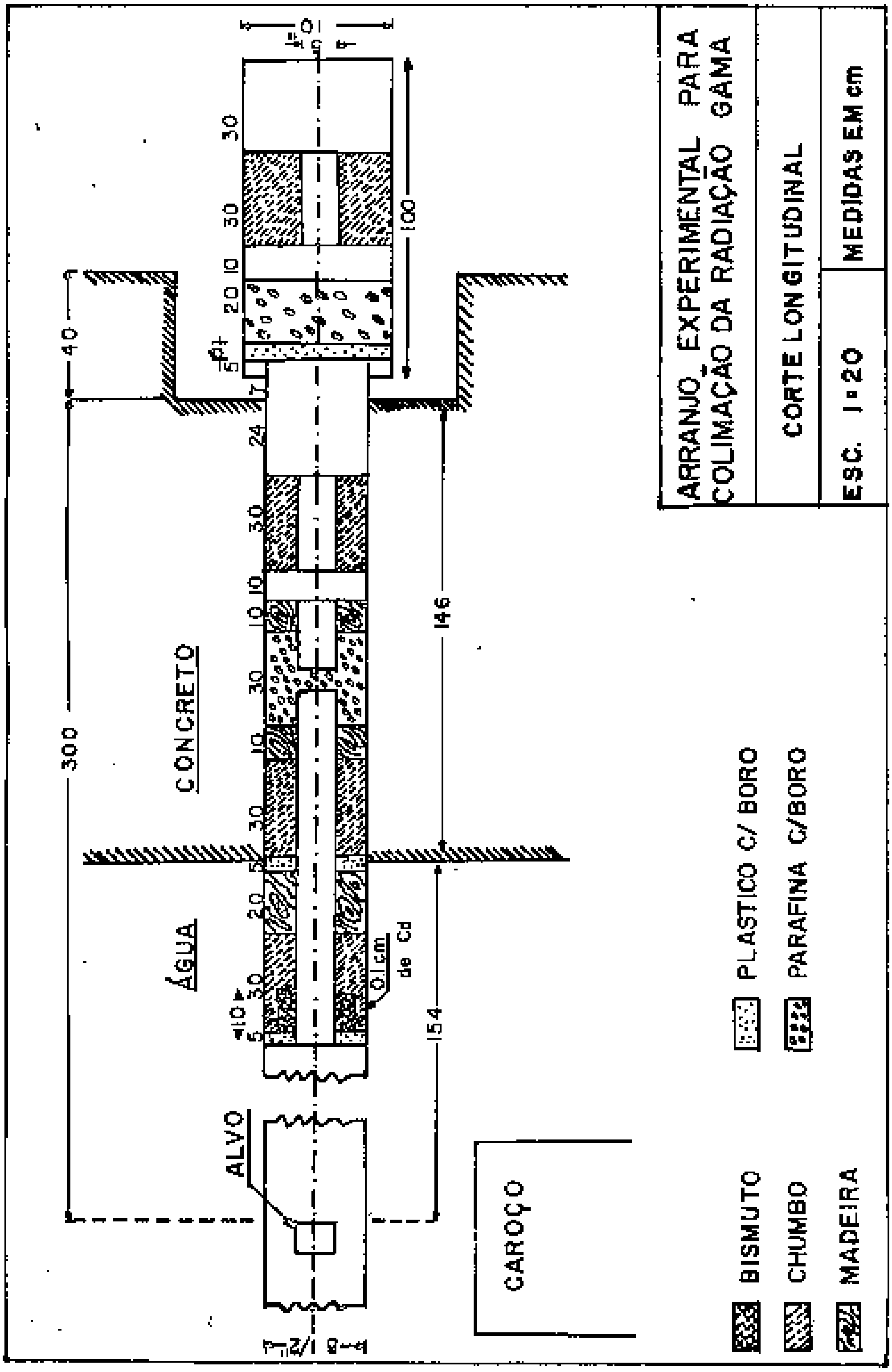


Fig. III.1- Arranjo experimental para produção de raios gama monocromáticos através da reação(n,γ).

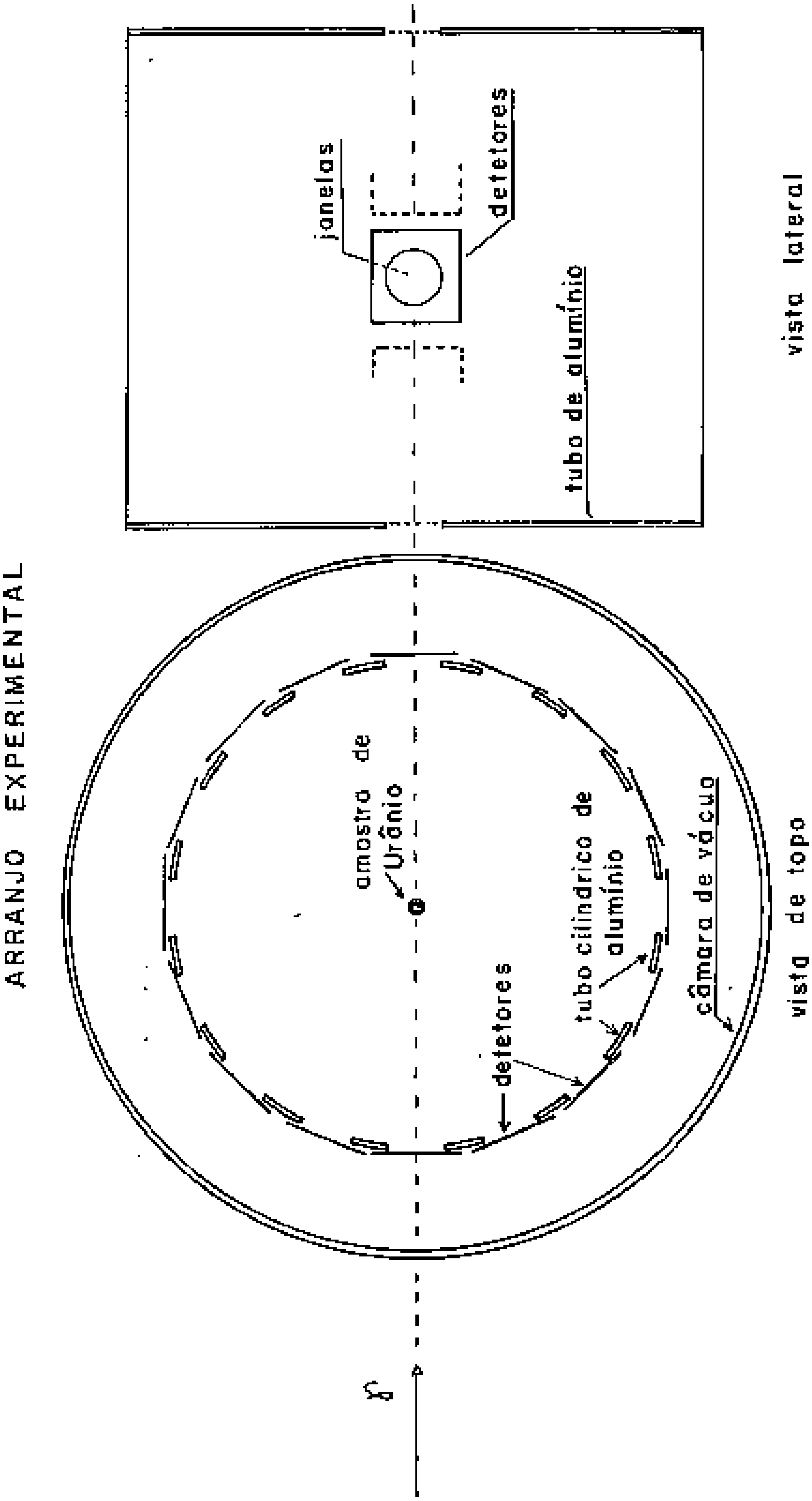


Fig. III.2- Arranjo experimental para medida da distribuição angular dos fragmentos de fissão.

O arranjo de distribuição angular montado dessa forma é colocado numa câmara com pressão da ordem de 30μ de Hg, revestida internamente com cádmio de expessura de 1 mm. Para a pressão utilizada, o alcance dos fragmentos de fissão que emergem da superfície do alvo é da ordem de 500 m.

Este arranjo experimental assim montado foi alinhado no feixe de radiação gama e irradiado durante 2 meses cada vez, com fótons da reação (n,γ) no enxofre.

III.3. DETETORES DE FRAGMENTOS DE FISSÃO

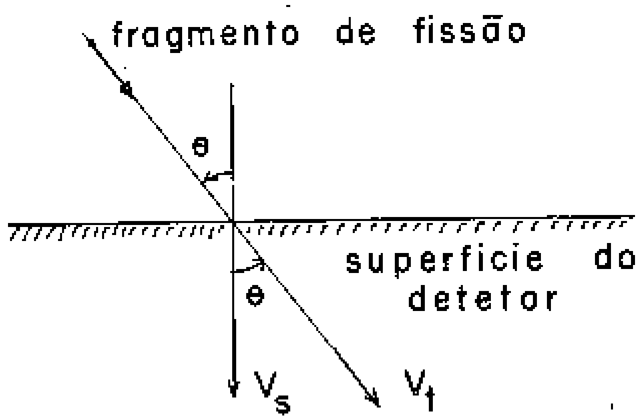
Os fragmentos de fissão são acompanhados, em geral, de alta densidade de outros tipos de radiação que podem dificultar sua deteção. Para tanto, deve-se escolher detetores que sejam sensíveis somente a fragmentos de fissão. Com essa característica de discriminação existem detetores como:detetores semicondutores, câmaras de fissão, mica, vidros, plásticos, etc...

Os detetores sólidos como mica, vidro e plásticos são largamente utilizados atualmente na deteção de íons pesados devido à características tais como: a) baixa sensibilidade, sendo necessária alta dissipação de energia da radiação incidente (da ordem de 1 KeV por Å) não detetando, portanto, as radiações α, β, γ e nêutrons; b) alta eficiência na deteção dos fragmentos de fissão (da ordem de 100%); c) dispensa de equipamentos eletrônicos e insensível à variações de temperatura do ambiente.

Quando fragmentos de fissão incidem nesses materiais produzem furos com profundidade da ordem de 10 microns e 50 Å de diâmetro. Esses furos podem ser observados através de microscópio eletrônico, aparecendo como linhas escuras ou traços. Esses traços ou essa estrutura desordenada são quimicamente mais reativos do que a parte não danificada. Assim, mediante um ataque químico pode-se revelar, ou seja, aumentar o tamanho do furo, que poderá ser facilmente observado com microscópio óptico.

A eficiência de deteção por esse método depende da velocidade de ataque, tanto da superfície como ao longo do traço.

Sejam V_S e V_t as velocidades de ataque da superfície e ao longo do traço respectivamente, e θ o ângulo de incidência do fragmento de fissão, como é visto no esquema abaixo:



Se $V_s \geq V_t \cos\theta$ a superfície será dissolvida antes que o traço seja revelado, portanto o ângulo máximo de incidência é dado por:

$$\theta_{max} = \arccos V_s/V_t$$

No decorrer desse trabalho foram utilizados como detetores a mica e o vidro, ambos detetores sólidos.

III.3.a. Mica como Detetor

O reagente químico que se adapta à revelação dos traços de fissão na mica é o ácido fluorídrico na concentração de 50%(F165) e (Ren70), com período de revelação de 3 horas. Os traços revelados apresentam-se na forma de losangos, o que permite facilmente diferenciá-los de quaisquer imperfeições da superfície.

As micas em geral, apresentam traços fósseis de fissão espontânea do urânio que se encontra presente como impureza. A densidade de traços depende da sua idade geológica e da sua origem. Esses traços fósseis podem representar sério problema quando se quer medir eventos de baixa densidade, porque a medida que a superfície vai sofrendo ataque, durante a revelação, vão sendo atingidos novos traços de fissão espontânea.

Além desses traços podem surgir ainda traços provocados pela fissão do urânio presente na mica induzidos pela radiação gama, enquanto a mica é irradiada durante um longo período, o que é o caso do presente trabalho.

Para descontar a contribuição desses traços na distribuição angular, tomou-se como "background" os traços novos que aparecem na face oposta à face de incidência dos fragmentos de fissão.

A fim de diminuir os traços fósseis, foram feitas experiências com folhas de mica de diversas espessuras de 100μ a 10μ (o alcance dos fragmentos ~ 10μ). O número de traços fósseis novos, para mica de até 20μ foi da ordem de 150/cm^2 para cada período de revelação de 3 horas. Para micas com espessuras menores que 20μ o número é menor, mas existem dificuldades na leitura porque não se pode distinguir muito bem as faces da mica.

Devido a alta densidade de traços fósseis, que apareceram durante a revelação, não foi possível medir a distribuição angular usando folhas de mica como detetores, pois os resultados foram muito grosseiros. Seria necessário utilizar folhas de mica com menor contaminação de urânio ou de preferência uma mica sintética.

III.3.b. <u>Vidro como Detetor de Fragmentos de Fissão</u>

O vidro para ser usado como detetor de fragmentos de fissão deve ser transparente e conter o mínimo possível de defeitos na superfície e bolhas de ar no interior. Escolheu-se chapas de vidro fotográfico porque apresentam superfícies mais uniformes e são protegidos pela emulsão fotográfica.

A chapa é cortada em pedaços menores de 1,5 x 2,0 cm^2, nelas são marcados os ângulos para posterior identificação, e a seguir a emulsão é retirada com água fervente e detergente.

Para distinguir os defeitos naturais do vidro que possam simular os traços de fissão, o detetor é revelado com solução de ácido fluorídrico a 6% (Per64), durante 50 minutos antes de ser irradiado com fragmentos de fissão e 30 minutos após a irradiação. Essas condições de revelação foram determinadas de acordo com as considerações abaixo.

A velocidade de ataque no vidro está sujeita a condição $V_s \leq V_t \cos\theta$ para $\theta \leq 50^o$ (F165), ou seja, $V_t \simeq 1{,}5V_s$. Esta relação só é válida até ser atingida a extensão total do traço e, a partir desse ponto as duas velocidades são praticamente iguais. Portanto, depois de um certo tempo de revelação atinge-se a profundidade máxima e a partir daí os furos se alargam e vão perdendo a nitidez.

Para evitar esse problema existe um compromisso entre o tempo de revelação e a nitidez da imagem. Esse tempo foi escolhido como sendo de 30 minutos, através de verificação no microscópio (fig. III.3). Assim quando é feita a revelação para identificar os traços de fissão, aqueles provenientes dos defeitos tornar-se-ão bem maiores e menos nítidos, não havendo pos

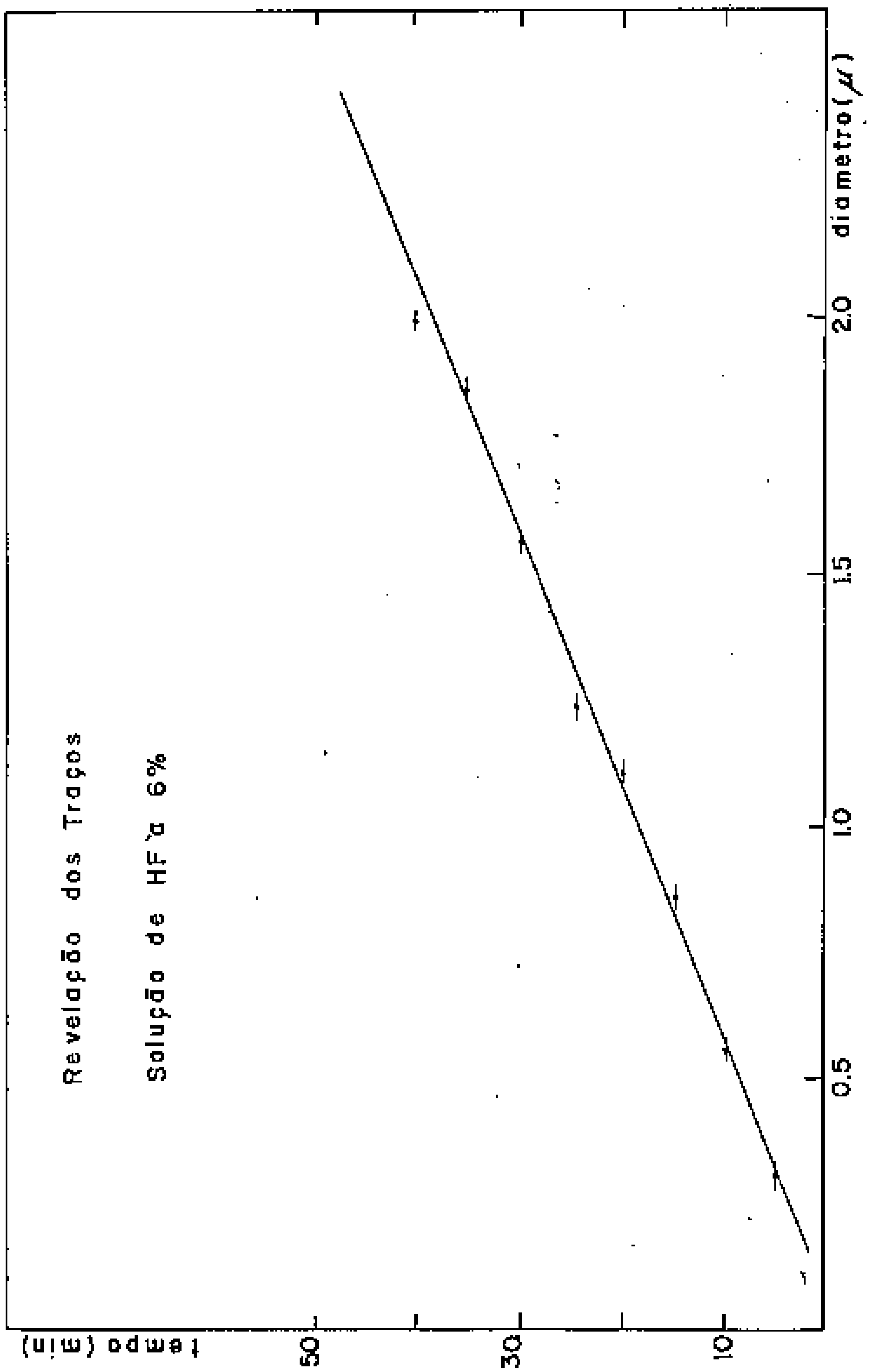


Fig. III,3- Variação do tamanho dos traços de fissão no vidro em função do tempo de ataque com solução de HF a 6%.

sibilidade de serem confundidos com os traços de interesse.Os traços assim revelados tomam forma circular com bordas negras e os defeitos em geral não são circulares e são muito menos nítidos (Fig. III.4).

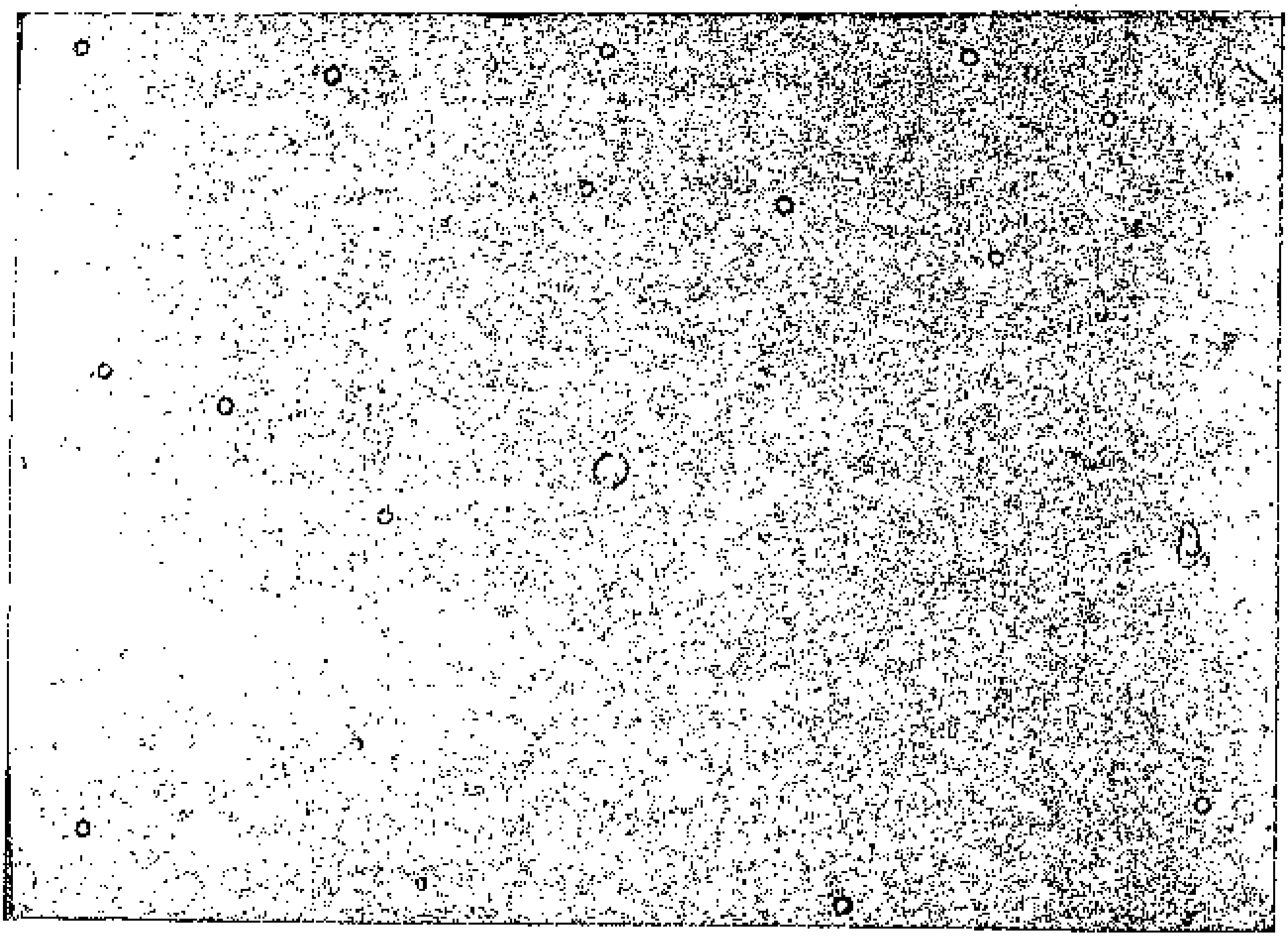


Fig. III.4- Traços de fissão do urânio no vidro irradiados com fontes espessas de urânio e encostadas no vidro. Os traços maiores são defeitos naturais do vidro. Os traços menores e claros são devidos à incidência oblíqua dos fragmentos de fissão. Os traços com bordas negras são devidos a fragmentos de fissão com incidência perpendicular.

Como a velocidade de ataque da superfície é pouco inferior que a velocidade ao longo do traço, a eficiência de deteção está relacionada ao ângulo de incidência dos fragmentos de fissão e também à atenuação na energia dos fragmentos de fissão no alvo de urânio,que é espesso.

Para solucionar o problema da variação de eficiência com o ângulo de incidência a geometria do arranjo experimental utilizado só permite ângulos de incidência próximos de zero graus.

CAPÍTULO IV - RESULTADOS

IV.1. DADOS EXPERIMENTAIS

Utilizando o feixe de radiação gama proveniente da reação(n,γ)no alvo de enxofre, e lâminas de vidro como detetores mediu-se a distribuição angular dos fragmentos de fotofissão no urânio. Os resultados obtidos são tabelados abaixo.

TABELA I

θ^o	nº traços(média)
$0 \pm 7,5$	$2,0 \pm 0$
$22,5 \pm 7,5$	$2,5 \pm 1,0$
$45,0 \pm 7,5$	$4,75 \pm 1,2$
$67,5 \pm 7,5$	$6,0 \pm 0,6$
$90,0 \pm 7,5$	$5,5 \pm 1,5$

Distribuição angular dos fragmentos de fotofissão do urânio induzido por gamas da reação (n,γ) no alvo de enxofre.

Por ajuste de um polinômio do 2º grau aos pontos experimentais,foram obtidos os coeficientes da distribuição angular (II.10).

$$\omega(\theta) = a + b\,sen^2\theta + c\,sen^2 2\theta$$

$$a = 0,3 \pm 0,2$$
$$b = 0,8 \pm 0,2 \qquad \text{(IV-1)}$$
$$c = 0,2 \pm 0,1$$

Os coeficientes assim obtidos são contribuições das diversas linhas do enxofre (Tabela II).

TABELA II

E_γ (MeV)	I_γ	$r_i = I_i/I_{5,43}$	σ_F(mb)*
8,64	1,2	0,031	25,7 $\pm$ 0,40
7,78	1,6	0,038	9,8 $\pm$ 0,26
7,42	0,3	0,007	
7,19	0,2	0,006	
6,64	0,25	0,005	
5,97	0,6	0,015	
5,43	60,0	1,00	0,52 $\pm$ 0,42
5,03	3,5	0,042	

Intensidades da reação (n,γ) no enxofre. I_γ são as intensidades relativas da reação (n,γ). r_i são as intensidades relativas da radiação gama que incidem no alvo de Urânio. σ_F as seções de choque obtidas por interpolação linear da referência (Maf72).

Na tabela acima observamos que as contribuições significativas são as das linhas 8,64 MeV e 7,78 MeV porque apesar de terem intensidades baixas, têm seções de choque altas em comparação à linha de 5,43 MeV. As outras apresentam contribuição desprezível, portanto, para se calcular a distribuição angular na linha de 5,43 MeV é necessário descontar apenas as contribuições dessas duas linhas. As correções encontram-se no Apêndice C.

Efetuando-se as correções obteve-se a distribuição angular para 5,43 MeV e que é a seguinte:

$$\omega_5(\theta) = \frac{\omega(\theta) - 0,219\ \omega_7(\theta) - 0,469\ \omega_8(\theta)}{0,312} \qquad \text{(IV-2)}$$

Todas distribuições da relação acima são normalizadas, portanto, podemos escrever para a distribuição $\omega_5(\theta)$, também normalizada como:

$$\omega_5(\theta) = a_5 + b_5 \text{sen}^2\theta + c_5 \text{sen}^2 2\theta$$

$$a_5 = \frac{a - 0{,}219\ a_7 - 0{,}469\ a_8}{0{,}312}$$

$$b_5 = \frac{b - 0{,}219\ b_7 - 0{,}469\ b_8}{0{,}312} \qquad \text{(IV-3)}$$

$$c_5 = \frac{c - 0{,}219\ c_7 - 0{,}469\ c_8}{0{,}312}$$

Os coeficientes a_7, b_7, c_7, a_8, b_8, c_8 das linhas 7,78 MeV e 8,64 MeV foram tomados da referência (Rab70) renormalizado para a normalização usada neste trabalho. Os coeficientes a, b e c são dados pela relação IV-1.

Com isso obteve-se os seguintes valores para os coeficientes da distribuição angular em 5,43 MeV (Fig. IV.1).

$$a_5 = 0{,}03[illegible] \pm 0{,}59$$
$$b_5 = 1{,}2[illegible] \pm 0{,}7[illegible] \qquad \text{(IV-4)}$$
$$c_5 = 0{,}6[illegible] \pm 0{,}3[illegible]$$

Na figura IV.1 a curva 1 é o ajuste com polinômio do segundo grau pelos pontos experimentais; a curva 2 é dada pela distribuição angular normalizada da linha de 5,43 MeV e a curva 3 é dada pela distribuição angular normalizada obtida experimentalmente (sem correções).

Foram também tomados os coeficientes a, b e c para as linhas de 7,78 MeV e 8,64 MeV das referências (Man69) e (Dow71) tendo-se obtido neste caso valores negativos para a_5. Isto se deve ao fato desses autores, embora tendo utilizado linhas monocromáticas, não terem levado em consideração a contribuição das linhas secundárias que são bastante significativas.

Um dos trabalhos mais significativos encontrados na literatura, a respeito da medida da distribuição angular dos fragmentos de fotofissão do urânio é o de Knowles (Kno70) que utilizou fótons da reação (n,γ) no alvo de níquel, variando a energia por espalhamento compton numa placa de alumínio. O intervalo de energia que ele cobriu foi de 5,40 a 7,72 MeV. Com esses dados de distribuição angular foi possível analisar a estrutura obtida anteriormente por ele e por outros autores na seção de choque de fotofissão (Fig. IV.2).

Entretanto, para energias abaixo de 5,6 MeV, Knowles não obteve resultados confiáveis para os coeficientes da distribuição angular, devido ao tipo de arranjo experimental disponível tendo tomado em sua análise os dados de Rabotnov (Rab70) nessas energias. Convém lembrar que Rabotnov et al. utilizou como fonte de radiação o espectro contínuo de bremsstrahlung.

Esta dificuldade em se obter resultados confiáveis em torno de 5 MeV é uma das razões que nos levou a medir a distribuição angular em 5,43 MeV usando agora fotons monocromáticos, o que não havia sido feito até o momento.

Os resultados obtidos neste trabalho são comparados com os obtidos por diferentes métodos de vários autores no intervalo de 5,0 a 8,0 MeV de energia. Essa comparação é feita em termos das razões dos coeficientes da distribuição angular b/a e c/b. Essas razões são independentes do fator de normalização utilizado e podem ser dadas em função da razão de seções de choque dos canais de fissão como segue abaixo:

$$\frac{b}{a} \simeq \frac{\sigma(1^-,0)}{\sigma(1^-,1)} - 1/2$$
$$\frac{c}{b} \simeq \frac{5}{4}\,\frac{\sigma(2^+,0)}{\sigma(1^-,0) - 0{,}5\sigma(1^-,1)} \qquad \text{(IV-5)}$$

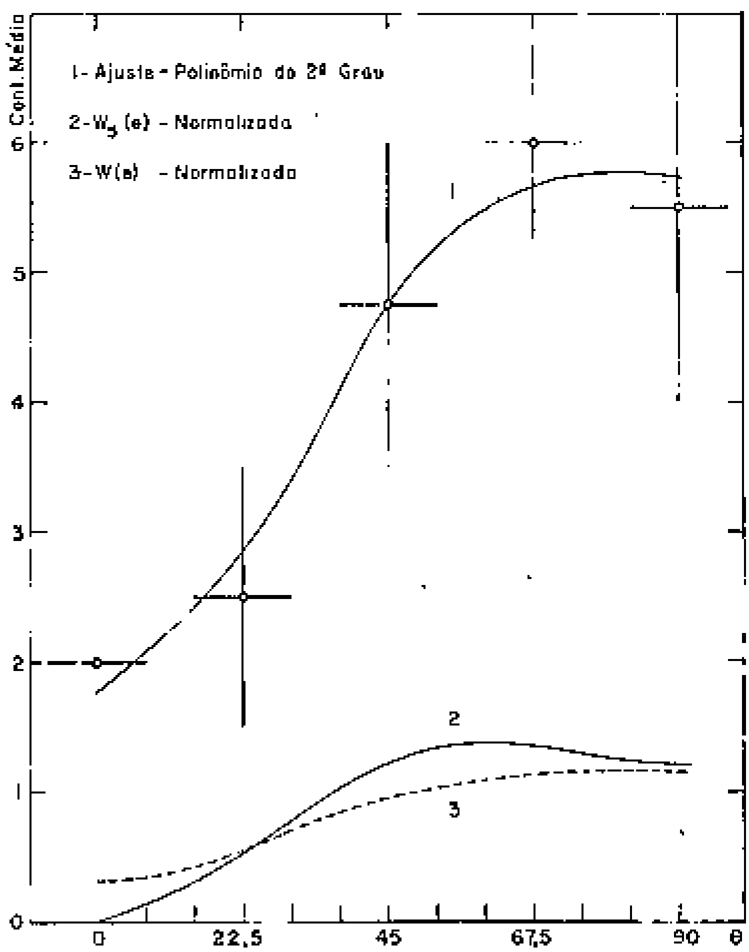


Fig. IV.1- A curva 1 é o ajuste com polinômio do 2º grau pelos pontos experimentais; 2 é a distribuição angular dos fragmentos de fotofissão do urânio na energia de 5,43 MeV; 3 é dada pela distribuição angular experimental.

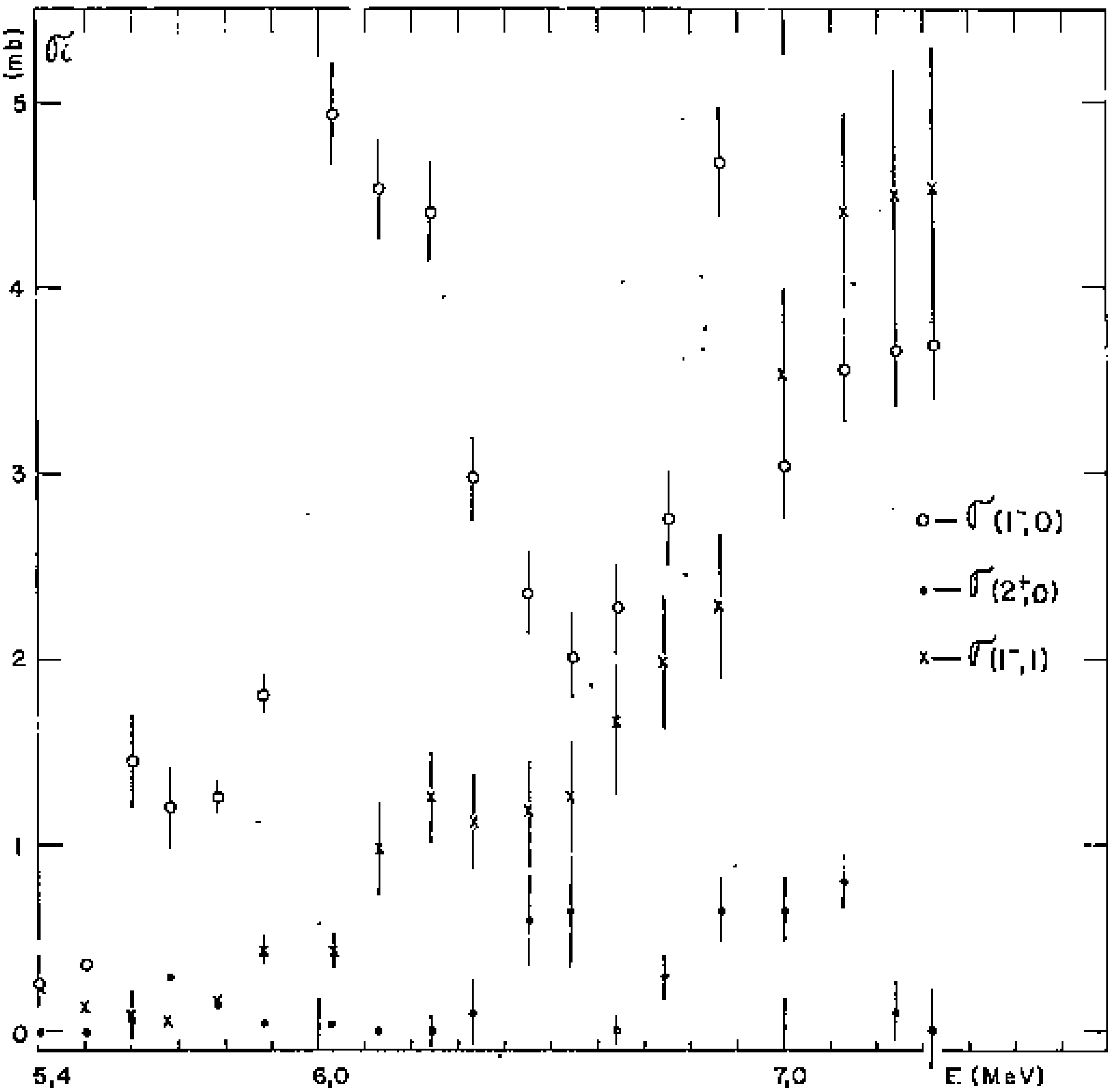


Fig. IV.2- Seção de choque diferencial para fotofissão do urânio calculada de acordo com relação II-11, tomada do trabalho de Knowles(Kno72).

CAPÍTULO V - ANÁLISE E DISCUSSÃO

Os valores dos coeficientes da distribuição angular dos fragmentos de fotofissão do urânio, obtidos usando fótons monocromáticos de 5,43 MeV concordam dentro dos erros experimentais com os resultados obtidos por Rabotnov et al, que usou radiação de bremsstrahlung.

Os resultados obtidos por Manfredini et al e Dowdy, que também usaram fótons monocromáticos não se estendem até 5,43 MeV e existem dificuldades em se extrapolar a curva até esse ponto. Os valores obtidos por Knowles nessa região não concordam com os resultados do presente trabalho, porém esse fato não é surpreendente, pois o próprio autor afirma que seus valores nesta região não são de inteira confiança devido a grande imprecisão.

Para verificar se os coeficientes da distribuição angular indicam a presença de canais de fissão é mais conveniente analisá-los em termos da competição entre as transições possíveis, ou seja, das razões b/a e c/b , pois essas razões podem ser expressas, como vimos, do seguinte modo:

$$\frac{b}{a} = \frac{\sigma(1^-,0)}{\sigma(1^-,1)} - \frac{1}{2}$$

$$\frac{c}{b} = \frac{5}{4}\,\frac{\sigma(2^+,0)}{\sigma(1^-,0)-0,5\sigma(1^-,1)}$$

Para verificar esse método de análise vamos analisar se os máximos da curva b/a correspondem à níveis $(1^-,0)$ já conhecidos. Para tanto, vamos comparar os resultados de b/a obtidos por vários autores no intervalo de 5,0 a 8,0 MeV que se encontram na figura V.1. Nesta figura pode-se notar que os pontos experimentais obtidos por Knowles apresentam dois pontos de máximos bem definidos em 6,0 MeV e 6,9 MeV.

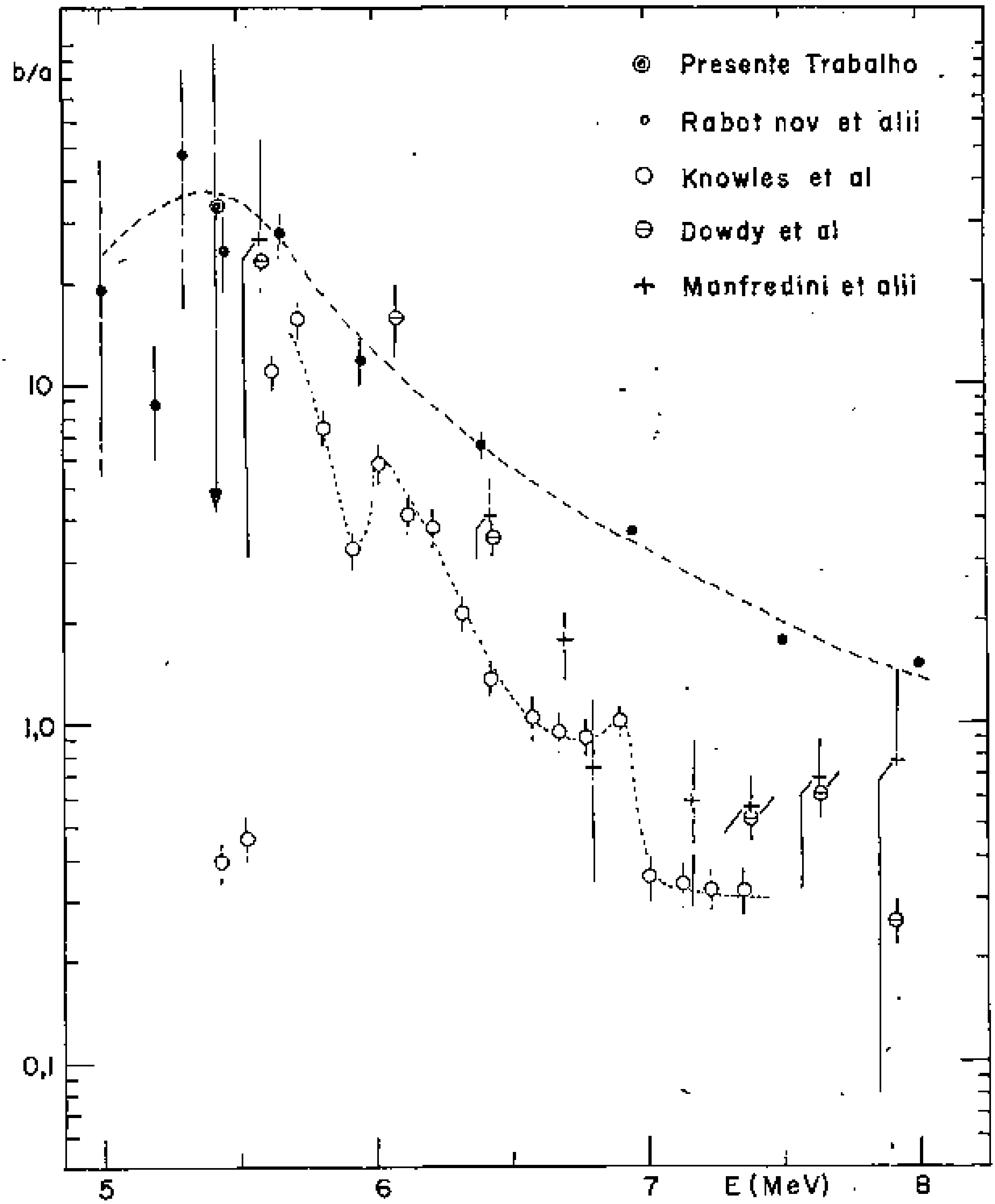


Fig. V.1- Razão dos coeficientes b/a da distribuição angular dos fragmentos de fotofissão do urânio.

Os pontos experimentais obtidos por Manfredini e Dowdy, apesar de estarem deslocados para cima, concordam quanto ao comportamento com os dados de Knowles, enquanto que a curva de b/a obtida por Rabotnov et al não concorda com os demais autores para energias acima de 6 MeV e nela não se pode notar a estrutura acima citada. Entretanto, para energias abaixo de 6 MeV os dados de Manfredini e Dowdy, embora não se estendendo até 5,4 MeV, pode-se dizer que têm o mesmo comportamento da curva de Rabotnov et al que apresenta um máximo bem definido em torno de 5,4 MeV.

No presente trabalho, os dados obtidos com fótons monocromáticos com a mesma resolução utilizada por Manfredini e Dowdy, concordam com o comportamento da curva de Rabotnov et al para baixas energias. O fato dos pontos concordarem a baixa energia pode ser devido ao grande espaçamento de canais de fissão nessa energia. Portanto, podemos associar a esse máximo mais um nível $(1^-,0)$, que também fora evidenciado por Knowles, porém com energia um pouco superior, em 5,60 MeV.

Assim podemos associar um nível $(J^\pi, K) = (1^-,0)$ para cada máximo da curva b/a.

Para verificar a presença do canal $(2^+, 0)$ vamos analisar o comportamento da curva c/b e associar a cada máximo um nível $(2^+,0)$.

A figura V.2 mostra o comportamento da curva c/b obtido por vários autores usando métodos de medidas distintos. Nela pode-se notar que os pontos experimentais não concordam dentro dos erros experimentais, mas pode-se dizer que todas as curvas apresentam o mesmo comportamento, ou seja, um pico em torno de 7 MeV e tendem a um máximo para 5,5 MeV. Entretanto, somente a curva obtida por Rabotnov et al estende-se até 5 MeV e apresenta um máximo melhor definido em torno de 5 MeV.

O resultado do presente trabalho em 5,43 MeV concorda muito bem com os dados de Rabotnov et al, portanto, pode-se dizer que existe um máximo em torno de 5 MeV e associar um canal $(2^+, 0)$ a esse máximo.

O máximo de cada curva em torno de 7 MeV poderia ser causada pela ressonância do nível $(1^-,0)$ dando um mínimo em torno de 6 MeV, o fato da curva de Rabotnov et al também apresentar um máximo neste ponto poderia indicar a presença de um nível $(2^+,0)$, pois a sua curva de b/a não apresenta nenhuma estrutura nessa região de energia.

Esses níveis observados nas razões b/a e c/b podem ser encontrados na figura IV.2, que dá as seções de choque para cada transição, em função da

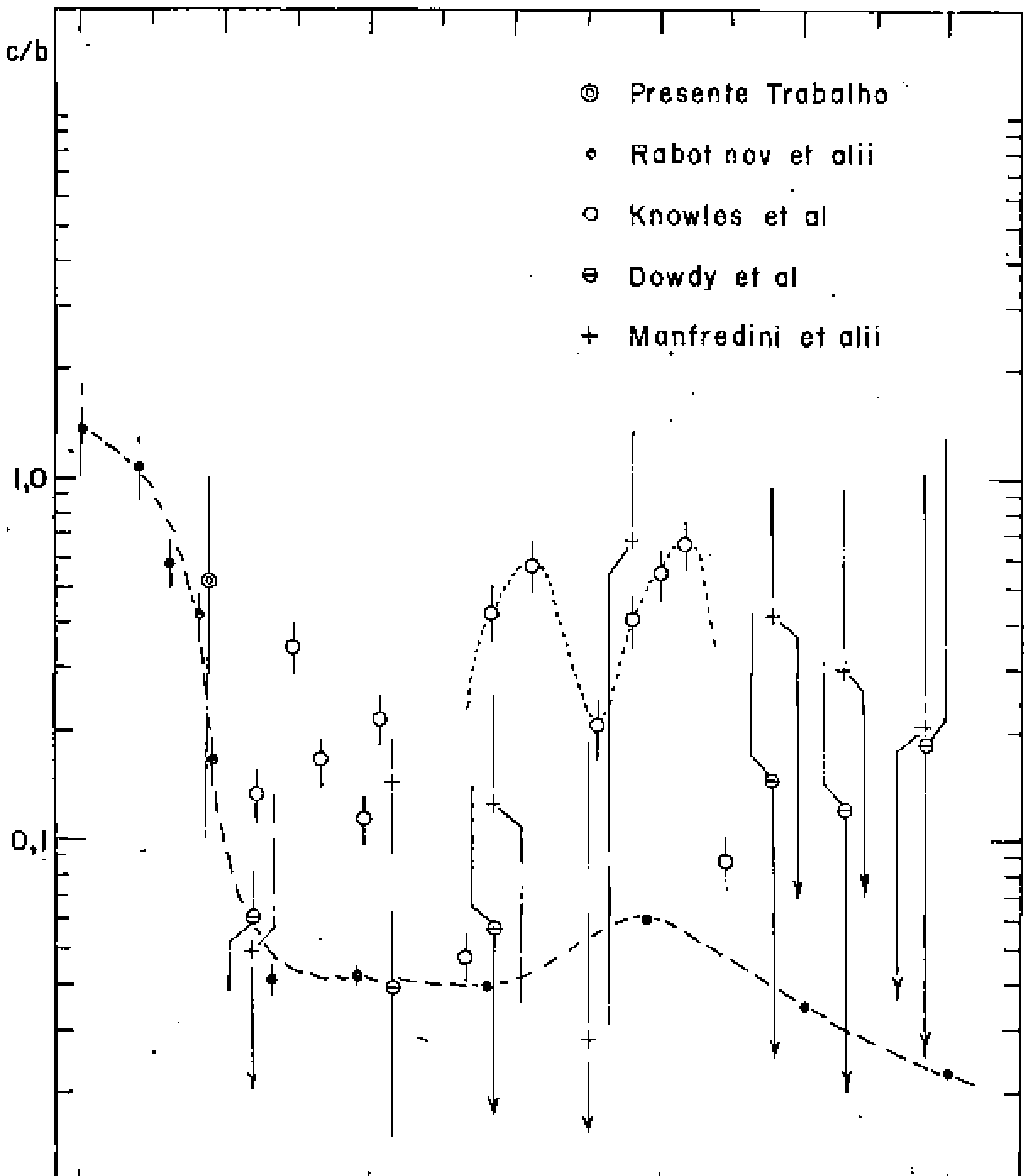


Fig. V.2- Razão dos coeficientes c/b da distribuição angular dos fragmentos de fotofissão do urânio.

energia no intervalo de 5,4 a 7,3 MeV. Nesta figura as seções de choque são calculadas a partir dos coeficientes da distribuição angular, de acordo com a relação (II.11). Assim, podemos admitir níveis$(1^-,1)$ aos máximos da curva $\sigma(1^-,1)$ que estão em torno de 6,2 e 7,3 MeV.

Com esses níveis encontrados pode-se então construir o diagrama dos níveis de energia para o urânio no intervalo de 5 a 7 MeV de energia e que se encontra na figura V.1. Nela observa-se que a distribuição dos níveis propostos por Albertson e Forkman(Alb65) para deformação do tipo quadrupolo e octupolo no ponto de sela.

NÍVEIS DE ENERGIA DO 238- URÂNIO

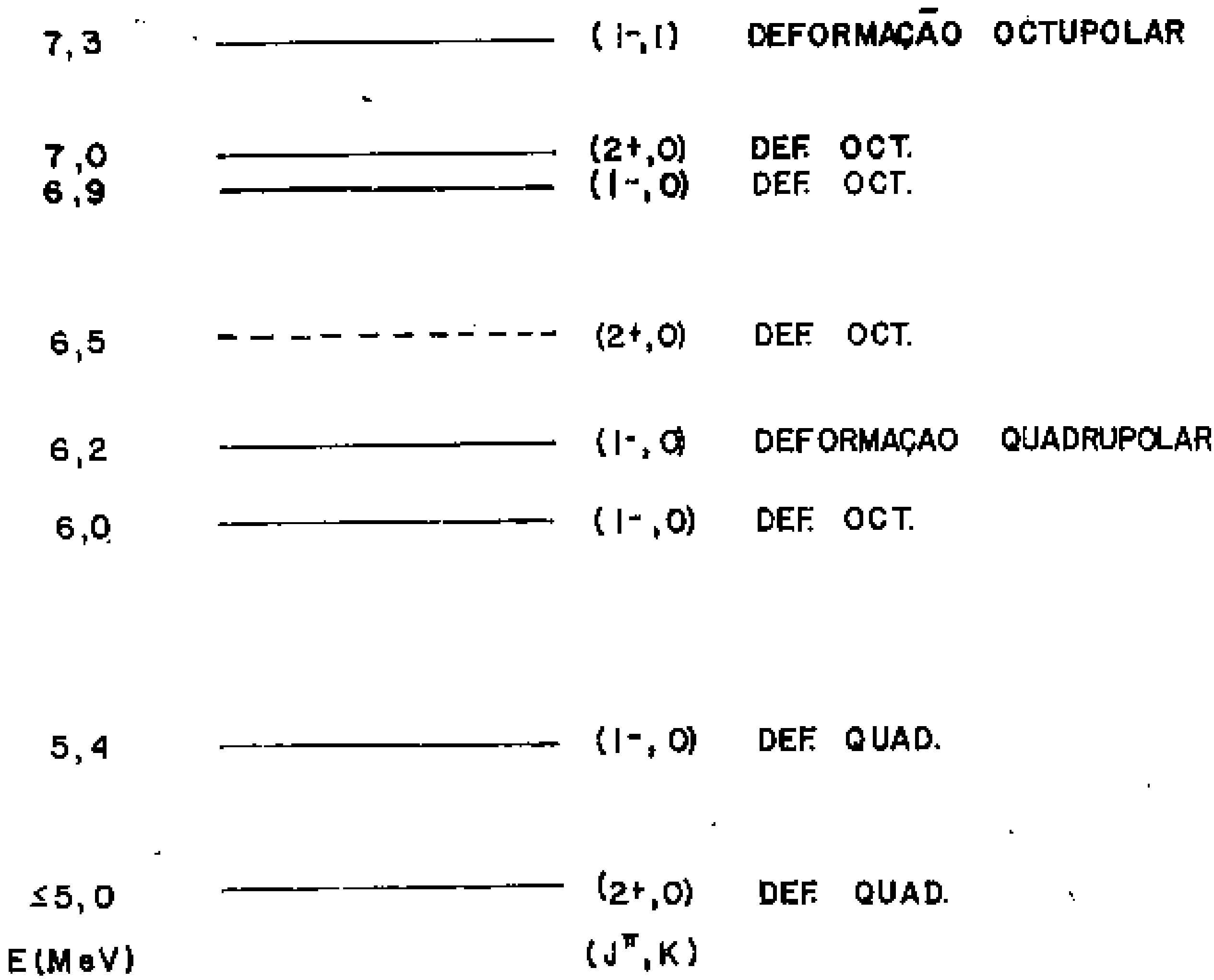


Fig. V3- Diagrama dos níveis de energia do ^{238}U.

Entretanto, o primeiro nível $(2^+,0)$ da deformação octupolar prevista não é observado experimentalmente, mas acredita-se que este nível esteja em torno de 6,5 MeV, como pode ser visto na figura IV.3, embora haja bastante flutuação nesta região.

O fato dos máximos das curvas b/a e c/b coincidirem com os picos da seção de choque observada, não permite dizer que o potencial de deformação tenha dupla barreira (Rab70). Entretanto, se admitirmos a existência de dupla barreira pode-se dizer que a altura da segunda barreira (deformação maior) seja maior ou igual à primeira barreira. Pois se ocorrer o contrário, no decorrer da deformação passando pela primeira barreira o núcleo chega à segunda com energia de excitação maior do que na primeira. Se a energia de excitação é relativamente alta, então existem vários canais de saída, cada um com distribuição característica. O resultado de vários canais de saída dá uma distribuição quase isotrópica, o que contradiz os resultados experimentais da distribuição angular dos fragmentos de fissão.

Dizer que a segunda barreira é maior ou igual à primeira está de acordo com os cálculos de Nilsson et al (Ni69), que prevê para a segunda barreira do potencial de deformação no caso do ^{238}U uma altura da ordem de 5 MeV, portanto, mais alta do que a primeira. Entretanto, os cálculos realizados por aquele autor são muito grosseiros, segundo ele mesmo afirma, em virtude das várias hipóteses que é obrigado a fazer.

APÊNDICE A - MODELO DA GOTA LÍQUIDA

O modelo da gota líquida, inicialmente proposto por Bohr e Kalckar em 1937 para estudar o formalismo do núcelo composto, serviu como base para descrever o fenômeno da fissão por Meitner e Frish. Eles fizeram analogia do processo de fissão com a divisão de uma gota líquida em duas partes menores, como resultado da deformação causada por uma pequena perturbação externa. A repulsão coulombiana de longo alcance anula os efeitos das forças nucleares atrativas de curto alcance, análogos à tensão superficial da gota líquida.

O tratamento mais detalhado desse modelo foi dado por Bohr e Wheeler, supondo que a gota seja uniformemente carregada de densidade constante e superfície bem definida.

A.1. Energia Liberada na Fissão

A energia total liberada pela divisão de um núcleo em duas esferas menores é dada por:

$$\Delta E = (M_o - \sum_i M_i)c^2$$

onde M_o e M_i são as massas do núcleo inicial e final, no estado fundamental e em repouso.

As massas nucleares podem ser dadas em termos da fórmula semi-empírica de massa de Von Weizäcker.

$$M(A,Z)c^2 = (ZM_H + NM_N)c^2 - a_v A + a_s A^{2/3} + a_c Z^2/A^{1/3} +$$

$$+ a_a (A - 2Z)^2/4A + \delta\ (Z, A).$$

Os coeficientes a_i relativos aos termos volumétrico, superficial, coulombiano e assimetria são obtidos pela comparação da fórmula com uma série de mais de mil dados experimentais (radioisótopos cujas massas são bem conhecidas) (Pedersen70).

$$a_v = 15{,}826 \text{ MeV}$$

$$a_s = 17{,}970 \text{ MeV}$$

$$a_c = 0{,}7183 \text{ MeV}$$

$$a_a = 94{,}068 \text{ MeV}$$

O termo de pareamento $\delta(Z,A)$ é dado por:

$$\delta(Z,A) = \begin{cases} -\,33A^{-3/4}\text{MeV} & \text{para nucleo par-par} \\ 0 & \text{para núcleo par-ímpar ou ímpar-par} \\ +\,33A^{-3/4}\text{MeV} & \text{para núcleo ímpar-ímpar} \end{cases}$$

Vamos considerar agora a fissão simétrica do ^{238}U. A energia liberada será então:

$$\Delta E = \left[M(Z,A) - 2M(Z/2,A/2) \right] c^2$$

Substituindo a fórmula semi-empírica de massa teremos:

$$\Delta E = a_s A^{2/3}(1-2^{1/3}) + a_c Z^2/A^{1/3}.\ (1-2^{-2/3}) - 33\ A^{-3/4}$$

Para A = 238 e Z = 92 e substituindo os a_i têm-se

$$\Delta E = 183 \text{ MeV}$$

A.2. Estabilidade do Núcleo Deformado

A condição de densidade constante implica que o volume mantém-se constante com a deformação, variando somente a superfície. A deformação é tal que as coordenadas radiais de um ponto sobre a superfície pode ser expresso em termos de polinômios de Legendre.

$$R(\theta) = R_o\ (1 + \sum_{\ell=2}^{\infty} \alpha_\ell\ P_\ell\ (\cos\theta) \qquad \text{(A-1)}$$

onde R_o é o raio do núcleo não deformado e α_ℓ são parâmetros de deformação. Os parâmetros $\alpha_0 = 0$ e $\alpha_1 = 0$ são devidos às condições de volume constantes e de repouso do centro de massa, respectivamente.

A energia superficial da gota esférica é definida como:

$$E_{so} = \tau S = 4\pi R_o^2\ \tau \qquad \text{(A-2)}$$

onde τ é tensão superficial. No caso da gota deformada a energia superficial toma a expressão:

$$E_s = 4\pi R_o^2 \tau \left[1 + 2/5 \ \alpha_2^2 + 5/7 \ \alpha_3^2 + \ \alpha_4^2 + \ldots\right] \qquad \text{(A-3)}$$

e a energia coulombiana da gota deformada é dada por:

$$E_c = 3/5 \ (Ze)2/R_o \left[1 - 1/5 \ \alpha_2^2 - 10/49 \ \alpha_3^2 - 15/81 \ \alpha_4^2 - \ldots\right] \qquad \text{(A-4)}$$

Assim, a energia total de deformação é dada pela soma de (A-3) e (A-4) e usando $R_o = r_o A^{1/3}$ têm-se:

$$E_T = 4\pi r_o^2 \ A^{2/3}\left[1+2/5 \ \alpha_2^2+5/7 \ \alpha_3^2+ \alpha_4^2+\ldots\right] + 3/5(Ze)^2/(r_o A^{1/3})\left[1-1/5 \ \alpha_2^2-10/49 \ \alpha_3^2 - 15/81 \ \alpha_4^2 - \ldots\right] \qquad \text{(A-5)}$$

A variação da energia com a deformação da gota é dada por:

$$\Delta E = E_c + E_s - E_{co} - E_{so}$$

$$\Delta E = E_{so}(2/5 \ \alpha_2^2+5/7 \ \alpha_3^2+ \alpha_4^2+\ldots)-E_{co}(1/5 \ \alpha_2^2+10/49 \ \alpha_3^2+15/81 \ \alpha_4^2+\ldots)$$

$$\Delta E = (E_{so} - 0{,}5 \ E_{co}) \ \alpha_2^2+(E_{so}-0{,}285 \ E_{co}) \ \alpha_3^2+(E_{so}-0{,}185 \ E_{co}) \ \alpha_4^2+\ldots \qquad \text{(A-6)}$$

Se forem consideradas somente deformações de ordem dois têm-se:

$$\Delta E \simeq (E_{so}-0{,}5 \ E_{co}) \ \alpha_2^2 = \frac{1}{2} \ \alpha_2^2 \ (2 \ E_{so} - E_{co})$$

A estabilidade do núcleo para fissão espontânea é definida em termos de ΔE:

$\Delta E > 0 \longrightarrow E_{co} < 2 \ E_{so}$ - o núcleo é estável

$\Delta E < 0 \longrightarrow E_{co} > 2 \ E_{so}$ - o núcleo é instável

Para $\Delta E = 0$ tem-se a deformação crítica. Isto significa que

$$4\pi r_o^2 A^{2/3}\ 2\tau = \frac{3}{5}\ (Ze)^2/(r_o A^{1/3})$$

ou seja,

$$(Z^2/A)_{\text{crítico}} = \frac{4_o \pi r_o^2 \tau}{3\ e^2} \qquad \text{(A-7)}$$

esse valor é uma constante adimensional independente do núcleo. Os valores mais atuais (Burnet et al 64) determinam $(Z^2/A)_{\text{crítico}}$ como sendo

$$(Z^2/A)_{\text{crítico}} = 48{,}4 \pm 0{,}5 \qquad \text{(A-8)}$$

Define-se Parâmetro de Fissionabilidade como sendo

$$\chi = (Z^2/A)\ /\ (Z^2/A)_{\text{crítico}} \qquad \text{(A-9)}$$

esse parâmetro é uma função do núcleo.

Para $\chi<1$, o núcleo não atinge a deformação crítica sem absorver energia, portanto, é estável contra fissão espontânea. Por outro lado, se um núcleo tem $\chi = 1$ poderá atingir a deformação crítica sem trabalho externo e fissionar-se espontaneamente.

A energia crítica E_f para fissão é definida como a energia necessária para deformar a gota, até dividí-la em duas gotas esféricas iguais.

$$E_f = 2(4\pi r_o^2\tau)(A/2)^{2/3} + 2\frac{3}{5}\ \frac{(Ze/2)^2}{r_o(A/2)^{1/3}} + \frac{(Ze/2)^2}{2r_o(A/2)^{1/3}} - 4\pi r_o^2\tau A^{2/3} - \frac{3}{5}\ \frac{(Ze)^2}{r_o A^{1/3}} \qquad \text{(A-10)}$$

Dividindo E_f por $4\pi r_o^2\tau\ A^{2/3}$, e colocando em termos de χ tem-se:

$$\frac{E_f}{4\pi r_o^2 \tau A^{2/3}} = 0{,}260 - 0{,}215\ \chi = f(\chi) \qquad \text{(A-11)}$$

O caso de $\chi = 0$, significa que não há forças eletrostáticas para ajudar a fissão. Neste caso, a energia crítica E_f é o trabalho realizado para separar a gota em duas menores. Quando $\chi = 1$, uma pequena perturbação da gota faz com que atinja a deformação crítica e se separe em dois fragmentos. A energia de deformação da gota, considerando termos até quarta ordem em α_2, foi calculada com precisão por Bohr e Wheeler.

$$\Delta E = 4\pi r_o^2 \tau\, A^{2/3} \left[2/5\, \alpha_2^2 + \frac{116}{105}\alpha_2^3 + \frac{101}{35}\alpha_2^4 + \frac{2}{35}\alpha_2^2\,\alpha_4 + \alpha_4^2 \right] -$$

$$- 3/5\, \frac{(Ze)^2}{r_o A^{1/3}} \left[1/5\, \alpha_2^2 + \frac{64}{105}\alpha_2^3 + \frac{58}{35}\alpha_2^4 + \frac{8}{35}\alpha_2^2\,\alpha_4 + \frac{5}{27}\alpha_4^2 \right] \qquad \text{(A-12)}$$

Minimizando ΔE com relação ao parâmetro α_4, obtém-se:

$$\alpha_4 = - \frac{243}{595}\alpha_2^2$$

e, com isso, obtém-se ΔE somente em função de α_2. Achando o valor máximo dessa nova equação em função α_2, Bohr e Wheeeler obtiveram a generalização da relação (A-11).

$$\frac{E_f}{4\pi r_o^2\, \tau\, A^{2/3}} = \frac{98}{135}(1-\chi)^3 - \frac{11368}{34425}(1-\chi)^4 + \ldots . \qquad \text{(A-13)}$$

Na figura A1, damos o gráfico da função (A-13), interpolando valores de χ de 0 a 1.

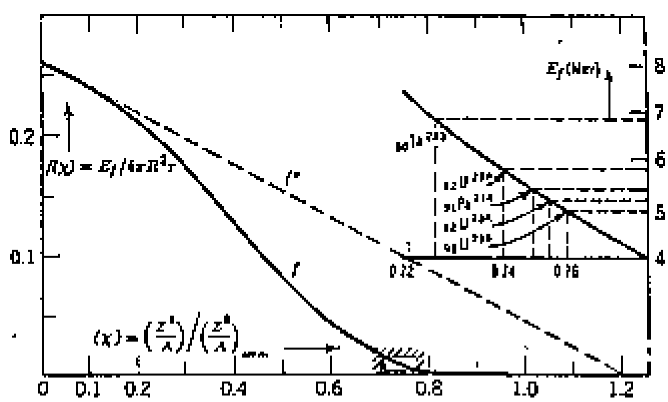


Fig. A1- A curva $f^*(\chi)$ que corresponde à divisão da gota em duas gotas esféricas iguais . Na parte acima, à direita, está destacada a região de elementos pesados. (Bohr e Wheeler).

Na equação (A-12), ΔE pode ser colocado em superfícies equipotenciais em função de α_4 x α_2 (Fig. A2).

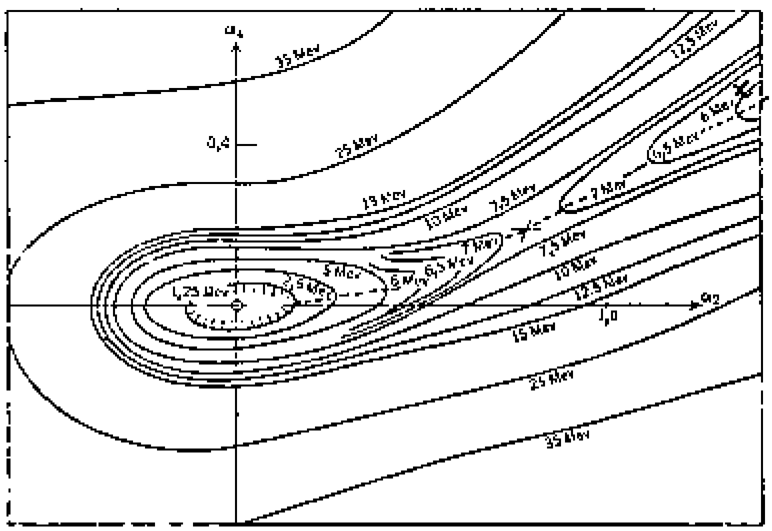


Fig. A2- Superfícies equipotenciais de deformação em função de $\alpha_2 x \alpha_4$.

Nesta figura, observa-se um poço na origem e um ponto de sela que corresponde a deformação crítica para fissão ou energia limiar para fissão E_f.

O processo da fissão pode ser simbolizado por uma bolinha (estado no espaço de α_2, α_4) no fundo do poço de potencial, que recebe um impulso originário da captura de um nêutron ou fóton incidente. Então a bolinha executa um movimento complicado em torno da posição de equilíbrio (Fig.A2). Depois de algum tempo, a bolinha poderá passar sobre o ponto de sela, ocorrendo, então, a fissão.

Seguindo a linha tracejada x da fig. A2, pode-se obter a energia potencial em função da deformação $x(\alpha_2, \alpha_4)$(Fig. A3).

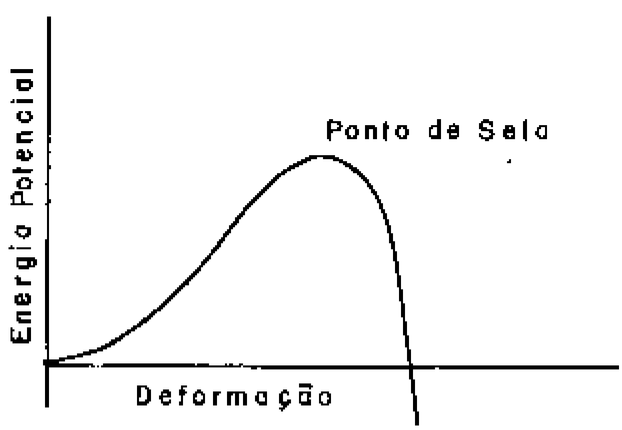


Fig. A3- Energia potencial de deformação.

As formas da gota no ponto de sela podem ser vistas na figura A4 para alguns valores de χ .

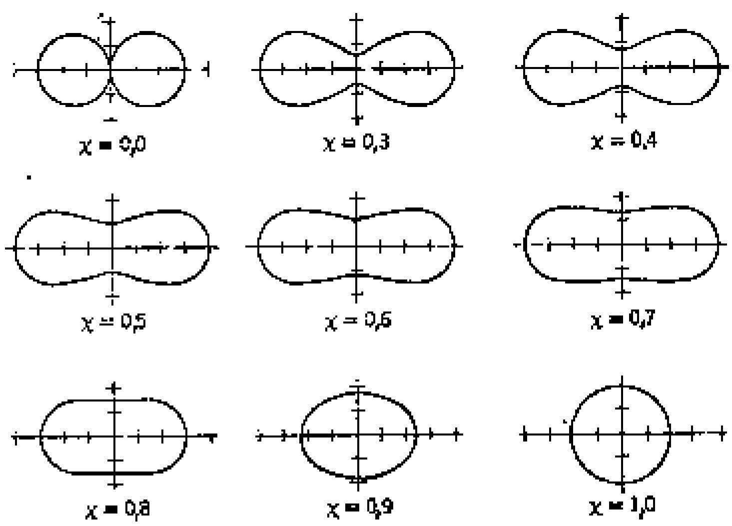


Fig. A4- Formas da gota no ponto de sela para vários valores de χ.

Quando $\chi = 0$, o núcleo necessita gastar muita energia na deformação, até atingir o ponto de sela. Para $\chi = 1$, o núcleo não precisa gastar energia para se deformar até atingir o ponto de sela, bastando uma pequena perturbação para fissioná-lo. Isto significa que não podem existir núcleos com $\chi = 1$.

APÊNDICE B - MODELO DA DUPLA BARREIRA DE POTENCIAL

Este modelo foi baseado nas idéias que surgiram com Nilson a respeito do modelo de camadas para núcleos deformados. Dessa maneira, torna-se importante dar alguns detalhes do modelo de Nilson para uma melhor compreensão do modelo de Strutinsky.

B.1. Modelo de Nilson

O modelo de Nilson (Ni155) é essencialmente o modelo de camadas para núcleos deformados. Ele supõe que os núcleons são partículas independentes, movendo-se num potencial nuclear médio, deformado com simetria axial, considerando, ainda, a interação spin-órbita $\vec{\ell}.\vec{s}$ e um termo de $\vec{\ell}.\vec{\ell}$. O termo $\vec{\ell}.\vec{\ell}$ fornece valores altos de ℓ e o termo $\vec{\ell}.\vec{s}$ leva em consideração o acoplamento forte dos núcleons.

A interação de um núcleon com o potencial nuclear é, portanto, representada pela Hamiltoniana de uma partícula simples:

$$H = H_o + C\vec{\ell}.s + D\,\vec{\ell}.\vec{\ell} \qquad (B\text{-}1)$$

onde,
$$H_o = -\hbar^2/2M\,\vec{\nabla}^2 + M/2\,(\omega_x x'^2 + \omega_y y'^2 + \omega_z z'^2)$$

em x', y', z' são as coordenadas das partículas no sistema de coordenadas fixas do núcleo.

Introduzindo parâmetros de deformação com simetria cilíndrica em H, tem-se:

$$\omega_x = \omega_y = \omega$$

e

$$\omega^2 = \omega_o^2(1 + 2/3\delta)$$
$$\omega_z^2 = \omega_o^2(1 - 4/3\delta) \qquad (B\text{-}2)$$

Admitindo que o volume seja constante, tem-se:

$$\omega_x\, \omega_y\, \omega_z = (\omega_o^o)^3 = \text{cte.} \qquad (B\text{-}3)$$

Das equações B-2, obtém-se que:

$$\omega_o(\delta) = \omega_o^o(1 - 4/3\delta^2 - 16/27\delta^3)^{-1/6}$$

onde,

$$\omega_o^o = \omega_o(\delta = 0)$$

Fazendo-se uma mudança de variáveis:

$$x_i = (\frac{m\,\omega_o}{\hbar})^{1/2} x_i'$$

ou seja,

$$r^2 = \sum_i x_i^2$$

Tem-se, para a Hamiltoniana:

$$H = H_o + C\,\vec{\ell}.\vec{s} + D\,\vec{\ell}.\vec{\ell} \tag{B-4}$$

onde

$$H_o = H_o^o + H\delta \tag{B-5}$$

e

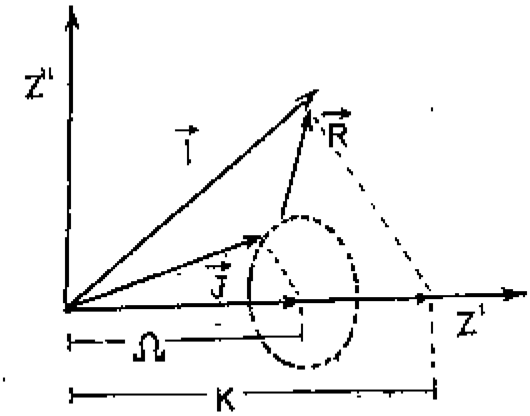
$$H_o^o = 1/2\,\hbar\,\omega_o(-\vec{\nabla}^2 + r^2)$$

e, ainda,

$$H\delta = \delta\,\hbar\,\omega_o\,4/3(\pi/5)^{1/2} r^2 Y_{20} \tag{B-6}$$

Para conveniência dos cálculos, vamos reescrever a equação (B-4) de tal modo que H_o^o seja diagonal junto com ℓ^2, ℓ_z e s_z, os quais comutam com H_o^o, mas não comutam com H. O único operador que comuta com H é $j_z = \ell_z + s_z$, cujo autovalor é Ω.

Nilson escolheu como vetores de base $|N\ell\Lambda\Sigma\rangle$, tal que o autovalor de j_z fosse $\Omega = \Lambda + \Sigma$, onde Λ é a projeção do momento angular orbital sobre o eixo de simetria z'; Σ é a projeção do spin no eixo de simetria z' e Ω é a projeção do momento angular total no eixo de simetria z'.



Z' - eixo de simetria do núcleo deformado
Z'' - coordenadas espaciais
I - momento angular total
J - momento angular orbital
R - momento angular rotacional

Nesta representação, a Hamiltoniana total pode ser escrita como segue:

$$H = H_o^o + H_\delta + C\,\vec{\ell}.\vec{s} + D.\vec{\ell}^2$$

Introduzindo novos parâmetros μ e k, em função de C e D, e um parâmetro η em função da deformação

$$\eta = \frac{\delta}{R}\,\frac{\omega_o(\delta)}{\omega_o^o} = \frac{\delta}{k}\left[1 - 4/3\delta^2 - 16/17\delta^3\right]^{-1/6}$$

onde

$$k = -1/2\,\frac{C}{\hbar\omega_o^o} \qquad \text{e} \qquad \mu = \frac{2\,D}{C}$$

Escrevendo $H_\delta = \delta\hbar\omega_o U$ e comparando com a forma explícita de (B-6), temos:

$$U = -4/3\,\sqrt{\pi/5}\;\; r^2\, Y_{20}$$

É conveniente separar a Hamiltoniana total em Hamiltoniana do oscilador e Hamiltoniana residual.

$$H - H_o^o = k\hbar\,\omega_o^o R$$

onde

$$R = \eta U - 2\,\vec{\ell}.\vec{s} - \mu\,\vec{\ell}^2$$

O operador R é diagonalizado por uma série de valores de η. O autovalor de R na representação escolhida é $r_\alpha^{N\Omega}$. O índice α indica diferentes autovalores da matriz.

O autovalor da Hamiltoniana total será:

$$<N'\ell'\Lambda'\Sigma'\ |H_o^o|\ N\ell\Lambda\Sigma> = (N+3/2)\hbar\ \omega_o\ \delta_{NN'}\delta_{\ell\ell'}\ \delta_{\Lambda\Lambda'}\ \delta_{\Sigma\Sigma'}$$

$$<N'\ell'\Lambda'\Sigma'\ |R_\alpha|\ N\ell\Lambda\Sigma> = r_\alpha^{N\Omega}\ \delta_{NN'}\ \delta_{\ell\ell'}\ \delta_{\Lambda\Lambda'}\ \delta_{\Sigma\Sigma'}$$

$$E_\alpha^{N\Omega} = (N_\alpha + 3/2)\hbar\omega_o(\delta) + k\ r_\alpha^{N\Omega}(\delta)\hbar\omega_o^o \qquad \text{(B-7)}$$

Os parâmetros k e μ são independentes da deformação e devem ser escolhidos de tal modo que, para δ = 0, reproduza os níveis previstos pelo modelo de camadas (Fig. B-1).

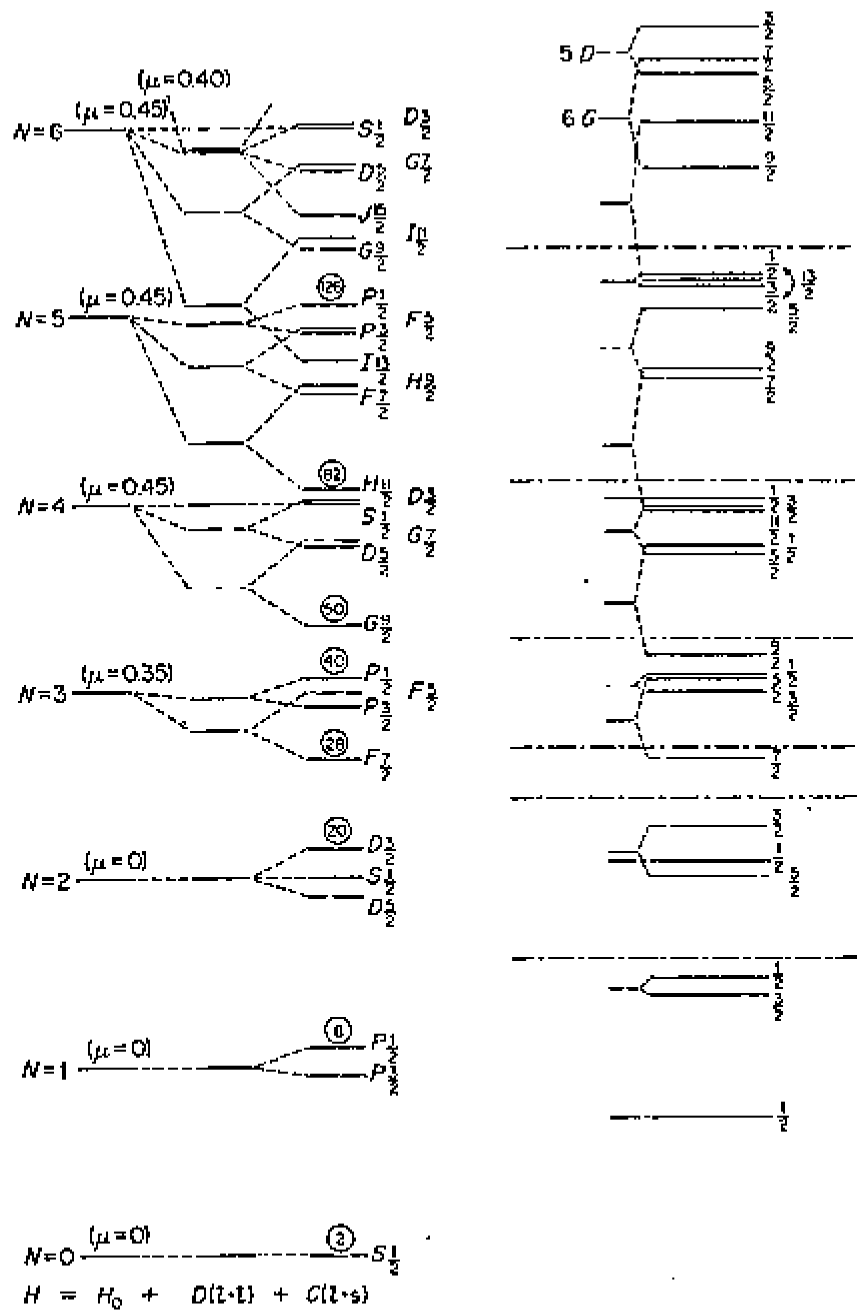


Fig. B1- a) Niveis de energia proposto por Nilson(com δ = 0)
b) Niveis de energia proposto por P.K.Linkenberg , obtidos pela interpretação dos dados empíricos de acordo com o modelo de camadas.

O parâmetro μ determina a sequência dos níveis dentro de um grupo de estados pertencentes a um particular N. Esse parâmetro atua, mais pronunciadamente, para valores maiores de ℓ, como pode ser observado nas figuras B2a, b, c.

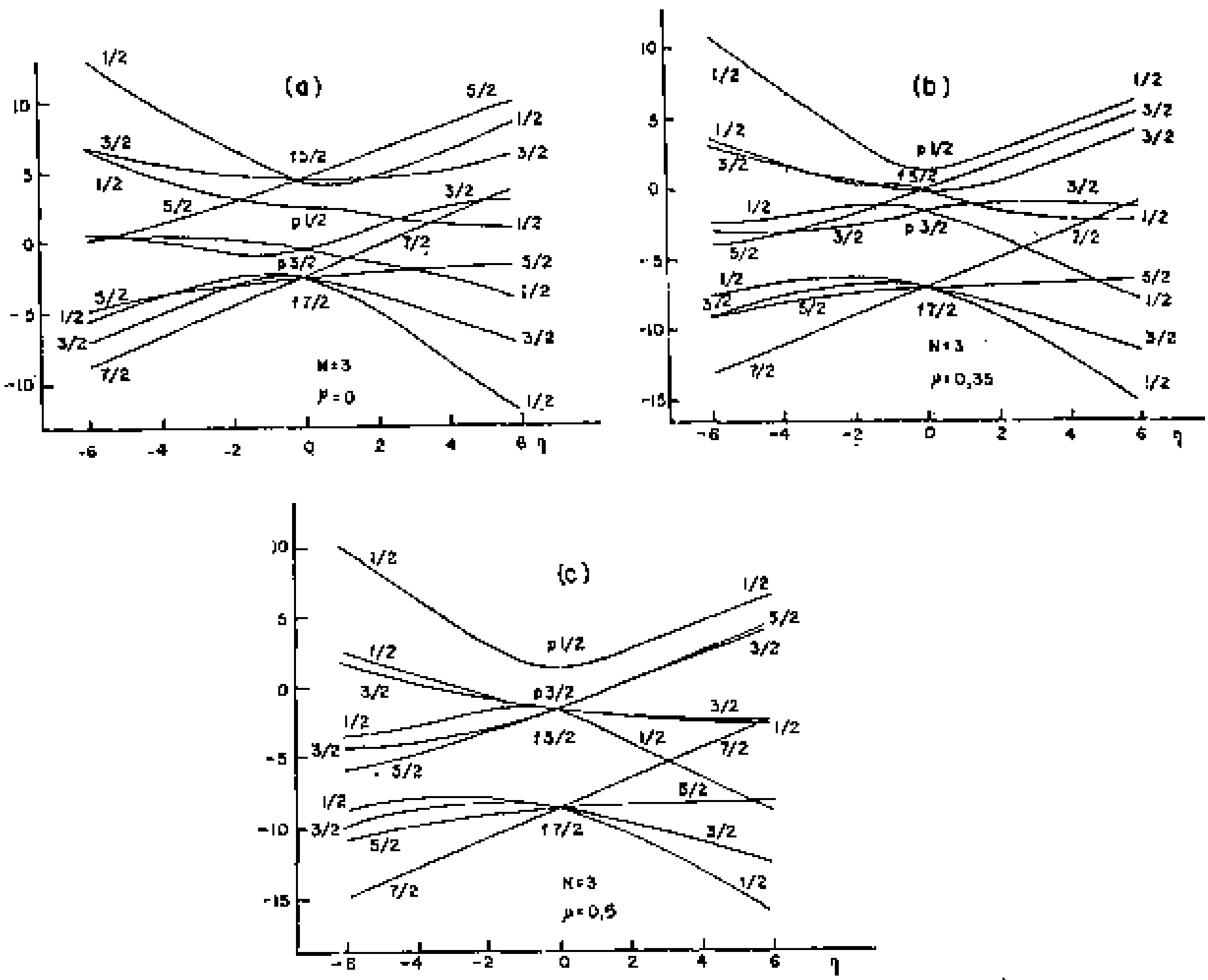


Fig. B2- Níveis de energia em função da deformação
a) N = 3; = 0,0
b) N = 3; = 0,35
c) N = 3; = 0,5

No caso a) reproduz a sequência de níveis do modelo de camadas do núcleo esférico.

Através de ajustes feitos com k = 0,05 para diversos valores de N e comparando com os níveis do modelo de camadas (δ = 0), Nilson obteve os seguintes valores para

$$N = 0,1,2;\ \mu = 0,00$$
$$N = 3\ ;\ \mu = 0,35$$
$$N = 4,5,6;\ \mu = 0,45$$
$$N = 7\ ;\ \mu = 0,40$$

Os niveis de energia da equação B-7, usando os parâmetros acima escolhidos, são vistos na figura B3.

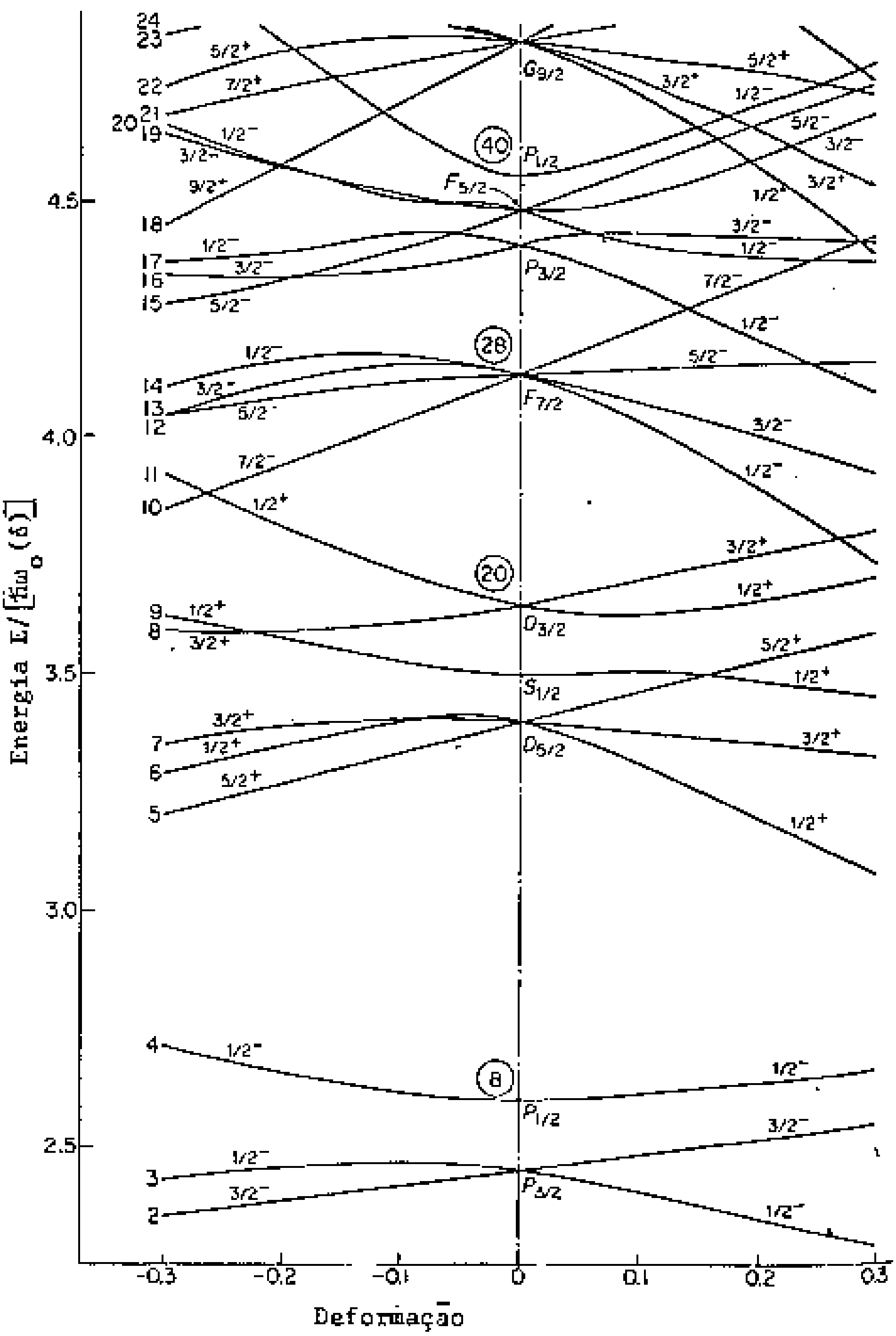


Fig. B3- Legenda e continuação da figura na página seguinte.

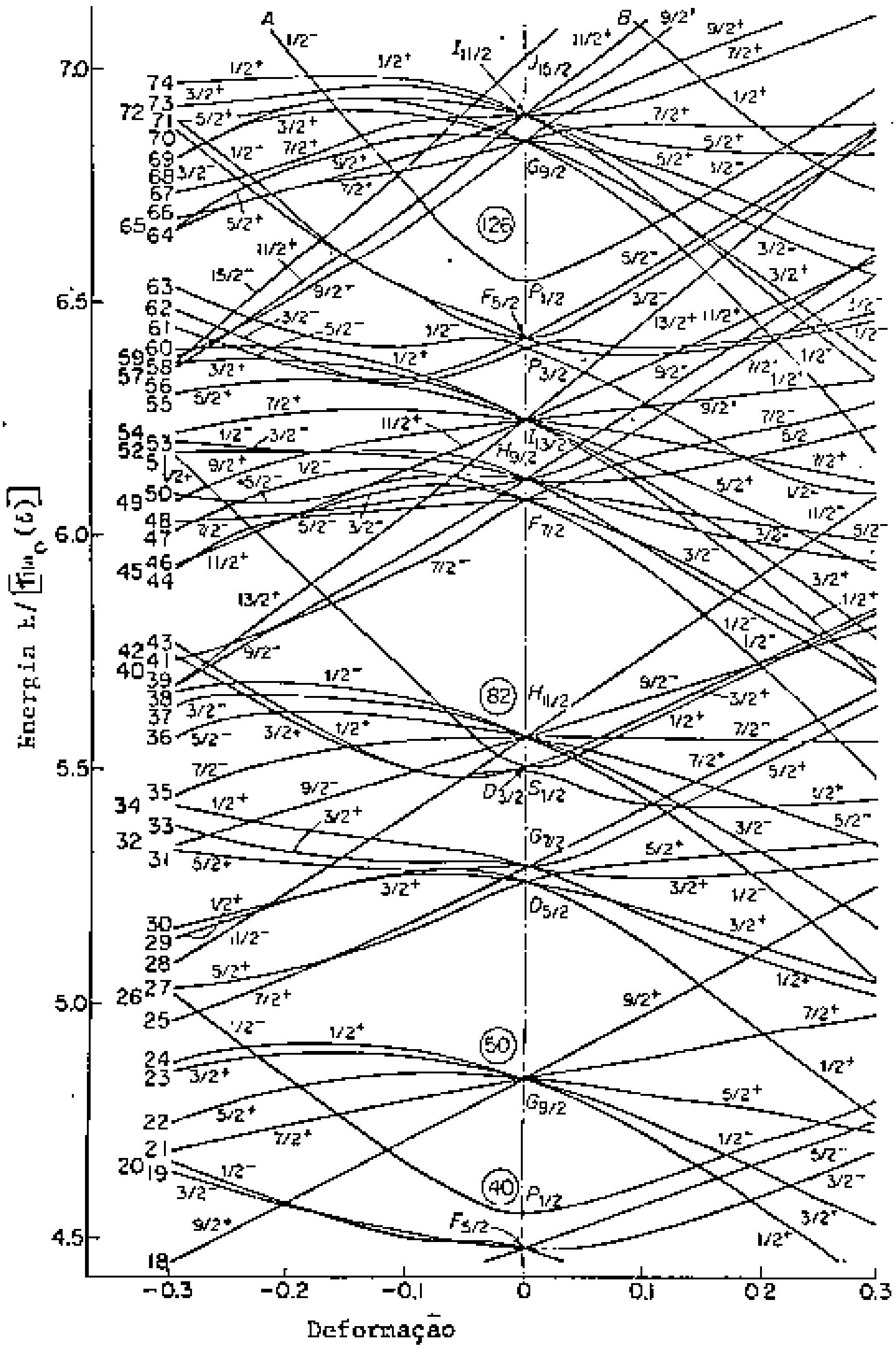


Fig. B3- Níveis de energia segundo o modelo de Nilson em função da deformação. Os números na extrema esquerda são os números orbitais de Nilson.

A energia total do núcleo é dada por:

$$E = < \sum_{i} T_i + 1/2 \sum_{ij} V_{ij} >$$

com $i \neq j$ onde o índice i indica o i-ésimo núcleon.

A função de onda total do núcleo é o produto da função de onda antissi metrizada de cada estado ocupado pela partícula.

A energia total pode ser relacionada com o parâmetro de deformação δ

$$E(\delta) = 3/4 \sum_{i=1}^{A} \left[(N_i+3/2)\ \hbar\omega_o(\delta) + k\ r^{N\Omega}_{\alpha,i}(\delta)\hbar\omega^o_o \right]$$

A deformação de equilíbrio ocorre no mínimo da energia potencial de de formação:

$$\frac{\partial\ \delta(E)}{\partial\ \delta} = 0$$

O gráfico da energia potencial é dado na figura B4 (Marmier et al 70). Nota-se que os núcleos, que estão longe da camada fechada, normalmente são deformados e a energia potencial de deformação diverge com o aumento da deformação.

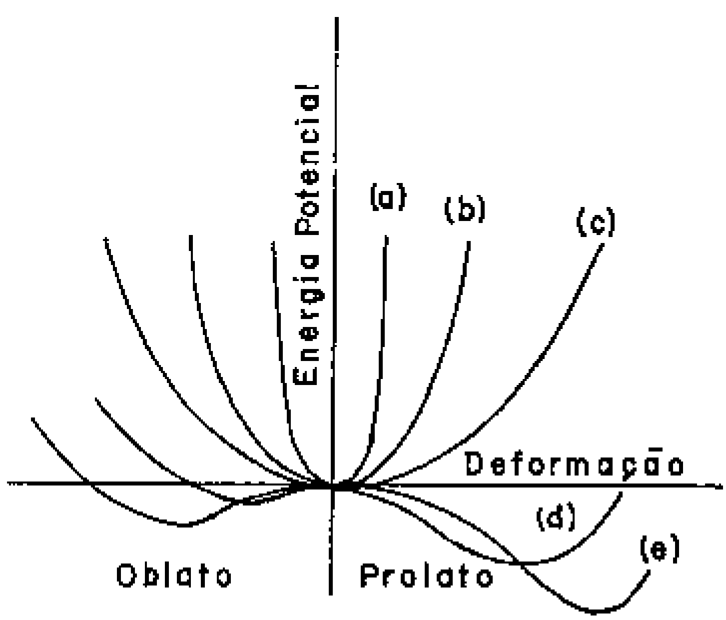


Fig. B4- Esquema da variação da energia potencial de deformação de núcleos par-par. A curva (a) refere-se a núcleo com camada fechada; (b) e (c) referem-se a núcleos com muitos núcleons fora da camada.

B.2. Modelo de Strutinsky

O modelo de Nilsson reproduz muito bem as camadas dos núcleos para núcleos esféricos, ou seja $\delta = 0$, mas, à medida que a deformação aumenta, vai-se perdendo o caráter de camadas dos núcleons. Por outro lado, a energia potencial do núcleo aumenta continuamente com a deformação.

Os resultados experimentais à respeito da fissão nuclear mostram que o potencial dos núcleos tem um máximo (barreira de fissão) e também apresentam efeitos de camada.

Surgiu, então, a idéia de associar ao modelo da gota líquida, que dá o comportamento médio, o modelo de Nilsson que dá os efeitos de camada.Esse trabalho foi realizado por V.M.Strutinsky (Str67) e (Str68).

A idéia básica de Strutinsky é que a densidade de camadas dos núcleons e outros efeitos quânticos podem ser tratados como pequeno desvio da distribuição uniforme do modelo da gota líquida.

A densidade de camadas não é constante com a deformação num dado nível de energia. Isto quer dizer, que há uma mistura de níveis das diferentes camadas. Estes efeitos, porém, ocorrem para deformações não muito grandes (antes da deformação de equilíbrio) e desaparecem para deformações maiores logo acima do ponto de equilíbrio, como pode ser visto no diagrama esquemático do modelo de Nilsson na fig. B5.

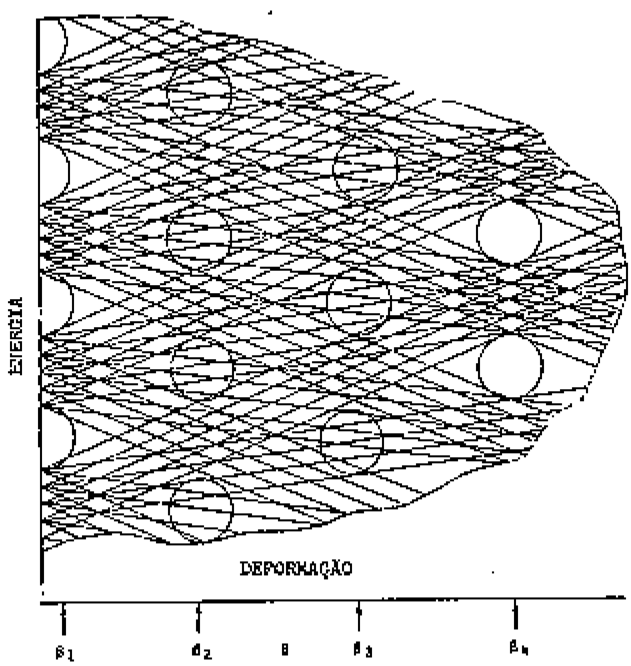


Fig. B5- Diagrama esquemático da densidade de níveis do modelo de Nilsson.

A densidade de camadas dos estados da partícula simples, num certo nível de energia E, usada por Strutinsky (Str66), é dada por:

$$G_\gamma(E) = \frac{1}{\gamma\sqrt{\pi}} \sum_\nu \exp\left[-(E-E_\nu)^2/\gamma^2\right] \qquad \text{(B-9)}$$

onde, γ é o intervalo de energia onde se faz a medida da densidade, e, E_ν é o espectro dos estados da partícula simples do núcleo deformado.

B.2.1. Escolha do Parâmetro γ

A densidade $G_\gamma(E)$ depende da escolha de γ para descrever as densidades para cada modelo. Para γ da ordem de distância entre níveis da partícula simples, $(\hbar\omega_o/A)$, $G_\gamma(E)$ é uma quantidade média sobre estados da partícula simples; para γ da ordem de $(\hbar\omega_o/A^{2/3})$, a média é feita também entre os estados não degenerados, dando para G(E) uma função contínua, guardando ainda as características de camadas, como pode ser visto na fig. B6; para γ da ordem de $(\hbar\omega_o/A^{1/3})$, entretanto, obtém-se para G_γ uma função contínua monotônica e a média é feita sobre camadas vizinhas.

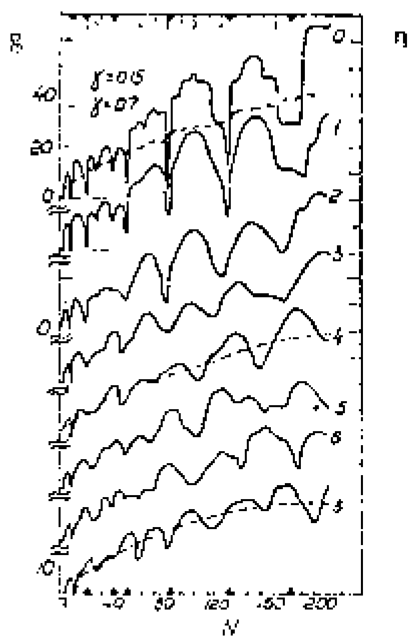


Fig. B6- Densidade de níveis de energia em função do nº de núcleons do modelo de Nilsson em unidades $(\hbar\omega_o)^{-1}$. A linha sólida se refere a $\gamma=0,15\hbar\omega_o$, e, a linha tracejada, a $\gamma=0,7\hbar\omega_o$.

A densidade $G_\gamma(E)$ depende fracamente da variação de γ no intervalo de $\hbar\omega_o/A^{2/3}$ a $\hbar\omega_o/A$ (Str66) e, com isso, permite uma escolha arbitrária dos valores de γ, nesse intervalo, obtendo-se uma função G(E) adequada para descrever camadas. Para $\gamma \sim \hbar\omega_o/A^{1/3}$, pode-se identificar a densidade G(E) com a distribuição de níveis da partícula simples no modelo quase clássico (modelo da gota líquida). Na figura B6, para deformação zero (η=0) pode-se ver claramente os efeitos de camadas que ainda se mantêm para deformações maiores, embora com amplitudes menores. É importante notar que, as oscilações da densidade de camadas ocorrem em torno da densidade de níveis para $\gamma = 0{,}7\hbar\omega_0$, ou seja, densidade de níveis da gota líquida.

B.2.2. Correções de Camadas

Para se efetuar a correção de energia, devida a não uniformidade das duas distribuições de densidade, convém escrevê-las em termos das diferenças de densidade δ_g, calculadas na energia de Fermi $\lambda = \hbar\omega_0$, para uma deformação β do potencial médio.

O parâmetro de deformação β pode ser relacionado com o parâmetro de deformação η de Nilson, do seguinte modo: $\eta = \beta/k = 16\beta$

$$\delta_g(N,\beta) = g_c(N,\beta) - \tilde{g}(N,\beta) \tag{B-10}$$

onde, g_c refere-se à densidade de camadas e, $\tilde{g}$, à densidade contínua (gota líquida) com parâmetros γ valendo $0{,}15\hbar\omega_0$ e $0{,}7\hbar\omega_0$, respectivamente. As densidades g são aquelas dadas pelo modelo de Nilsson(eq. B-9). Na equação B-10, toma-se como argumento o número de núcleons N, ao invés de E. Portanto, o número de níveis ocupados é 1/2N. As camadas correspondem às regiões dos parâmetros N e β, que resultam em $\delta g<0$. A figura B7, mostra a distribuição de camadas em função dos parâmetros N e β.

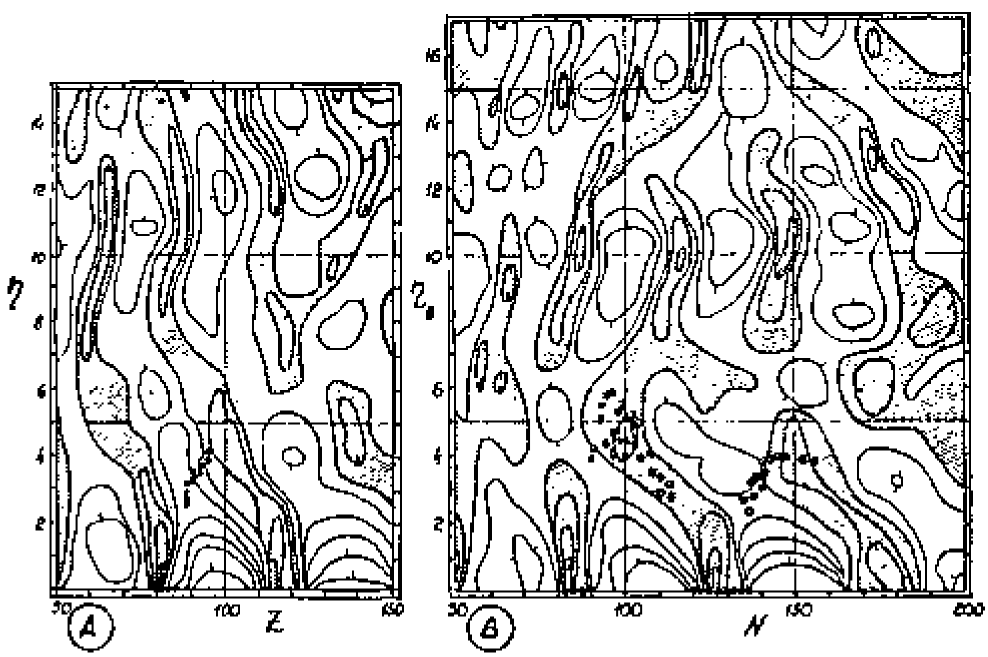


Fig. B7- Mapa de contorno da distribuição de camadas. As linhas de contorno correspondem a um incremento de $5(\hbar\omega_0)^{-1}$. A região hachuriada corresponde a $\delta g<0$. A: corresponde a $\mu \cong 0{,}65$; k=0,0577 e Z>82. B: μ= 0,325; k=0,0635 e N>126. Os pontos pretos são as deformações experimentais (Str68).

Os núcleos com potencial esférico $\eta = 0$ tem os números mágicos de nêutrons: N = 50; 82; 126 e 184. Para núcleos deformados, o mínimo de energia ocorre para η de 4 à 6. As regiões mais pronunciadas são para N = 100 e N = 150.

Pelo diagrama, nota-se que é possível encontrar camadas mesmo para deformações maiores, por exemplo, para valores de η igual a 10 e N da ordem de 150. A presença de camadas corresponde à rarefação de niveis de energia, e, consequentemente, a estados mais ligados. Essa região é a de configuração estável do núcleo.

O cálculo da variação de energia, devido às diferenças de densidades, foi introduzido por Strutinsky como sendo:

$$\delta U(N,\beta) = U(\beta) - \tilde{U}(\beta) \qquad \text{(B-11)}$$

onde, U é a somatória das energias da partícula simples para uma dada deformação β do potencial médio, isto é,

$$U = \sum_{\nu} 2E_{\nu}\ (\beta)\ , \qquad E_{\nu}<\lambda \qquad \text{(B-12)}$$

e $\tilde{U}$, é a energia na distribuição uniforme de densidade, ou seja:

$$\tilde{U} = 2 \int_{-\infty}^{\tilde{\lambda}} E\ \tilde{g}(E,\beta)dE \qquad \text{(B-13)}$$

onde, λ é a energia de Fermi. As letras com til correspondem à distribuição uniforme.

A diferença de energia δU das duas distribuições é dada por (Str66) como:

$$\delta U = U - \tilde{U} = 2\int_{0}^{\lambda} Eg(E)dE - 2\int_{0}^{\tilde{\lambda}} E\tilde{g}(E)dE \cong 2\int_{0}^{\lambda} (E-\lambda)\delta g(E)dE \qquad \text{(B-14)}$$

Por outro lado, a energia de pareamento para partículas independentes é dada por:

$$P = \sum_{\nu} \left(|\varepsilon_{\nu}| - \frac{\varepsilon_{\nu}^2}{\sqrt{\varepsilon_{\nu}^2 + \Delta^2}} - \frac{\Delta^2}{2\sqrt{\varepsilon_{\nu}^2 + \Delta^2}}\right) \qquad \text{(B-15)}$$

onde, $\varepsilon_{\nu} = \varepsilon_{\nu}(\beta) - \lambda(\beta)$

e é determinado pela expressão

$$\frac{2}{G_{\eta,p}} = \sum_{\nu} \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_{\nu}^2 + \Delta^2}} \qquad \text{(B-16)}$$

A somatória inclui n estados acima e abaixo de λ . O valor de G não varia muito, tomando-se n = 10,24,32(Str67). As intensidades de pareamento G_p e G_n para prótons e nêutrons são inversamente proporcionais ao número de massa.

$$G_i \;\alpha\; A^{-1}$$

O valor de G vai depender do número de niveis tomados em torno de λ e pode ser normalizado para qualquer número de núcleons.

$$\frac{2}{G_{renorm}} = \frac{2}{G_{24niveis}} \sum_{\substack{niveis \\ restantes}} |\varepsilon_\nu - \lambda|^{-1}$$

Szymansky (Szy61) obteve G, renormalizado no caso n = 136 e p = 94, os seguintes valores:

$$A\, G_{n_{renorm}} = 16{,}5 \text{ MeV}$$

$$A\, G_{p_{renorm}} = 23 \text{ MeV}$$

respectivamente, usando, para $G_{24\ niveis}$, a equação B16.

A energia de pareamento para o caso da distribuição contínua pode ser dado por:

$$\tilde{P} = n\,\tilde{\Delta}\,(t - \sqrt{1 + t^2}$$

onde,

$$t = \frac{n}{2\,\tilde{g}\,\tilde{\Delta}}$$

O valor de $\tilde{\Delta}$, nessa distribuição, é tomado como parâmetro. Na região de terras raras, $\tilde{\Delta}$ = 0,8 MeV, e, na região dos actinídeos, $\tilde{\Delta}$ = 0,6 MeV. A diferença da energia de pareamento das duas distribuições é dado por:

$$\delta P = P - \tilde{P}$$

A energia total pode ser escrita como sendo:

$$W = \tilde{W} \sum_{p,n} (\delta U + \delta P) \qquad \text{(B-17)}$$

onde, $\tilde{W}$ corresponde a energia da gota líquida, δP é a energia de pareamento dos núcleons, e a somatória se extende para prótons e nêutrons. A soma $\delta U + \delta P$ é a correção total de camadas para gota líquida, correspondente a uma deformação.

Na figura B8 está representada a correção $\delta U + \delta P$, para nêutrons e prótons, em função da deformação. As regiões hachuriadas correspondem a $\delta U+\delta P$ negativos e representam as regiões de maior estabilidade das formas nucleares.

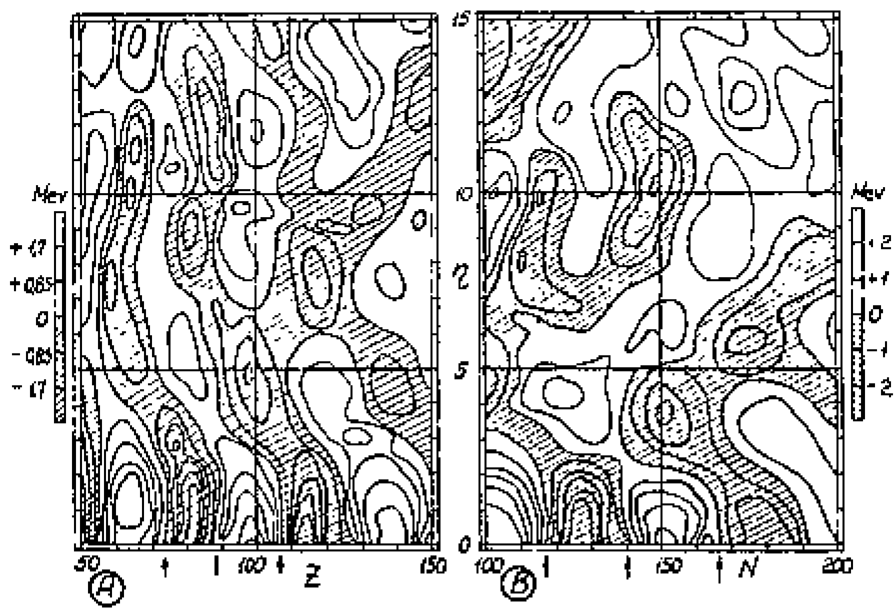


Fig. B8. Mapa de contorno da energia total corrigida para $\delta U + \delta P$. A- para protons; B- para nêutrons.

B.2.3. Energia Total de Deformação

A energia total de deformação pode ser dada por

$$W = \tilde{W}(\alpha_2,\alpha_4) + \sum_{n,p} (\delta U + \delta P)$$

e a energia da gota líquida $\tilde{W}(\alpha_2,\alpha_4)$ é dada pela equação (A-12). Este cálculo é extremamente longo, sendo feito com auxílio do computador, cujos detalhes de cálculo são bem explicados na referência (Str68).

Para visualizar melhor as correções introduzidas, pode-se fazer um diagrama esquemático das superfícies equipotenciais no espaço de deformações α_2,α_4 (fig. B9).

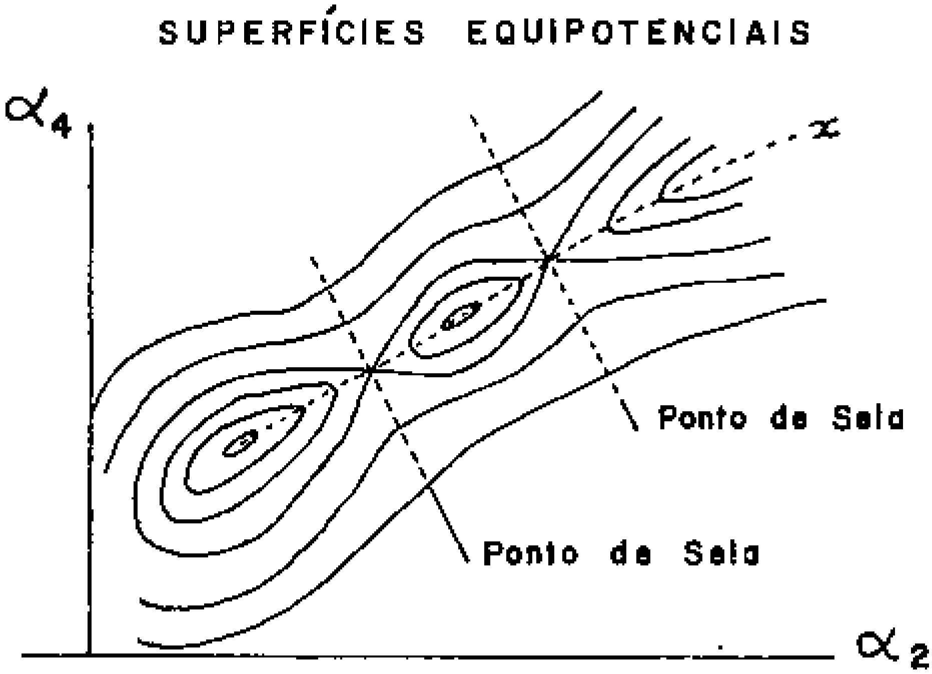


Fig. B9- Superfícies equipotenciais em função dos parâmetros (α_2,α_4).

Neste esquema, pode-se notar dois pontos muito importantes:

1) aparecem dois pontos de mínimo relativo, que correspondem ao estado fundamental e ao estado isomérico.

2) aparecem dois pontos de máxima, sendo que, o primeiro corresponde à barreira de fissão e, o segundo, à barreira para fissão isoméricas.

A partir do diagrama das superfícies equipotenciais, podemos construir o diagrama esquemático da energia potencial, fazendo-se um corte seguindo a linha tracejada x (fig. B10).

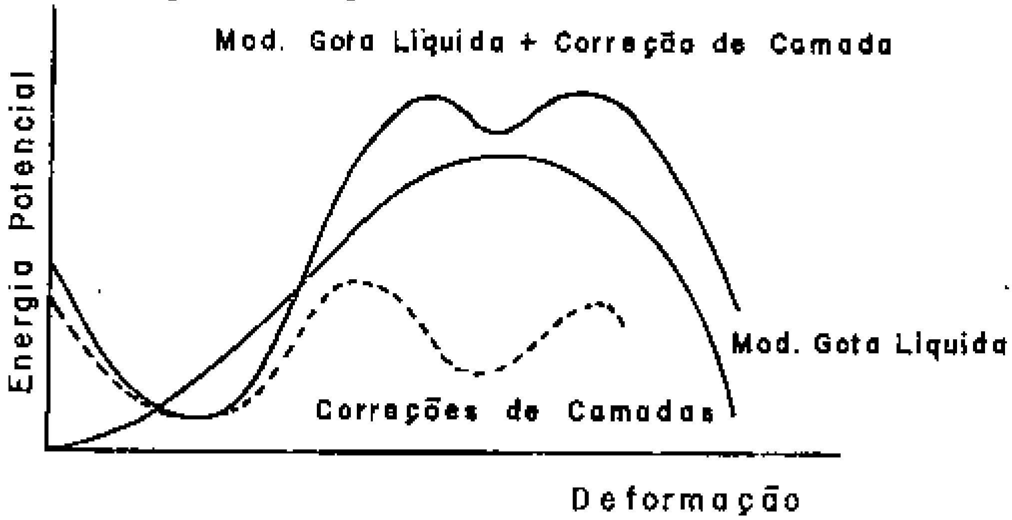


Fig. B10- Energia potencial de deformação com as correções efetuadas.

Esta diagrama mostra muito bem os efeitos citados acima e mostra, ainda, o comportamento do potencial previsto pelo modelo da gota líquida e das correções em função da deformação.

As correções efetuadas, $\delta U + \delta P$, estão relacionadas com as flutuações na densidade dos níveis próximos à superfície de Fermi, sendo que, estas flutuações na densidade estão intimamente ligadas à estabilidade dos núcleos. Há mais estabilidade quando $\delta U + \delta P > 0$, a energia de ligação é menor dando origem a barreira de potencial.

Portanto, nas figuras B7 e B8, as regiões hachuriadas representam o mínimo relativo da energia potencial e, assim, para alguns núcleos, a forma mais estável é o estado deformado.

Os pontos pretos da figura B7 correspondem à deformações de equilíbrio para alguns núcleos pares conhecidos. Essas regiões de mínimo estão em torno de $Z \sim 50,82$ e $N \sim 82,130$ para $\eta = 0$ (núcleos esféricos) e para núcleos deformados com $Z \sim 90$ e $N \sim 100$ e 140. Existe, ainda, a possibilidade de se encontrar núcleos fortemente deformados como, por exemplo, para $\eta = 6$ e $N \sim 126$.

Um caso especial é a região do urânio com $\eta \sim 10$ e $N = 146$, que corresponderia ao segundo mínimo da energia potencial. Esse segundo mínimo é da ordem de 2 a 4 MeV, abaixo do que é previsto pelo modelo da gota líquida e está de 1 a 3 MeV acima do primeiro mínimo. Em geral, não se consegue excitar os níveis do segundo poço, sendo possível, entretanto, durante a formação de núcleos pesados, pela reação com íons pesados em elementos pesados. Os níveis excitados do segundo poço, pelo fato de encontrarem pequena barreira de potencial, podem decair via fissão isomérica, porque o tempo envolvido nesse processo é da mesma ordem ou menor do que o dos outros processos de decaimento.

Outra região de mínimo muito interessante é para $Z \sim 115$ e $N \sim 180$. Essa região corresponde a elementos super pesados, que não estão presentes na natureza atualmente, porém, há possibilidade de que já tenham existido no universo. Fazendo-se uma analogia do que ocorre com os traços fósseis de fissão espontânea do urânio natural deixados em alguns sólidos como a mica, estão em andamento diversos trabalhos a fim de detetar alguns traços fósseis desses elementos em meteoritos.

APÊNDICE C - ANÁLISE DAS CONTRIBUIÇÕES DAS LINHAS SECUNDÁRIAS DO ALVO DE ENXOFRE

A distribuição angular obtida experimentalmente é devida às contribuições das linhas de 5,43 MeV e linhas secundárias de 7,78 e 8,64 MeV.

O número de traços, por ângulo sólido, é dado por (II-12).

$$N(\theta) = K\omega(\theta)$$

onde,

$$K = E\sigma_F\ \phi\ N\ t$$

e, substituindo na equação inicial, tem-se que:

$$N(\theta) = E\ \phi N t\ \sigma_F\ \omega(\theta) \qquad \text{(C-1)}$$

Nesta expressão:

- ϕ - fluxo integrado da radiação gama das tres linhas
- N - nº de átomos do alvo de urânio
- t - tempo de irradiação
- σ_F - seção de choque composto de fotofissão do urânio
- $\omega(\theta)$ - distribuição angular composto
- E - eficiência total de deteção

Na equação C-1, explicitando as contribuições individuais das linhas e denotando como segue abaixo, tem-se que:

$N_5, \phi_5, \sigma_5, \omega_5$ - referem-se à linha de 5,43 MeV

$N_7, \phi_7, \sigma_7, \omega_7$ - referem-se à linha de 7,78 MeV

$N_8, \phi_8, \sigma_8, \omega_8$ - referem-se à linha de 8,64 MeV

$$N(\theta) = \phi N t \sigma_F \omega(\theta) = Nt(\phi_5\ \sigma_5 . \omega_5 + \phi_7\ \sigma_7 . \omega_7 + \phi_8\ \sigma_8\ \omega_8) \qquad \text{(C-2)}$$

O número total de traços é dado pela integral da equação C-2 e lembrando a condição de normalização II-8 sobre $\omega(\theta)$, temos:

$$\phi N \sigma_F t = Nt\phi_5 . \sigma_5 + Nt\phi_7\ \sigma_7 + Nt\phi_8\ \sigma_8$$

Nesta expressão, cada um dos termos representa o número de traços:

$$\phi N\sigma_F t = N \quad \text{- observado experimentalmente}$$

$$Nt\phi_5\sigma_5 = N_5 \quad \text{- devido à linha de 5,43 MeV}$$

$$Nt\phi_7\phi_7 = N_7 \quad \text{- devido à linha de 7,78 MeV}$$

$$Nt\phi_8\sigma_8 = N_8 \quad \text{- devido à linha de 8,64 MeV}$$

Portanto,

$$N = N_5 + N_7 + N_8 \tag{C-3}$$

A equação C-2 fica:

$$\omega(\theta) = \frac{N_5}{N}\,\omega_5(\theta) + \frac{N_7}{N}\,\omega_7(\theta) + \frac{N_8}{N}\,\omega_8(\theta) \tag{C-4}$$

Os coeficientes N_i/N são os pesos das contribuições $\omega_i(\theta)$normalizados na distribuição observada $\omega(\theta)$, também normalizada.

$$\frac{N_8}{N} = \frac{\sigma_8}{\sigma_5}\ \frac{\phi_8}{\phi_5} \longrightarrow N_8 = N_5\,\frac{\sigma_8}{\sigma_5}\ \frac{\phi_8}{\phi_5} \tag{C-5}$$

$$\frac{N_7}{N} = \frac{\sigma_7}{\sigma_5}\ \frac{\phi_7}{\phi_5} \longrightarrow N_7 = N_5\,\frac{\sigma_7}{\sigma_5}\ \frac{\phi_7}{\phi_5} \tag{C-6}$$

fazendo $\phi_8/\phi_5 = r_8$ e $\phi_7/\phi_5 = r_7$ e substituindo os valores de N_8 e N_7 na equação C-3 obtém-se:

$$\frac{N_5}{N} = \frac{1}{(1 + \sigma_8/\sigma_5\ r_8 + \sigma_7/\sigma_5\ r_7} \tag{C-7}$$

Substituindo-se o valor de N_5 na equação C-5 e C-6, vêm:

$$\frac{N_8}{N} = \frac{\sigma_8/\sigma_5\ r_8}{(1 + \sigma_8/\sigma_5\ r_8 + \sigma_7/\sigma_5\ r_7} \tag{C-8}$$

$$\frac{N_7}{N} = \frac{\sigma_7/\sigma_5\ r_7}{(1 + \sigma_8/\sigma_5\ r_8 + \sigma_7/\sigma_5\ r_7)} \tag{C-9}$$

No cálculo dos coeficientes N_i/N, as seções de choque foram tomadas da referência (Maf72) e, para o cálculo das razões dos fluxos, tomaram-se as intensidades relativas da tabela II e mediu-se o fluxo de 5,43 MeV.

Com esses dados, obtém-se, para os coeficientes, os seguintes valores:

$$\frac{N_8}{N} = 0,468 \pm 0,048$$

$$\frac{N_7}{N} = 0,219 \pm 0,028$$

$$\frac{N_5}{N} = 0,312 \pm 0,008$$

Substituindo esses coeficientes na equação C-4, obtém-se:

$$\omega_5(\theta) = \frac{\omega(\theta) - 0,219\ \omega_7(\theta) - 0,469\ \omega_8(\theta)}{0,312} \qquad \text{(C-10)}$$

e os coeficientes de $\omega_5(\theta)$ podem ser escritos como:

$$a_5 = \frac{a - 0,219a_7 - 0,469a_8}{0,312}$$

$$b_5 = \frac{b - 0,219b_7 - 0,469b_8}{0,312} \qquad \text{(C-11)}$$

$$c_5 = \frac{c - 0,219c_7 - 0,469c_8}{0,312}$$

(Man69) - Manfredini, A. et alii. - Angular Distribution of ^{238}U Photo fission Fragments for 12 Different Mono-Energetic γ-Rays. Nucl. Phys., Amsterdam, A123 : 664-72, 1969.

(Man66) - Manfredini, A. et alii.- Results on the Cross-Section of ^{238}U-Fission Induced by Low-Energy Monoenergetic γ-Rays. Nuovo Cim., Pisa, 44B(1):218-21, 1966.

(Mar70) - Marmier, P. & Sheldon, E.- Nuclear Models: Nuclear Structure and Models of the Nucleus. In: ______. Physics of Nuclei and Particles. New York, Academic Press (c1969-70) v.2, cap. 15, p.1226-422.

(Mat65) - Mattauch, J.H.E. et alii.-1964 Atomic Mass Table. Nucl.Phys., Amsterdam, 67: 1-31, 1965.

(Mig68) - Migneco, E. & Theobald, J.P.-Resonance Grouping Structure in Neutron Induced Subthreshold Fission of ^{240}Pu. Nucl.Phys. , Amsterdam, A112:603-8, 1968.

(Nil55) - Nilsson, S.G.- Binding States of Inidividual Nucleon in Strongly Deformed Nuclei. Math.-fys. Meddr, Copenhagen, 29 (16):1-68, 1955.

(Nil69) - Nilsson, S.G. et alii.- On the Nuclear Structure and Stability of Heavy and Superheavy elements. Nucl.Phys., Amsterdam, A131: 1-66, 1969.

(Ped70) - Pedersen, J.- The Fission Process (Nuclear Fission) In. SIMPÓSIO BRASILEIRO DE FÍSICA, 39, 5-23 jan. 1970. Rio de Janeiro, 1970. nº 4.

(Per64) - Perelygin, V.P. et alii.- Recording Nuclear Fission with the Aid of Amorphous SiO_2- Containing Media. Instrums exp.Tech., Pittsburgh, (4):796-8, 1964. (Trad. de Pribory Tekh,Éksp. :78-80, 1964).

(Rab70) - Rabotnov, N.S. et alii.- Photofission of Th^{232}, U^{238}, Pu^{240} , Pu^{242} and the Structure of the Fissions Barrier. Sov.J.Nucl. Phys., New York, 11:285-94, 1970. (Trad. de Yad. Fiz., 11 : 508-27, 1970).

(Ren70) - Renner, C.- Determinação da Constante de Decaimento λ_F para a Fissão Espontânea do ^{238}U pelo Método dos Traços de Fissão em Mica. (São Paulo) 1970. 46p. (Tese - Mestrado).

(Ros49) - Rossi, B.B. & Staub, H.H.- Ionization Chambers and Counters: Experimental Techniques. New York, McGraw-Hill, 1949. 243p.

(Sha69) - Shapiro, C.S. & Emery, G.T.- Magnetic Dipole Gamma-Ray Strength Function in Deformed Nuclei, and Neutron-Capture Gamma Rays. Phys.Rev.Lett., New York, 23 : 244-6, 1969.

(Str66) - Strutinsky, V.M.- Influence of Nucleon Shells on the Energy of a Nucleus. Sov. J.Nucl. Phys., New York, 3(4):449-57 , 1966. (Trad. pelo American Institute of Physics, New York).

(Str67) - Strutinsky, V.M.- Shell Effects in Nuclear Masses and Deformation Energies. Nucl.Phys., Amsterdam, A95 : 420-42, 1967.

(Str68) - Strutinsky, V.M.- "Shells" in Deformed Nuclei. Nucl. Phys., Amsterdam, A122 : 1-33, 1968.

(Szy61) - Szymanski, Z.- Equilibrium Deformation of Nuclei in the Transuranic Region. Nucl. Phys., Amsterdam, 28 : 63-80, 1961.

(Whe63) - Wheeler, J.A.- Channel Analysis of Fission. In: Marion, J.B. & Fowler, J.L., ed. Fast Neutron Physics, pt. 2: Experiments and Theory. New York, Interscience, 1963. cap. V.S., p.2051-184.