

FISSÃO DE NÚCLEOS DE MASSA INTERMEDIÁRIA POR FÓTONS DE
RADIAÇÃO DE FREIAMENTO NO INTERVALO DE ENERGIAS
MÁXIMAS 0,8 - 1,8 GeV

Tese de
D O U T O R A D O

por

Djair Aquino de Lima

Julho de 1983

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas - CNPq
- Rio de Janeiro -

Dedicatoria

Dedico este trabalho aos meus
queridos pais.

AGRADECIMENTOS:

Agradeço à todos aqueles que de alguma forma concorreram para a realização deste trabalho.

Ao orientador: Dr. Jader Bemuzzi Martins pelo apoio e responsabilidade,

Ao Dr. D. Husmann da Universidade de Bonn pela indispensável irradiação, extensiva ao pessoal do Electron Synchrotron de 2,5 GeV,

Aos Pesquisadores:

Emil de Lima Medeiros,

João de Deus Pinheiro Filho,

Henrique Saitovich,

Nelson Furtado,

Elizabeth Lima Moreira

e Luis Reis

pelo apoio em discussões construtivas e materiais,

A Celeste Lopes

pela fase preliminar de tratamento de dados.

A Helena Ferreira Pinto

Luiza dos Reis

Lésia Hryhorczuk

e Hilda Vieira

pela inestimável microscopia

A Helena Ferreira

secretária do D.N.E.

A Myrian Simões

secretária de ensino.

A Ana da Silva Rodrigues pela datilografia,

Ao pessoal do LCC, da oficina mecânica e do acelerador do CBPF.

Agradeço especialmente ao Dr. Odilon Antonio Paula Tavares pela orientação experimental, sugestões, obtenção da colaboração do grupo da Universidade de Bonn, discussão do tratamento de dados e organização geral.

AGRADEÇO ÀS INSTITUIÇÕES:

UNIVERSIDADE FEDERAL DA PARAÍBA,

CENTRO BRASILEIRO DE PESQUISAS FÍSICAS,

CONSELHO NACIONAL DE DESENVOLVIMENTO CIENTÍFICO E TECNOLÓGICO,

COMISSÃO NACIONAL DE ENERGIA NUCLEAR,

UNIVERSIDADE DE BONN - ALEMANHA,

Por fornecerem os recursos necessários à realização
deste trabalho.

RESUMO

Estuda-se a fissão de núcleos de massa intermediária no intervalo Al - Ta induzida por fótons de radiação de frenamento de energias máximas entre 0,8 a 1,8 GeV. Foram utilizados alvos finos de Nd e Sm e alvos espessos de Al, Ti, Co, Zr, Nb, Ag, In e Ta, e consideradas todas as peculiaridades inerentes à absorção dos fragmentos de fissão no próprio alvo. As amostras foram expostas no Electron Synchrotron de 2,5 GeV da Universidade de Bonn. Os traços deixados pelos fragmentos de fissão foram registrados em detectores do tipo folhas de mica muscovita para o Sm e Nd, CR-39 para o Al e Ti e makrofol para o Co, Zr, Nb, Ag, In, Nd e Ta. Foram realizadas medidas geométricas dos traços que permitiram a obtenção de distribuições de comprimento e de ângulo de profundidade dos traços as quais permitiram obter as grandezas necessárias para a determinação dos rendimentos de fissão.

Finalmente, foram avaliadas as seções de Choque de fissão e as fissionabilidades nucleares dos elementos estudados.

Os resultados obtidos indicam valores de fissionabilidade nuclear $\sim 10\%$ para Al e Ti e $\sim 0,1\%$ para os demais núcleos, concordando, na maioria dos casos, com valores estimados com base nos modelos correntemente aceitos de cascata-evaporação e fissão nuclear.

SUMÁRIO

AGRADECIMENTOS.....	III
RESUMO.....	V
LISTA DE FIGURAS.....	VIII
LISTA DE TABELAS.....	XI
INTRODUÇÃO.....	1
<u>CAPÍTULO I</u> - FENOMENOLOGIA.....	5
1.1 - Histórico.....	5
1.2 - A Teoria da Fissão.....	6
1.3 - O Modelo da Gota Líquida aplicada a Fissão.....	7
1.4 - Fissão de Núcleo Composto.....	12
1.5 - Reações a Energias até 150 MeV.....	13
1.6 - Estimativas da Fissionabilidade para núcleos de massa <u>In</u> termediária.....	13
<u>CAPÍTULO II</u> - PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL.....	28
2.1 - Considerações Gerais.....	28
2.2 - Preparação das amostras.....	29
2.3 - Irradiação.....	31
2.4 - Revelação.....	33
2.5 - Análise ao Microscópio.....	38
<u>CAPÍTULO III</u> - TRATAMENTO DE DADOS.....	41
3.1 - Introdução.....	41
3.2 - Seção de choque por fóton equivalente.....	42
3.3 - Caso de Alvo Fino.....	44
3.3.1 - Alvos de Neodímio: makrofol como Detector.....	45
3.3.2 - Alvos de Neodímio e Samário: mica como Detector.....	47
3.4 - Caso de Alvo Espesso.....	49
3.4.1 - Distribuição Esperada de comprimentos de Traço para Fragmentos Idênticos.....	49

3.4.2 - Distribuição Esperada de Ângulo de Profundidade para Fragmentos Identicos.....	57
3.4.3 - Seção de Choque por Fóton Equivalente para um Modo de Fissão.....	59
3.4.4 - Distribuição Esperada de Comprimentos de traço para o Conjunto Total de Fragmentos.....	62
3.4.5 - Análise das Distribuições Observadas de Comprimento de Traço.....	66
3.4.6 - Comparação com as Distribuições Esperadas de Comprimento de traço.....	70
3.4.7 - Seção de choque por Fóton Equivalente para a totalidade de Modos de Fissão.....	75
3.4.7.1 - Determinação de \bar{D}_O e \bar{D}_M	78
3.4.7.2 - Determinação de \bar{a}_M	79
<u>CAPÍTULO IV - RESULTADOS E DISCUSSÃO.....</u>	
4.1 - Rendimentos de Fotofissão.....	
4.1.1 - Neodímio e Samário.....	86
4.1.2 - Alumínio e Titânio.....	90
4.1.3 - Cobalto, Zircônio, Nióbio, Prata, Índio e Tântalo.....	92
4.2 - Seções de Choque Absolutas de Fissão.....	94
4.3 - Fissionabilidade Nuclear.....	103
4.4 - Discussão dos Resultados.....	106
4.5 - Conclusões.....	111
BIBLIOGRAFIA.....	114

LISTA DE FIGURAS.

<u>Nº:</u>	<u>Legenda:</u>	<u>Pág.</u>
1.3.a	- Curvas de níveis de potenciais nucleares nos pontos de finidos pelas coordenadas dos polinômios de Legendre....	11
1.3.b	- Formas nucleares para valores indicados das coordenadas dos polinômios de Legendre.....	11
1.6.1	- Diagramas da forma das barreiras de fissão do a) U^{238} , b) um caso intermediário e c) do Mg^{24} , baseado na ref. (53)	15
1.6.2	- Altura da barreira de fissão para núcleos ao longo da linha de estabilidade (aproximação de Green).....	15
1.6.3	- Fissionabilidade nuclear contra Z^2/A correspondentes a seis conjuntos de parâmetros adotados por Nix e Sassi (3)	17
1.6.4	- Fissionabilidade de núcleos de massa intermediária induzida por fótons ref. (22-26,18,7,10)	18
1.6.5	- Reações Nucleares induzidas - Cascata e Evaporação - Energia 1 GeV.....	20
1.6.6	- Estimativas de fissionabilidade nuclear, f, obtidas por A.S. Il'ínov et al (48) por fótons de 600 MeV.....	27
2.4.1	- Esquema do dispositivo utilizado para revelação dos detectores plásticos.....	34
2.4.2	- Densidade de traços observados no makrofol contra tempo de ataque químico.....	35
2.4.3	- Cinética do ataque químico.....	36

2.4.4 - Densidade de traços observados no CR-39 contra tempo de ataque químico.....	37
2.5.1.a - Elementos geométricos do eixo do traço.....	39
2.5.1.b - Elementos geométricos do eixo do traço.....	39
2.5.1.c - Elementos geométricos de eventos de aparência circular..	39
2.5.1.d - Elementos geométricos de eventos de aparência circular..	39
3.2.1 - Grandezas envolvidas na determinação do Rendimento das Reações.....	43
3.3.1.1 - Distribuições de eventos por ângulo de profundidade.....	53
3.4.1.1.a - Curva típica de alcance-energia.....	53
3.4.1.1.b - Definição dos elementos geométricos do eixo do traço....	53
3.4.2.1.a - Distribuição de comprimentos de traços para um único modo de fissão.....	58
3.4.2.1.b - Distribuição angular de traços para um modo de fissão.....	58
3.4.4.1 - Distribuições de comprimento de traços esperados: a) alvo fino, b)relação intermediária, c)alvo espesso.....	64
3.4.5.1 - Algumas distribuições observadas de comprimento de traço obtidas no presente trabalho.....	67
3.4.6.1 - Exemplo de distribuições de comprimento, mostrando curvas ajustadas.....	73
3.4.7.2.1 - Energia de limiar (experimental), de fotofissão E_L (MeV), em função do número de massa de núcleo alvo. As barras mostram os intervalos de valores extraídos das curvas de rendimento de fotofissão obtidos por Methasiri e Johansson ⁽²²⁾ , a curva é um traçado a olho.....	81

3.4.7.2.2 - Curvas de Alcance-Energia para o fragmento de fissão típico do Zr, indicando-se os valores de \overline{D}_M e \overline{a}_M	85
4.1.1.1 - Rendimentos de fotofissão do Nd e Sm em função da energia máxima do feixe de radiação de frenamento.....	89
4.1.2.1 - Rendimento de fotofissão do Al e Ti em função da energia máxima do feixe de radiação de frenamento.....	93
4.1.3.1 - Rendimentos de fotofissão do Co, Zr, Nb, Ag, In e Ta em função da energia máxima do feixe de radiação de frenamento.....	96
4.2.1 - Intensidades dos espectros de radiação de frenamento normalizadas "ideais" para as energias máximas 0,8 e 1,8 GeV.....	99
4.2.2 - Seção de Choque de fissão contra número de massa do núcleo alvo. Nosso resultado comparado com outros autores.....	102
4.3.1 - Fração de nucleons que efetivamente considera-se poder reagir com o fóton como função da energia..... (Reprodução do trabalho de Brodsky e Pumplin ⁽⁶¹⁾).....	105
4.3.2 - Seção de choque efetiva do nucleon contra a energia do fóton incidente.....	107
4.3.3 - Fissionabilidade versus Z^2/A - Resultado deste trabalho comparado com diversos autores.....	109

LISTA DE TABELAS

<u>Nº:</u>	<u>Legenda:</u>	<u>Pág.</u>
2.2.1	- Dados referentes aos materiais utilizados, (alvos e detetores), no presente trabalho.....	30
2.2.2	- Agrupamento dos materiais utilizados por ocasião da irradiação.....	31
2.3.1	- Dose integrada no tempo irradiada em cada pacote.....	32
3.4.7.2.1	- Fragmento típico (médio) de fissão para as várias condições de irradiação.....	83
4.1.1.1	- Rendimentos de Fotofissão para o Nd e Sm.....	87
4.1.2.1	- Rendimentos de Fotofissão para o Al e Ti.....	91
4.1.3.1	- Valores médios e/ou erros associados das grandezas envolvidas na determinação do rendimento de fotofissão do Co, Zr, Nb, Ag, In e Ta (makrofol como detector).....	94
4.1.3.2	- Rendimentos de Fotodissão para Co, Zr, Nb, Ag, In e Ta (makrofol como detector).....	95
4.3.1	- Resultados obtidos no presente trabalho sobre fotofissão de núcleos de massa intermediária no intervalo de energia 0,8-1,8 GeV.....	108

INTRODUÇÃO

A fissão de núcleos de massa intermediária ($A < 200$) constitui um dos assuntos de grande complexidade na Física Nuclear, pois, os rendimentos de fissão induzida por fótons e outras partículas de energia intermediária obtidos, quer por via experimental, quer por estimativas mediante cálculos de simulação das reações de fissão, têm mostrado ser tão baixos quanto da ordem de grandeza do microbarn. Tratando-se, portanto, de reação de rendimento muito pequeno, torna-se necessário considerar com extrema acuidade as diversas etapas de uma experiência ou de um cálculo de simulação com a finalidade de se obter a seção de choque ou a probabilidade de fissão. Assim, por exemplo, numa experiência de fotofissão como a que será descrita ao longo do presente trabalho, uma atenção especial deve ser dada desde a escolha dos alvos até a análise dos dados colhidos, passando pela seleção adequada dos detectores, energia e intensidade dos feixes de fótons, técnicas de detenção de fragmentos de fissão e outros. Cada uma dessas etapas constituiria, por si só, objeto de trabalhos específicos e independentes.

Desde 1961, verificou-se no estudo da fissão de núcleos pesados induzida por fótons e partículas de alta energia^(1,2), que os resultados indicavam uma forte tendência de decrescimento da fissionabilidade nucle

ar* (probabilidade de fissão) com o decréscimo do parâmetro Z^2/A . Posteriormente, as estimativas de fissionabilidade nuclear ao longo da tabela periódica feitas por Nix e Sassi⁽³⁾ mostraram que a fissionabilidade passava por um mínimo na região em torno da prata e tendia a crescer para núcleos mais leves que a prata. O estudo sistemático de Nix e Sassi⁽³⁾ despertou interesse em diversos grupos experimentais que obtiveram alguns anos depois, resultados de medidas da fissionabilidade para diversos núcleos; entre estes podemos citar: medidas de fissão induzida por protons de núcleos pesados⁽⁴⁾, fotofissão de núcleos pesados⁽⁵⁻¹²⁾, fotofissão de terras raras⁽¹³⁾, fissão de núcleos de massa intermediária induzida por protons⁽¹⁴⁻¹⁸⁾, por partículas alfa⁽¹⁹⁾, por ions⁽²⁰⁾, por mesons⁽²¹⁾, e o caso de interesse mais direto do presente trabalho, que é, fotofissão de núcleos de massa intermediária⁽²²⁻²⁶⁾. Sendo ainda relativamente pequeno o número acumulado de publicações sôbre o assunto, aliado ao fato das medidas estarem, na maioria dos casos, sujeitas a grandes incertezas, a fissão de núcleos de massa intermediária constitui tema não completamente entendido e, portanto, de grande interêsse para a Física Nuclear atual.

O objetivo principal do presente trabalho é a determinação dos rendimentos de fissão dos núcleos de Al, Ti, Co, Zr, Nb, Ag, In, Nd, Sm e Ta

* A fissionabilidade nuclear é definida como a razão entre a seção de choque de fissão, σ_f , e a seção de choque total inelástica, σ_t , isto é: $f = \sigma_f / \sigma_t$.

induzida por fótons de radiação de frenamento* no intervalo de energias máximas 0,8-1,8 GeV. Para tanto foram utilizados feixes de radiação de frenamento extraídos no Electron-Synchrotron do Physikalisches Institut da Universidade de Bonn (Alemanha). A técnica de medida consistiu em analisar ao microscópio óptico após ataque químico apropriado, folhas de Makrofol, CR-39 e mica que serviram como detectores de fragmentos de fissão. A excessão do Nd e Sm, os alvos consistiram de lâminas metálicas delgadas colocadas em contacto direto com os detectores sólidos de traços. No caso do Nd foi feita uma película de pó e para o Sm foram preparados filmes finos sobre folhas de mica muscovita justapondo-se uma sobre outra como que formando um sanduiche. Pretende-se, com este trabalho, acrescentar novos dados na literatura sobre a probabilidade de fissão para núcleos que cobrem um maior intervalo de número de massa (Al-Ta). A escolha desta região de núclídeos foi motivada por se tratar de uma região de transição de validade do modelo de gota líquida para fissão. Além disso, excoeto para o Sm e Nd que puderam ser considerados como alvos finos, uma solução para o problema de utilização de alvos espessos para determinação dos rendimentos de fissão foi encontrada, o que vem preencher uma lacuna importante em experiências desta natureza.

O capítulo I é um breve estudo da fenomenologia da fissão de núcleos de massa intermediária induzida por fotons de energia acima do limiar foto-mezônico (150 MeV). Serão abordados os modelos de cascata nuclear e com-

* Radiação de frenamento = Bremsstrahlung.

petição fissão-evaporação correntemente aceitos.

O capítulo II descreve os procedimentos experimentais utilizados.

O capítulo III, contém uma descrição de como foram tratados os dados.

O capítulo IV, finaliza mostrando os resultados obtidos, as comparações com os de outros autores, uma discussão dos resultados e as conclusões finais.

CAPÍTULO I

1. FENOMENOLOGIA1.1 - Histórico.

A descoberta do neutron por Chadwick⁽²⁷⁾ em 1932, da radioatividade artificial por I. Curie e F. Joliot⁽²⁸⁾ e os trabalhos em 1934 nos quais Fermi mostrou a eficiência de neutrons atenuados por parafina, (neutrons térmicos), na preparação de radioelementos artificiais propiciaram a descoberta da fissão nuclear. Fermi e seus colaboradores^(29,30) tentando produzir elementos transurânicos bombardearam urânio com neutrons lentos durante 13 minutos e encontraram elementos estranhos. Foram Hahn e Strassmann^(31,32), e simultaneamente I. Curie e P. Savitch⁽³³⁾ que provaram que os elementos produzidos eram de massa intermediária e eram produzidos por um fenômeno inesperado, concluíram que o urânio quando bombardeado com neutrons, assume um rearranjo inusitado e resulta em dois radioelementos com número de massa aproximadamente metade do número de massa do núcleo pai. Meitner e Frisch⁽³⁴⁾ interpretaram o fenômeno corretamente como sendo a divisão do núcleo de urânio excitado em dois fragmentos de massa intermediária, chamaram o fenômeno de fissão nuclear e verificaram que cada fissão liberava cerca de 200 MeV de energia. Jentschke e Franke⁽³⁵⁾ demonstraram a presença de dois grupos de energia dos fragmentos em cerca de 60 MeV e 100 MeV, investigações radioquímicas con

firmaram a existência de dois grupos de números de massas em torno de 95 e 138. Verificou-se que a razão neutron próton do núcleo pai que é 1,55 é maior que a dos fragmentos de fissão 1,25 a 1,44 e verificou-se ainda, que os produtos da fissão são ricos em neutrons e sujeitos a emissão β^- e que, a excitação dos fragmentos é suficientemente alta para que a emissão dos neutrons possa competir com a emissão γ no processo de desexcitação. As medidas iniciais mostravam também que o número de neutrons emitidos na fissão era da ordem de 2 ou 3 indicando a possibilidade de alguns deles serem absorvidos por outros átomos causando uma reação em cadeia.

Observou-se que a fissão do urânio podia ser iniciada bombardeando-o com outras partículas como: fotões, prótons, deuterons, hélio etc.

O Tório também fissionava com estas partículas porém, não fissionava, por bombardeamento com neutrons térmicos, então concebeu-se a possibilidade de que, o urânio podia fissionar espontaneamente, e este fenómeno foi demonstrado por Petrzhak e Flerov⁽³⁶⁾.

1.2 - A Teoria da Fissão.

Se nós tivéssemos um perfeito conhecimento do potencial de interação entre nucleons⁽³⁷⁾, V_{ij} e do movimento dos nucleons p_i poderíamos escrever a hamiltoniana exata do núcleo sob a forma:

$$H = \sum_1^A \frac{p_i^2}{2m} + 1/2 \sum_{i \neq j}^A V_{ij} + E.M$$

ende o termo E.M., consideraria efeitos da existência de possíveis campos eletromagnéticos.

A hamiltoniana exata explicaria completamente todos os fenômenos nucleares, inclusive a fissão, emissão: alfa, próton, neutron, gama etc.

A impossibilidade de obter a hamiltoniana exata leva-nos a substituí-la por outras, muito mais simplificadas com base nos modelos nucleares .

1.3 - O Modelo da Gota líquida Aplicada à Fissão.

Em 1939, N.Bohr e J.A.Wheeler⁽³⁸⁾, baseados no modelo da gota líquida aplicada ao núcleo atômico deram a primeira explicação do mecanismo da fissão nuclear.

Meitner e Frish⁽³⁴⁾, porém, já haviam enfatizado a analogia entre a fissão nuclear e a fissão de uma gota líquida, eles justificaram que, a divisão de uma gota fluida pode resultar de uma deformação causada por um distúrbio externo, e que, para os núcleos mais pesados, a repulsão coulombiana pode anular o efeito das forças nucleares de curto alcance, análoga àquela da tensão superficial. Para produzir uma deformação crítica poderá requerer, comparativamente, uma pequena energia e a subsequente divisão do núcleo pode liberar uma grande quantidade de energia. Esta enorme energia permitiu observar este processo diretamente, principalmente devido ao grande poder de ionização dos fragmentos nucleares.

Bohr e Wheeler⁽³⁸⁾, dividiram o processo da fissão em duas etapas: a primeira relativamente longa, iniciava com a colisão e ia até a forma-

ção de um núcleo composto, e a segunda consistia da sua transição para um estado menos excitado através da emissão de radiação ou da desintegração desse núcleo composto.

Para explicar o processo da fissão consideraram que, a esfera nuclear sofre uma **deformação** do tipo descrito pelos polinômios de Legendre, quando seu raio é dado por:

$$R(\theta) = R_0 \left\{ 1 + \sum_{n=2}^{\infty} \alpha_n P_n(\cos \theta) \right\}$$

onde os α_n , são coeficientes, e a energia associada à tensão superficial é:

$$E_s = E_s^0 \left\{ 1 + \frac{2}{5} \alpha_2^2 + \frac{5}{7} \alpha_3^2 + \dots + \frac{(n-1)(n-2)}{2(2n+1)} \alpha_n^2 + \dots \right\}$$

e sua energia eletrostática é:

$$E_c = E_c^0 \left\{ 1 - \frac{1}{5} \alpha_2^2 - \frac{10 \alpha_3^2}{49} - \dots - \frac{5(n-1) \alpha_n^2}{2(2n+1)^2} - \dots \right\}$$

onde E_c^0 , E_s^0 e R_0 referem-se à esfera não deformada.

A energia da deformação é:

$$\Delta V = V - V_0 = (E_s - E_s^0) + (E_c - E_c^0)$$

que, desprezando os termos de menor ordem resulta em:

$$\Delta V = \frac{1}{5} \alpha^2 (2E_s^0 - E_c^0)$$

Para deformação em que $\Delta V > 0$, este modelo sugere que o núcleo se manterá estável, e será instável se $\Delta V < 0$. A situação torna-se crítica para $\Delta V = 0$, que corresponde a $E_c^0 = 2E_s^0$.

Bohr e Wheeler⁽³⁸⁾ exprimiram isto, em termos da razão entre estes dois termos, e chamaram-no de parâmetro de fissionabilidade:

$$x = \frac{E_c^0}{2E_s^0}$$

Da eletrostática temos, $E_c^0 = -a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}}$

para núcleos pesados, $E_c^0 = -a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}}$

Da geometria temos, $E_s^0 = -a_s A^{2/3}$, onde a_c e a_s são constantes empíricas.

$$\text{Então: } x = \frac{-a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}}}{-a_s A^{2/3}} = \frac{Z^2/A}{2a_s/a_c}$$

O parâmetro de fissionabilidade é crítico para $Z^2/A = 2a_s/a_c$.

Com base nos resultados experimentais a razão $2a_s/a_c \sim 50,13$.

Por esta teoria para entender o processo de fissão é necessário visualizar a energia de deformação em termos das coordenadas α_n . Fig. 1.3.a e Fig. 1.3.b⁽³⁷⁾, onde se vê os pontos críticos de equilíbrio chamado do ponto de sela.

Com base na teoria do decaimento alfa, eles tomaram a probabilidade da fissão espontânea por unidade de tempo como:

$$\lambda_f = \frac{\Gamma_f}{\hbar} = 5(\omega_f/2\pi) \cdot \exp \left\{ - 2 \int_{P_1}^{P_2} \left[2(V-E) \sum_i m_i \left(\frac{dx_i}{d\zeta} \right)^2 \right]^{1/2} \frac{d\zeta}{\hbar} \right\}$$

A integral é estendida no espaço de configuração do ponto de sela P_1 até o ponto clássico, P_2 onde a energia cinética é, ainda nula.

Ao longo desta trajetória, podemos escrever as coordenadas x_i de cada partícula m_i , em termos de um certo parâmetro ζ .

A integral é invariante com respeito a escolha deste parâmetro, então, tomaram ζ como a distância aos centros de massa dos fragmentos nascentes.

Com o fim de estimar o resultado, adotaram que cada partícula se desloca de uma distância média $\frac{1}{2}\zeta$, numa linha reta à direita ou, a esquerda conforme esteja associada a um ou, outro dos fragmentos. Tomaram $V-E \rightarrow E_f$; energia de fissão. Com estas simplificações, o expoente é aproximadamente:

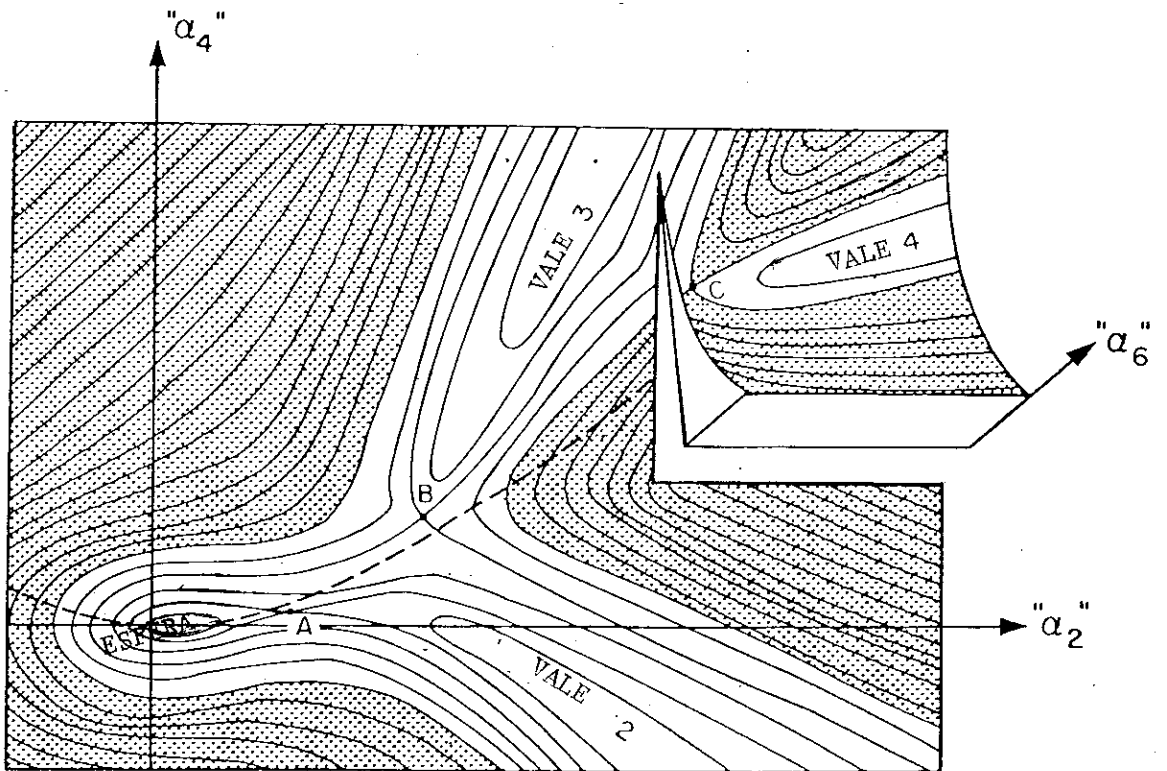


Fig.1.3.a - CURVAS DE NÍVEIS DE POTENCIAIS NUCLEARES NOS PLANOS DEFINIDOS PELAS COORDENADAS DOS POLINÔMIOS DE LEGENDRE

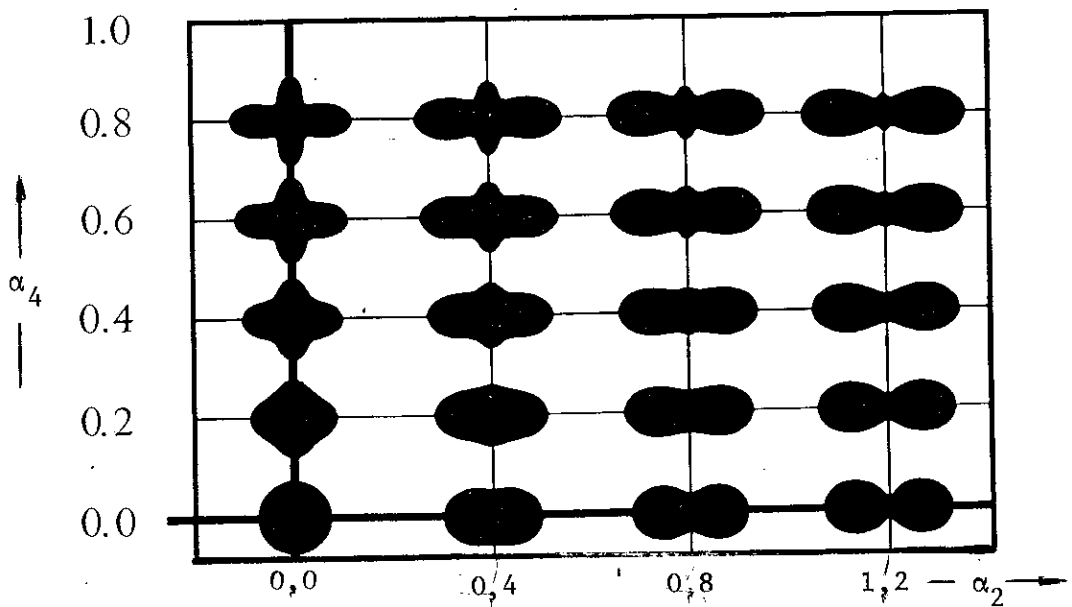


Fig.1.3.b - FORMAS NUCLEARES PARA VALORES INDICADOS DAS COORDENADAS DOS POLINÔMIOS DE LEGENDRE.

$$(2M E_f)^{1/2} \frac{\zeta}{\hbar} .$$

Porém esta expressão, aplicada ao cálculo da vida média do Urânio dá: $1/\lambda_f \sim 10^{22}$ anos, valor muito grande comparado com a meia vida observada que é, $t_{1/2} = 10^{16}$ anos.

1.4 - Fissão do Núcleo Composto.

Para determinar a probabilidade da fissão do núcleo composto, Bohr e Wheeler⁽³⁸⁾ consideraram uma assembléia de núcleos, todos tendo energias de excitação entre E e $E + dE$.

O número de núcleos escolhido é igual ao número de níveis $\rho(E)dE$ dos estados excitados.

O número de núcleos que fissiona é $\rho(E)dE \times \Gamma_f/\hbar$ onde Γ_f é a largura de fissão. Numa unidade hipotética de distância medida, na direção da fissão, haverá $(dp/h)\rho^*(E - E_f - K)dE$ estados quânticos da assembléia para os quais; o momento e a energia cinética, associada com a deformação da fissão, tem valores nos intervalos dp e $dk = vdp$, respectivamente. Onde ρ^* é a densidade de níveis do núcleo composto para todos os estados de transição que não seja fissão.

No instante inicial o número de fissões por unidade de tempo é:

$$dE \int v(dp/h) \rho^*(E - E_f - K) = dE N^*/h$$

onde N^* é o número de níveis numa dada excitação. Comparando com a ex-

pressão original para largura de fissão, Γ_f temos:

$$\Gamma_f = N^*/2\pi\rho(E) = \frac{d}{2\pi}N^*.$$

1.5 - Reações a energias até 150 MeV.

Para os processos com energias até 150 MeV, R. Serber⁽³⁹⁾ explica as reações nucleares, considerando duas etapas. Quando uma partícula desta energia incide no núcleo, o seu tempo de colisão é curto comparado com o tempo de colisão das partículas do próprio núcleo, por isso somos levados a considerar as propriedades do espalhamento de partícula, com nucleons individuais. A seção de choque no espalhamento é inversamente proporcional à energia da partícula incidente, aumentando o livre percurso médio.

Porém há possibilidade, de que, as partículas emergentes do espalhamento venham a sofrer interações secundárias, terminando por excitar o núcleo como um todo (núcleo quente). As reações subsequentes podem ser descritas, em termos do modelo de evaporação de Weisskopf⁽⁴⁰⁾, onde a energia de excitação é dissipada, por sucessivas emissões de partículas carregando alguns MeV, de energia.

1.6 - Estimativas da Fissionabilidade para núcleos de massa intermediária.

A fissionabilidade, f de um núcleo é definida como a razão entre a seção de choque de fissão, e a seção de choque total inelástica $f = \sigma_f / \sigma_t$.

Até 1965 já havia sido estudada a fissionabilidade nuclear de uma larga faixa de elementos entre o urânio e a prata^(1,2).

Estes estudos mostraram, que a fissionabilidade inicialmente aumenta com a energia da partícula incidente, até atingir um valor máximo, e depois diminui, lentamente, quando a energia continua a aumentar. O valor máximo da fissionabilidade, para uma dada energia constante, varia de diversas ordens de grandeza, ao longo da tabela periódica.

Perfilov⁽²⁾ considerando os resultados da fissão induzida por prótons, observou que, a fissionabilidade tomada como função do parâmetro Z^2/A , poderia se relacionar empiricamente pela equação:

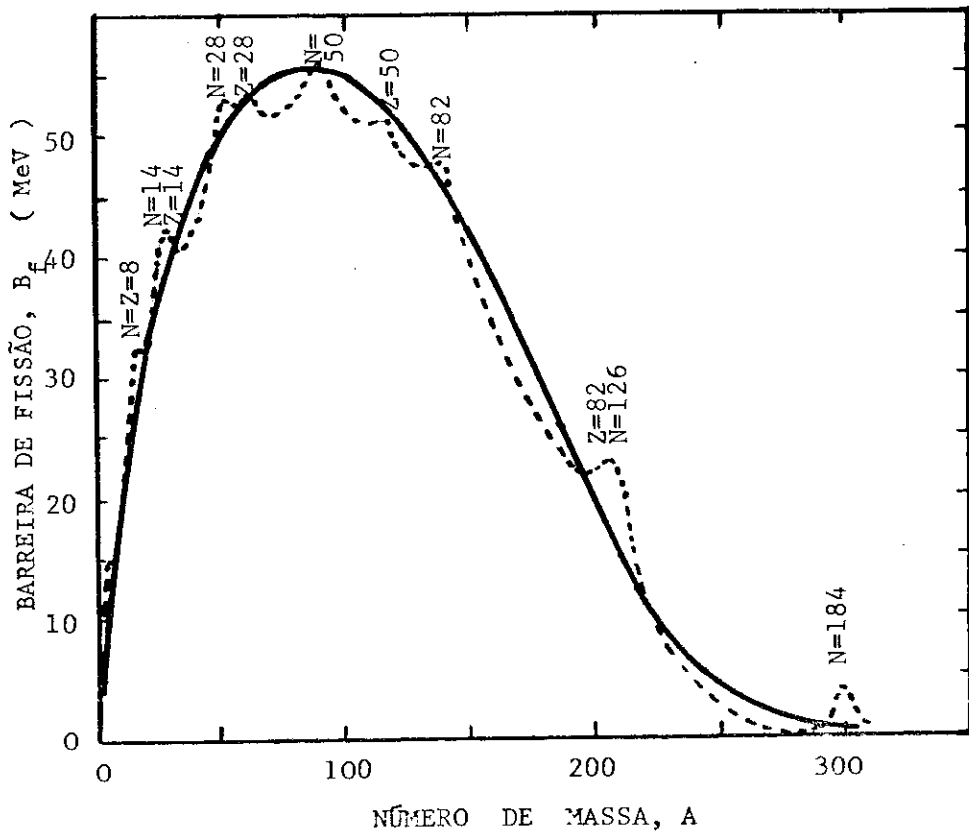
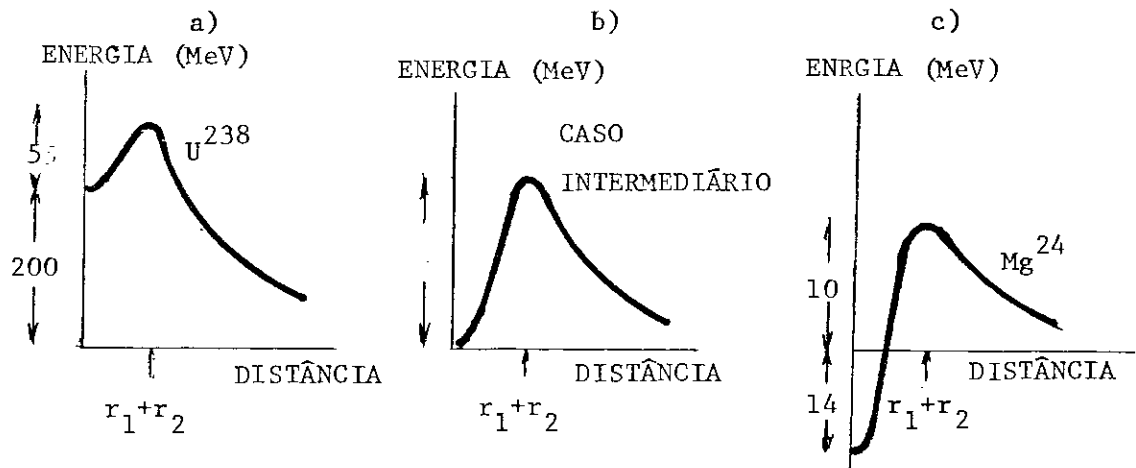
$$f = \exp\left\{0,682\left(\frac{Z^2}{A} - 36,25\right)\right\}$$

Entretanto as fissionabilidades máximas de núcleos mais leves como a prata, lantânio e antimônio eram maiores do que a obtida por esta relação exponencial.

Nix e Sassi⁽³⁾, considerando os efeitos da barreira de fissão sobre a fissionabilidade, e fazendo simplificações e aproximações radicais, fez uma estimativa da fissionabilidade ao longo da tabela periódica.

A barreira de fissão (Figs. 1.6.1 e 1.6.2), foi calculada com base no modelo da gota líquida.

Os parâmetros de densidade de níveis do gás de Fermi foram conside-



rados proporcionais ao número de massa, mas teve suas constantes de proporcionalidade ajustadas, assim sendo, o efeito de camada não foi considerado.

Para fazer o cálculo pelo processo de Monte Carlo, as distribuições de energias cinéticas e números das partículas evaporadas, foram substituídas por seus valores médios, simplificando as integrais.

Não foram consideradas emissão de partículas compostas como: d, t, ${}^3\text{He}$ e α .

Foi então calculada a probabilidade que um dado núcleo composto, com uma dada energia de excitação, possa fissionar, em alguma etapa do processo de desexcitação.

A seção de choque para os processos nucleares inelásticos não composto não foi considerada, fazendo os valores obtidos (fig. 1.6.3) serem maiores do que aqueles obtidos experimentalmente. (Fig. 1.6.4).

Odilon A.P.Tavares⁽⁴¹⁾ na estimativa da fissionabilidade do U, Th e Bi introduziu, na evaporação, a emissão de partículas compostas como d, t, ${}^3\text{He}$ e α .

As reações fotonucleares a dois estágios inicialmente estudadas por R.Serber⁽³⁹⁾, e chamadas de cascata e evaporação foram analisadas, em detalhes por V.S.Barashenkov, F.G.Gereghi, A.S.Iljinov, G.G. Jonsson e V.D.Toneev⁽⁴²⁾ para energias de ftons, entre 50 MeV a 1 GeV.

Quando um fóton de energia $E \gtrsim 150$ MeV incide num núcleo, o seu comprimento de onda é da ordem de grandeza do diâmetro do nucleon, isto permite que haja interação com um nucleon isoladamente.

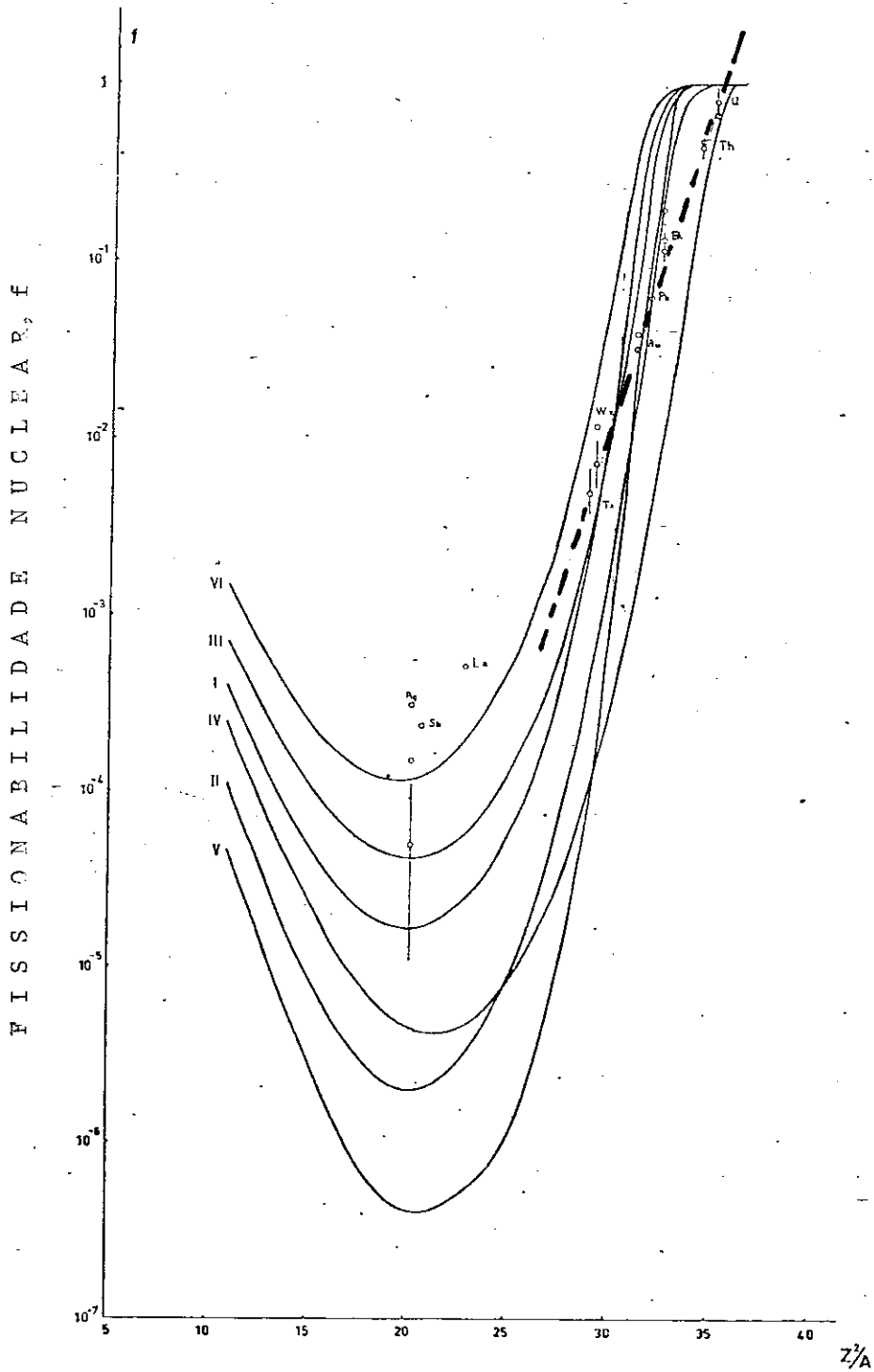


Fig.1.6.3- Fissionabilidade nuclear contra Z^2/A correspondentes a seis conjuntos de parâmetros adotados por Nix e Sassi ⁽³⁾
 - A reta interrompida corresponde a observada por Perfilov ⁽²⁾

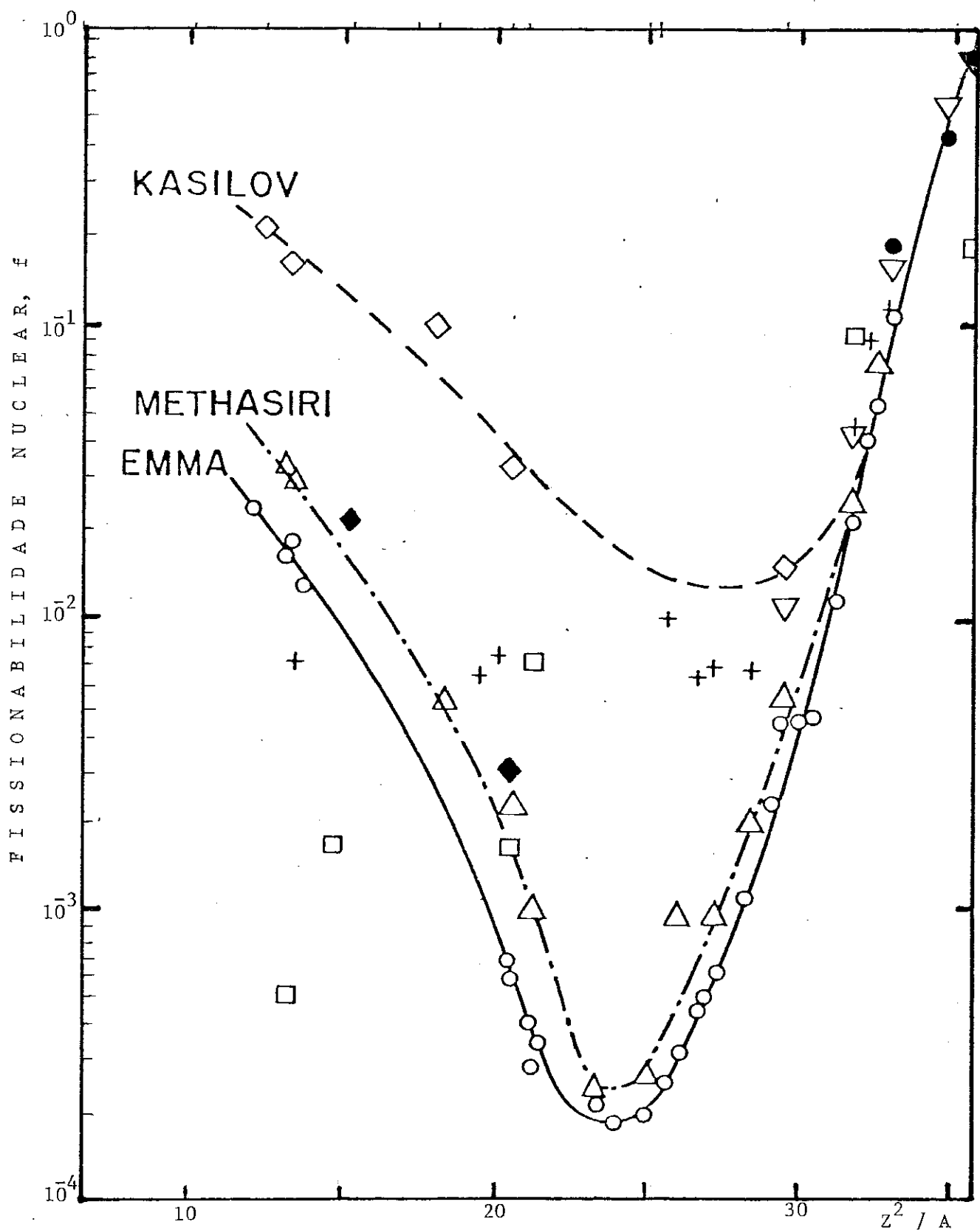
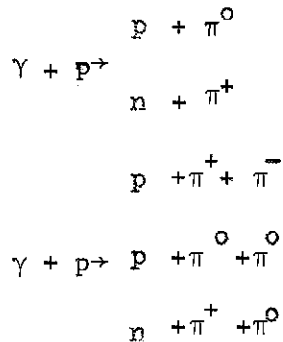
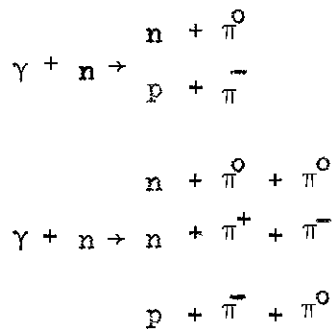


Fig. 1.6.4- FISSONABILIDADE DE NÚCLEOS DE MASSA INTERMEDIÁRIA induzidas por fotons \triangle Ref. (22), \diamond Ref. (23), \circ Ref. (24), \square Ref. (25), \blacklozenge Ref. (26), por protons $+$ Ref. (18), de núcleos pesados por fotons ∇ Ref. (7) e \bullet Ref. (10)

Estas interações^(43,44) são do tipo (γ, p) , como:



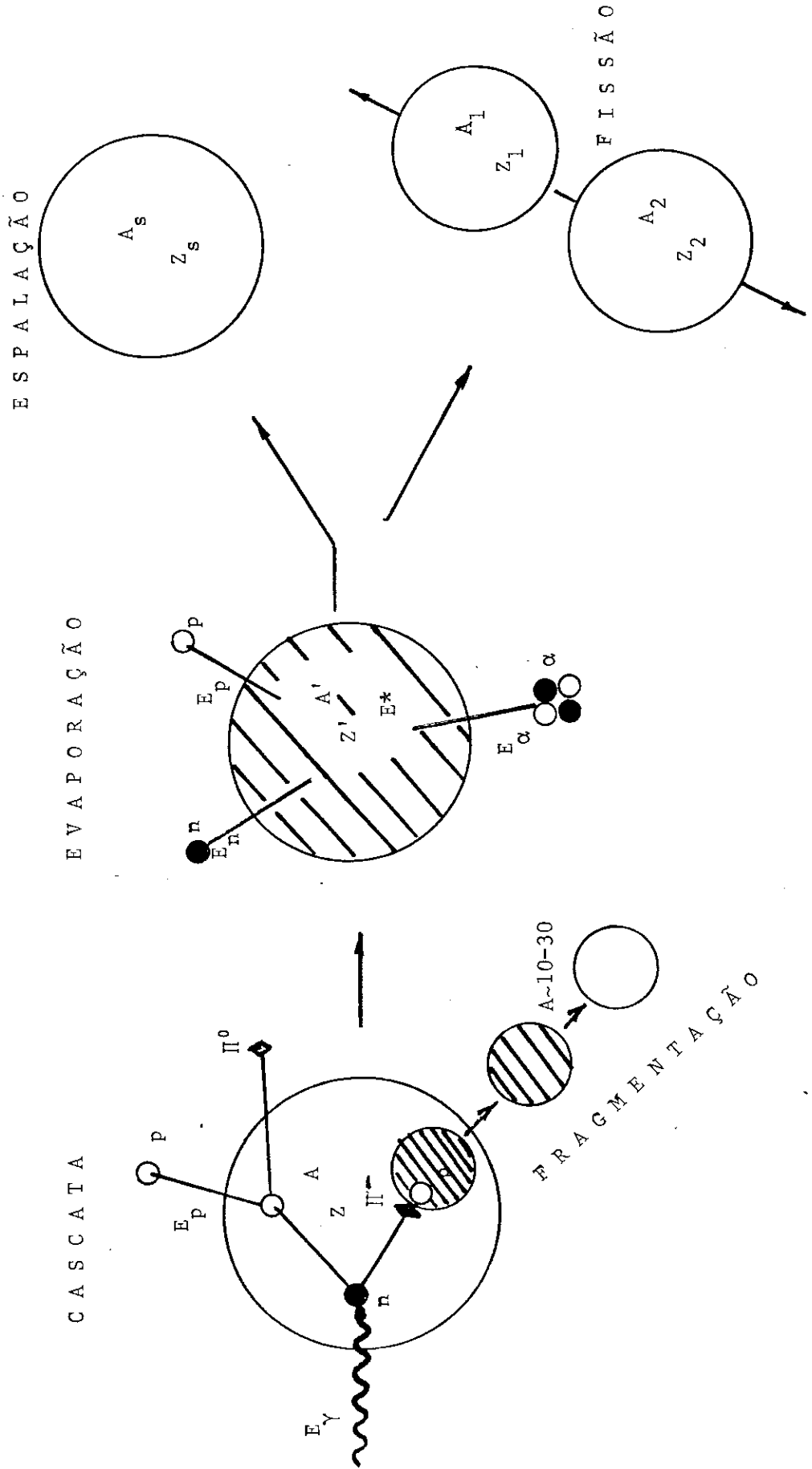
ou do tipo (γ, n) correspondentes



Estes autores desprezaram os processos envolvendo tripla produção de mésons, ou mais, limitando a aplicação do modelo a energias até 1,3 GeV. Foram levadas em consideração cada fase das reações tanto na cascata como na evaporação, (fig.1.6.5).

A cascata nuclear caracteriza-se por ser rápida ($t \sim 10^{-22}$), além disto, a emissão de partículas não é isotrópica e as partículas formadas, podem produzir reações secundárias, ou aquecimento localizado, podendo estes conglomerados serem emitidos do núcleo, fenômeno chamado de fragmentação. As colisões sucessivas podem re-

Fig. 1.6.5 - REAÇÕES NUCLEARES INDUZIDAS (FIGURA ESQUEMÁTICA)
 CASCATA E EVAPORAÇÃO - ENERGIA ~ 1 GEV (MODELO)



sultar num aquecimento do núcleo, como um todo, dando início à fase da evaporação. Nesta fase mais lenta ($t \sim 10^{-15}$ s)⁽⁴⁵⁾, como já foi citado a emissão de partículas pode ser descrita pela teoria da evaporação de Weisskopf⁽⁴⁰⁾ e a fissão é um fenômeno competitivo com a emissão de partículas como: p, n, d, t, ^3He , α , etc., podendo ocorrer em qualquer parte da cadeia de eventos desta fase. Quando não ocorre a fissão, o produto é chamado de núcleo de espalação ("spallation").

Mioco Foshina⁽⁴⁶⁾, fez um estudo sistemático da espalação baseado na fórmula de Gupta⁽⁴⁷⁾.

Barashenkov e seus colaboradores⁽⁴²⁾, consideraram a probabilidade de ocorrência e a energia envolvida em cada evento desta cadeia de reações, para diversos núcleos e, obtiveram ao final grandezas importantes como:

- 1) Número médio de nucleons e neutrons emitidos na cascata e nas duas fases como função da energia e como função dos números de massa A ;
- 2) multiplicidade da produção de mésons como função da energia, e do número de massa;
- 3) Energia, momentum e momentum angular como função da energia do foton no final da cascata.

A.S.Il'inov, E.A.Cherepanov e S.E.Chigrinov⁽⁴⁸⁾, recentemente obtiveram estimativas da fissionabilidade de núcleos de $Z^2/A \geq 13$. Eles consideraram, além das fases de cascata e evaporação, uma fase intermediária

ria entre a formação do núcleo excitado e o estabelecimento do equilíbrio termodinâmico.

A seção de choque de fissão é tomada como:

$$\sigma_f = \sum_{A_c} \sum_{Z_c} \int \sigma_c(A_c, Z_c, E_c) \omega_f(A_c, Z_c, E_c^*) dE_c^*$$

onde, σ_c é a seção de choque para formação do núcleo composto com A_c nucleons, Z_c protons e Energia de excitação entre E_c^* e $E_c^* + \Delta E_c^*$ e ω_f é a probabilidade deste núcleo sofrer fissão.

$$\omega_f = \sum_k P_k(E_c^*) \omega_k^f(A_c, Z_c, E_c^*)$$

onde: P_k é a probabilidade do núcleo composto emitir k partículas na evaporação.

ω_k^f é a probabilidade que a fissão ocorra numa destas etapas, e é igual a unidade, menos a probabilidade que não ocorra fissão na i -ésima etapa da evaporação.

$$\omega_k^f = 1 - \prod_{i=1}^k \left[1 - \frac{\Gamma_f(A_i, Z_i, E_i^*)}{\Gamma_t(A_i, Z_i, E_i^*)} \right]$$

Onde: $\Gamma_t = \Gamma_f + \sum_j \Gamma_j$ é a largura para decaimento do núcleo composto, que é igual a soma das larguras parciais para fissão Γ_f , e para emis

são de partículas do tipo j , Γ_j .

Estas probabilidades foram obtidas pela teoria da evaporação e introduzidas num cálculo, pelo método de Monte Carlo (49).

As larguras parciais de decaimento foram obtidas da teoria de evaporação de Weisskopf (40), para emissão de partículas, e da teoria de Bohr e Wheeler (38) para fissão.

$$\tilde{\Gamma}_j = \frac{(2s_j + 1) A_j M A_j^{-1/3} \alpha_j r_o^2}{\lambda^2 a \exp(2 a A_c E)} \left\{ (E_j^* - B_j') \left[e^{x_j'} (x_j - 1) + 1 \right] - \right.$$

$$\left. - \frac{1}{4aA_{fj}} \left[6 + (x_j^3 - 3x_j^2 + 6x_j - 6) e^{x_j'} \right] \right\}$$

$$\Gamma_f = \frac{e^{x_f'} (x_f - 1) + 1}{4 \pi A_c a_f \exp(2 \sqrt{a A_c E^*})},$$

onde, $B_n' = B_n - \beta$; $B_j' = B_j + V_j$; $A_{ij} = A_c - A_j$

$$x_j = 2 \sqrt{a A_{fj} (E_j^* - B_j')} \quad , \quad x_f = 2 \sqrt{a_f A_c (E_f^* - B_f')}$$

$$E_j^* = E^* - \lambda^2 M^2 / 2I_j \quad e \quad E_f^* = E^* - \lambda^2 M^2 / 2I_f$$

Para o momento de inércia do núcleo formado após a emissão da partícula j , tomaram

$$I = 0,4 M_n r_o^2 A_f^{5/3}$$

O momento de inércia do núcleo no momento da fissão foi tomada, do valor teórico obtido por V.M.Strutinskii (50).

As densidades de níveis usadas nas equações 4 e 5, estão de acordo com a aproximação do gás de Fermi:

$$\rho(E^*) = \text{cte} \times \exp(2 \sqrt{a A E^*})$$

M_n é a massa do nucleon, $A_j, s_j e V_j$ são número de massa, spin e barreira coulômbiana para emissão da partícula, a e a_f são os parâmetros de densidade de níveis do núcleo indeformado e do núcleo com a configuração do ponto de sela.

Os parâmetros r_o, a_j, β_j , descrevem o processo inverso, de absorção da partícula pelo núcleo e estão de acordo com I.Dostrovsky (51).

As energias de ligação das partículas foram calculadas das fórmulas de Myers e Swiatecki (52).

Os cálculos levaram em conta seis tipos de partículas: $n, p, d, t, {}^3\text{He}$ e α .

O ponto central do cálculo da largura de fissão, Γ_f é o cálculo da barreira de fissão que é obtida com base no modelo da gota líquida para a fissão, com inclusão do efeito de camadas (fig.,1.6.2)

e foi extrapolada para núcleos com $A < 150$ onde não há informações experimentais sobre a barreira de fissão ⁽⁵²⁾.

As alturas das barreiras de fissão aumentam com o decréscimo do número de massa, até atingir um valor máximo $B_f^{\max} \sim 52$ MeV em $A \sim 90$ e então decresce, para regiões de núcleos leves, (Fig. 1.6.2).

Os parâmetros de densidade de níveis, a , são usados em dois extremos: $a = 0,1 \text{ MeV}^{-1}$ e $a = 0,05 \text{ MeV}^{-1}$.

A melhor concordância com os valores experimentais pode ser obtida fixando o a , e variando a razão a_f/a .

Os cálculos foram realizados para os seguintes núcleos: ^{238}U , ^{235}U , ^{232}Th , ^{209}Bi , Pb , ^{197}Au , ^{184}W , ^{173}Yb , ^{159}Tb , ^{141}Pr , ^{122}Sb , ^{108}Ag , ^{96}Mo , ^{89}As e ^{58}Ni .

Os autores obtiveram estimativas da fissionabilidade para próton de 150 MeV, π^- frenados, α de 167 MeV, γ de 600 MeV, e prótons de 660 MeV e de 1000 MeV sem considerar, e considerando o efeito de camadas.

As experiências e os cálculos da densidade de níveis no modelo de camadas mostram que os parâmetros de densidade de níveis tem uma dependência da composição nucleônica e da energia de excitação dada pela expressão analítica,

$$a(E^*, A, Z) = \bar{a} \left[1 + (1 - e^{-0,061E^*}) \frac{\Delta M}{E^*} \right]$$

onde ΔM é a correção de camada para a massa do núcleo e $\bar{a} = 0,134 - 1,21 \cdot 10^{-4} A$.

A influência do efeito de camadas é muito forte para pequenas energias e desaparece para $E^* \approx 100$ MeV.

A razão a_f/a decresce com o crescimento da energia.

A influência do efeito de camadas no parâmetro a_f é atenuado no ponto de sela, podendo-se usar o a_f ordinário do gás de Fermi.

Para núcleos pesados e altas energias o parâmetro a é próximo do valor $a = 0,11 \text{ MeV}^{-1}$, por isso os resultados obtidos com $a = 0,1 \text{ MeV}^{-1}$ concordam melhor com os resultados nesta região. Na (Fig. 1.6.6) apresentamos alguns gráficos da fissionabilidade versus Z^2/A obtidos pelos autores.

Eles declaram, no final, que, a quantidade de informações sobre o assunto ainda é muito pequena, sendo necessário que se faça mais medidas de fissionabilidade na faixa dos núcleos intermediários.

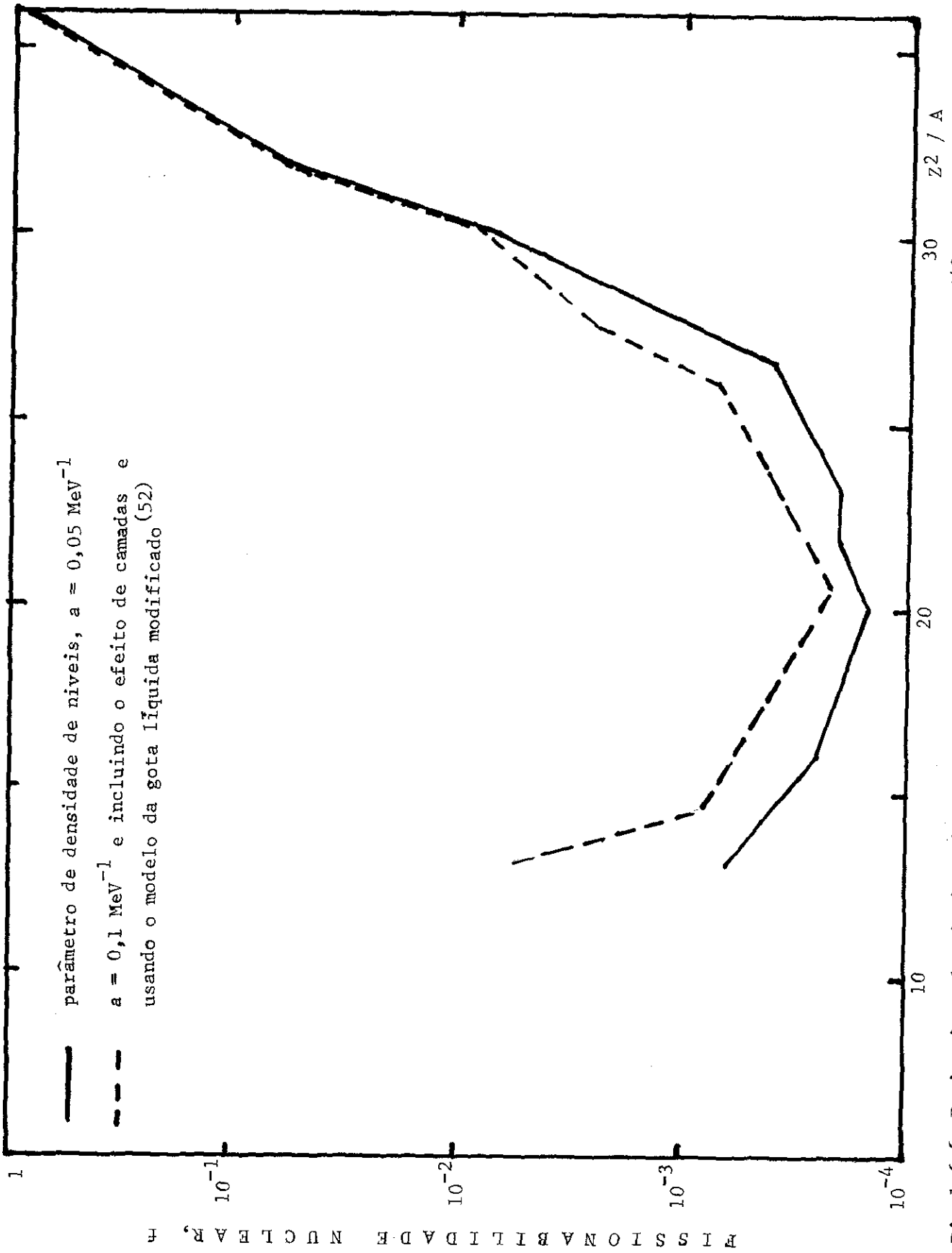


Fig.1.6.6- Estimativas de fissionabilidade nuclear, f obtidas por A.S.II'inov et al (48) por fotons de 600 MeV.

CAPÍTULO II

2. PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL2.1 - Considerações Gerais.

A utilização de folhas de mica e lâminas de vidro ordinário para a detecção de fragmentos de fissão comumente usadas em experiências de fissão de elementos de massa intermediária induzida por prótons e fótons (9,10,12,16,19-22) apresenta limitações, principalmente no que diz respeito aos limiares de carga e massa dos fragmentos. Como se sabe, mica e vidro possuem um limiar de massa ⁽⁵⁴⁾ $A_L \sim 30$ e, portanto, não são detectores adequados para um estudo da fissão de núcleos com número de massa $A \sim 70$. Além disso, a forma geométrica dos traços revelados (côncavo no caso de vidro e losangos no caso da mica) não permite extrair maiores informações sobre a natureza dos fragmentos nucleares.

No decorrer dos últimos 10 anos, tem aumentado o interesse em se utilizar detectores plásticos (policarbonatos, polímeros) em problemas envolvendo a detecção de fragmentos de fissão ⁽⁵⁴⁾. É o caso do makrofol* e, mais recentemente do CR-39** que apresentam sensibilidade consideravelmente superior à do vidro e mica ⁽⁵⁵⁾. Por exemplo, makrofol é

* Makrofol N. Auftrag 90002(0,7 kg) fornecido pela Bayer AG.

** Allyl diglicol carbonate polymer fornecido pela American Acrylics and Plastics.

capaz de registrar traços deixados até por partículas α de baixa energia e o CR-39 possui sensibilidade suficiente para registrar traços deixados por prótons de energia até cerca de 20 MeV. Assim, os detectores sólidos de traços makrofol e CR-39 em princípio podem ser recomendados para experiências de fissão de elementos de massa intermediária cobrindo um largo intervalo de número de massa. No entanto, torna-se necessário conhecer as características da resposta desses detectores para fragmentos nucleares de diferentes números de massa, carga e energia. O método experimental a ser utilizado deve assegurar a determinação dos parâmetros de detecção dos fragmentos de fissão. As diferenças nas propriedades de registro de um detector plástico para outro faz com que seja indicado para o estudo da fissão de certos elementos e contra-indicado para outros elementos, podendo, no entanto, ser indicado para determinados núcleos alvos para os quais a mica e o vidro ordinário seriam inadequados.

No que diz respeito aos alvos, a baixa fissionabilidade nuclear esperada para a fissão de núcleos de massa intermediária recomenda a utilização de alvos espessos. Porém, para a correta determinação do rendimento de fissão, torna-se necessário introduzir as correções que levem em conta os efeitos de auto-absorção dos fragmentos nucleares no próprio alvo.

2.2 - Preparação das Amostras.

Para o presente trabalho lâminas de Co, Zr, Nb, Ag, In e Ta em contato com folhas finas de makrofol (geometria 2π), Al e Ti em contato

com lâminas de GR-39, sanduiches de mica contendo filmes finos de Sm, e Nd em pó depositado sobre folhas de makrofol e mica foram agrupados em pilhas e empacotados à vacuo com plástico selável à quente para posterior irradiação. Dados referentes aos materiais utilizados podem ser vistos na tabela 2.2.1.

Tabela 2.2.1.

Elemento alvo	Z^2/A	(g/cm^3)	Espessura (mg/cm^2)	Forma	Detector
Ta	29,4	16,6	10	lâmina	makrofol
Sm	25,6	7,5	0,15	filme	mica
Nd	25,0	7,0	1,4	pó	makrofol, mica
In	20,9	7,3	44	lâmina	makrofol
Ag	20,5	10,5	32	lâmina	makrofol
Nb	18,1	8,6	22	lâmina	makrofol
Zr	17,5	6,5	16	lâmina	makrofol
Co	12,4	8,9	130	lâmina	makrofol
Ti	10,1	4,5	11	lâmina	CR-39
Al	6,3	2,7	4	lâmina	CR-39

No caso da mica, foi feito um tratamento preliminar com ácido fluorídico 40 % durante 3h, e à temperatura ambiente, para assegurar uma completa discriminação entre traços fósseis e traços de fragmentos da fissão induzida.

As amostras foram grupadas em 3 grupos, consistindo cada, de 4 pacos

tes que, diferiram uns dos outros, pela natureza dos detectores utilizados conforme mostrado na tabela 2.2.2.

Tabela 2.2.2.

Grupo	Pacotes	Conteúdo
A	A1	Alvos de: Ta, In, Ag
	A2	Nb, Zr, Co e Nd
	A3	Detector: makrofol
	A4	
B	B1	Alvos de: Al e Ti
	B2	Detector: CR-39
	B3	
	B4	
C	C1	Alvos de: Sm e Nd
	C2	Detector: mica
	C3	
	C4	

2.3 - Irradiação.

As amostras foram expostas a feixes intensos de radiação de frenamento ("Bremsstrahlung") extraídas do Electron Synchrotron de 2,5 GeV da Universidade de Bonn, Alemanha. O intervalo de energias máximas

do espectro da radiação foi 0,8-1,8 GeV e a dose total integrada no tempo variou de 10^{12} a 10^{14} fótons equivalentes, como relacionado na Tab.

2.3.1.

Tabela 2.3.1

Stack	Energia máxima do feixe (GeV)	dose total (fótons equivalentes)
A1	0,8	$6,40 \times 10^{13}$
B1	0,8	$2,24 \times 10^{12}$
C1	0,8	$2,25 \times 10^{14}$
A2	1,0	$6,66 \times 10^{13}$
B2	1,0	$2,25 \times 10^{12}$
C2	1,0	$2,25 \times 10^{14}$
A3	1,4	$6,75 \times 10^{13}$
B3	1,4	$2,25 \times 10^{12}$
C3	1,4	$2,25 \times 10^{14}$
A4	1,8	$6,74 \times 10^{13}$
B4	1,8	$2,25 \times 10^{12}$
C4	1,8	$2,25 \times 10^{14}$

Com a finalidade de facilitar o mapeamento da região do feixe após a revelação, as posições relativas do colimador e das amostras, bem como a abertura do colimador, foram ajustadas de tal forma a se obter uma seção do feixe de 1,5cm x 1,5cm.

2.4 - Revelação.

Após a irradiação, as folhas de makrofol foram atacadas quimicamente em solução de NaOH 6,25N a 70°C por períodos de tempo sucessivos de 20 min cada. O dispositivo experimental está mostrado esquematicamente na figura 2.4.1. Ao final de cada período, foi determinada ao microscópio ótico a densidade total de traços registrados (número de traços por unidade de área) em cada folha. Este procedimento permitiu definir adequadamente o tempo total de ataque químico necessário para a completa revelação dos traços. Alguns dados estão mostrados na fig., 2.4.2 e, como pode ser visto, três períodos sucessivos de 20 min cada foram suficientes para completa revelação dos traços.

A determinação da velocidade geral de ataque químico, v_g , para o makrofol foi feita a partir das medidas de espessura removida em função de tempo de ataque químico. Os dados pertinentes podem ser vistos na fig. 2.4.3, a partir dos quais foi deduzido o valor $1,9 \pm 0,1 \mu\text{m/h}$.

De modo semelhante, as placas de CR-39, utilizadas para o estudo da fissão de Al e Ti, foram submetidas a ataque químico em solução de NaOH 6,25N a 60°C por períodos de tempo sucessivos de 1h cada. A evolução da densidade total dos traços observados mostram que a revelação se completa após 2h de ataque químico (Vr Fig. 2.4.4).

A velocidade geral de ataque químico para o CR-39 nas condições acima especificadas foi encontrada como sendo $0,5 \pm 0,1 \mu\text{m/h}$.

As folhas de mica foram primeiramente submetidas a um tratamento com uma solução de ácido nítrico a 10 % com a finalidade de remover os

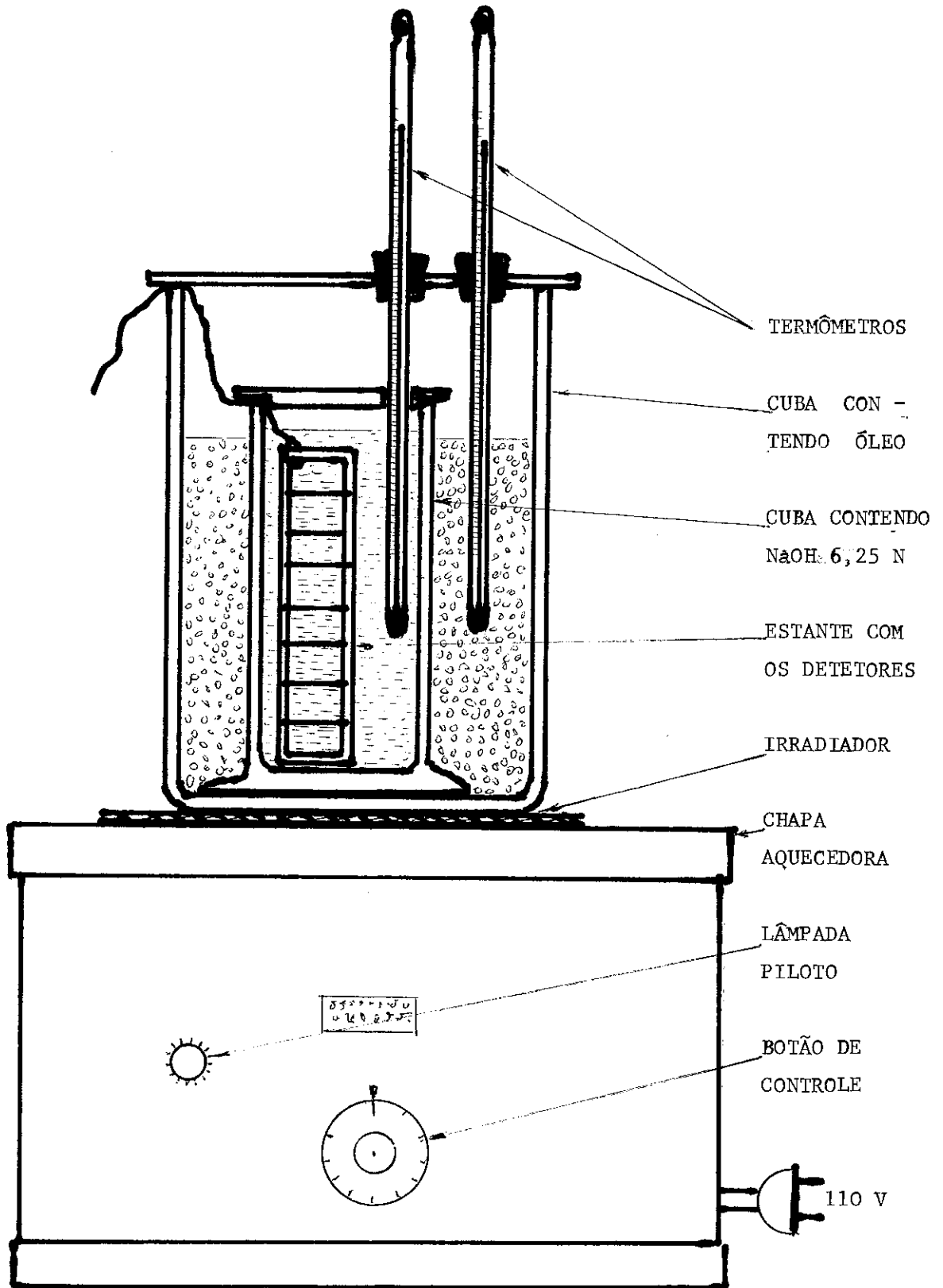


Fig. 2.4.1.- ESQUEMA DO DISPOSITIVO UTILIZADO PARA REVELAÇÃO DOS DETETORES PLÁSTICOS.

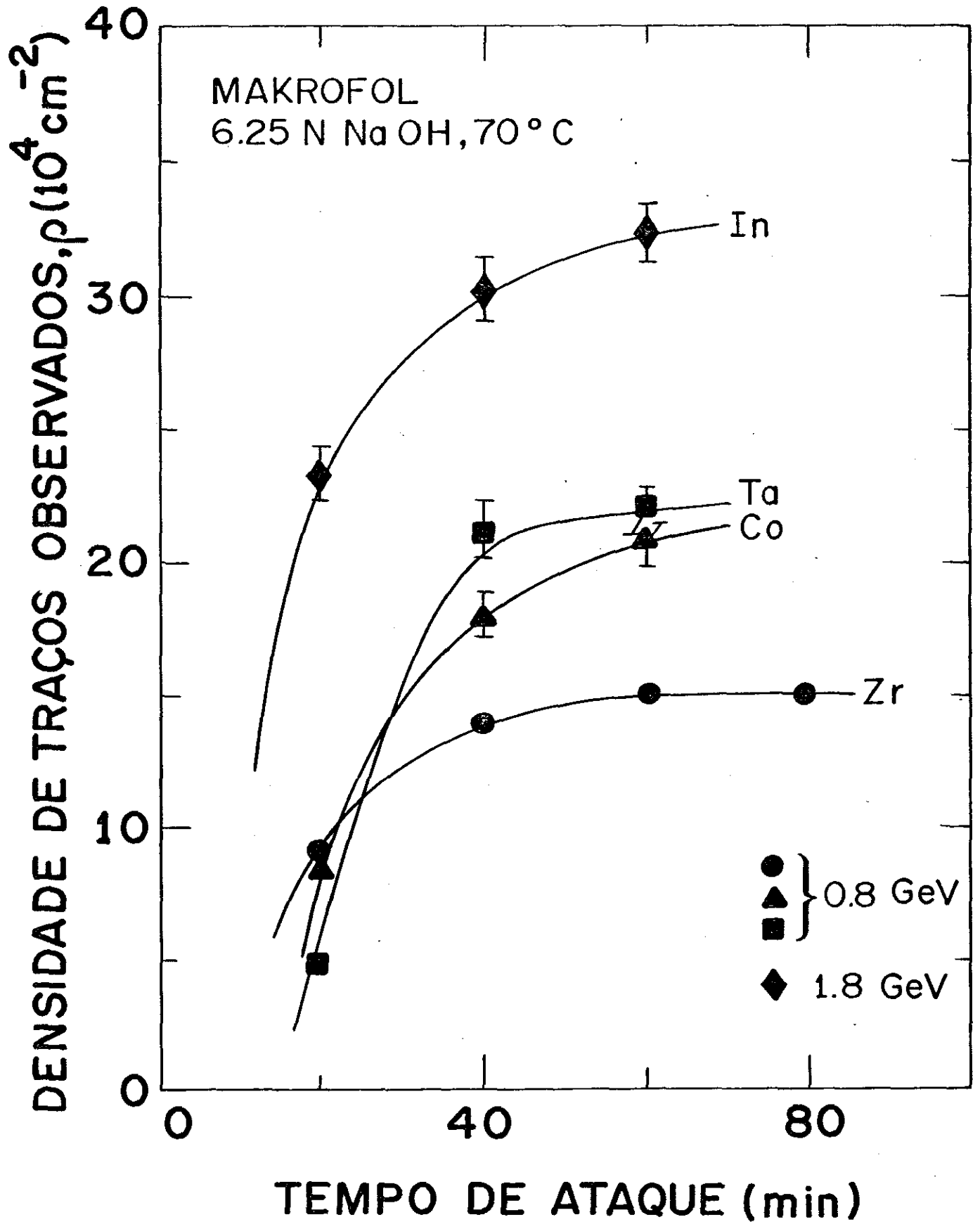


Fig. 2.4.2 - Densidade de traços observada no makrofol contra tempo de ataque químico.

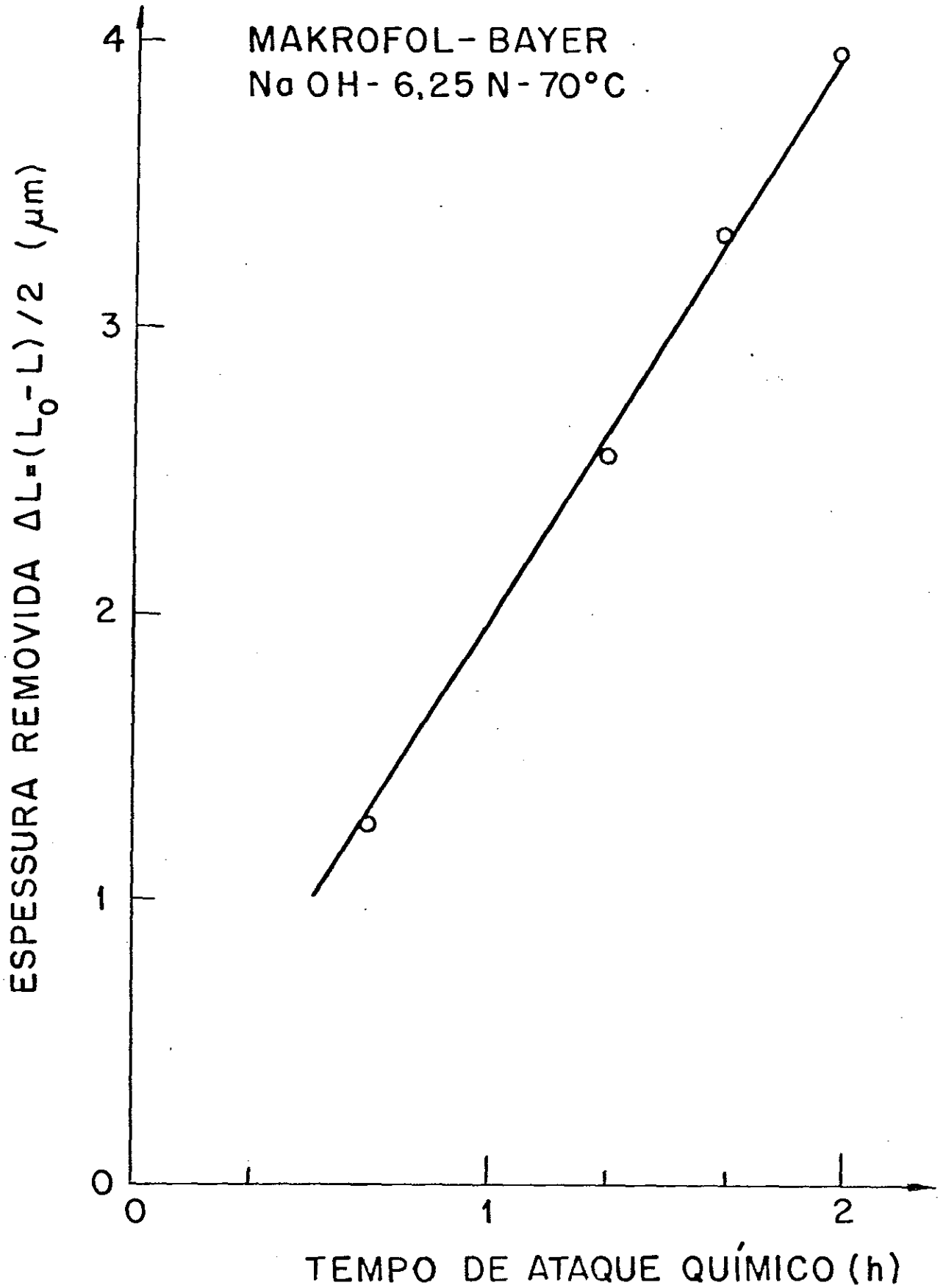


FIG 2.4.3

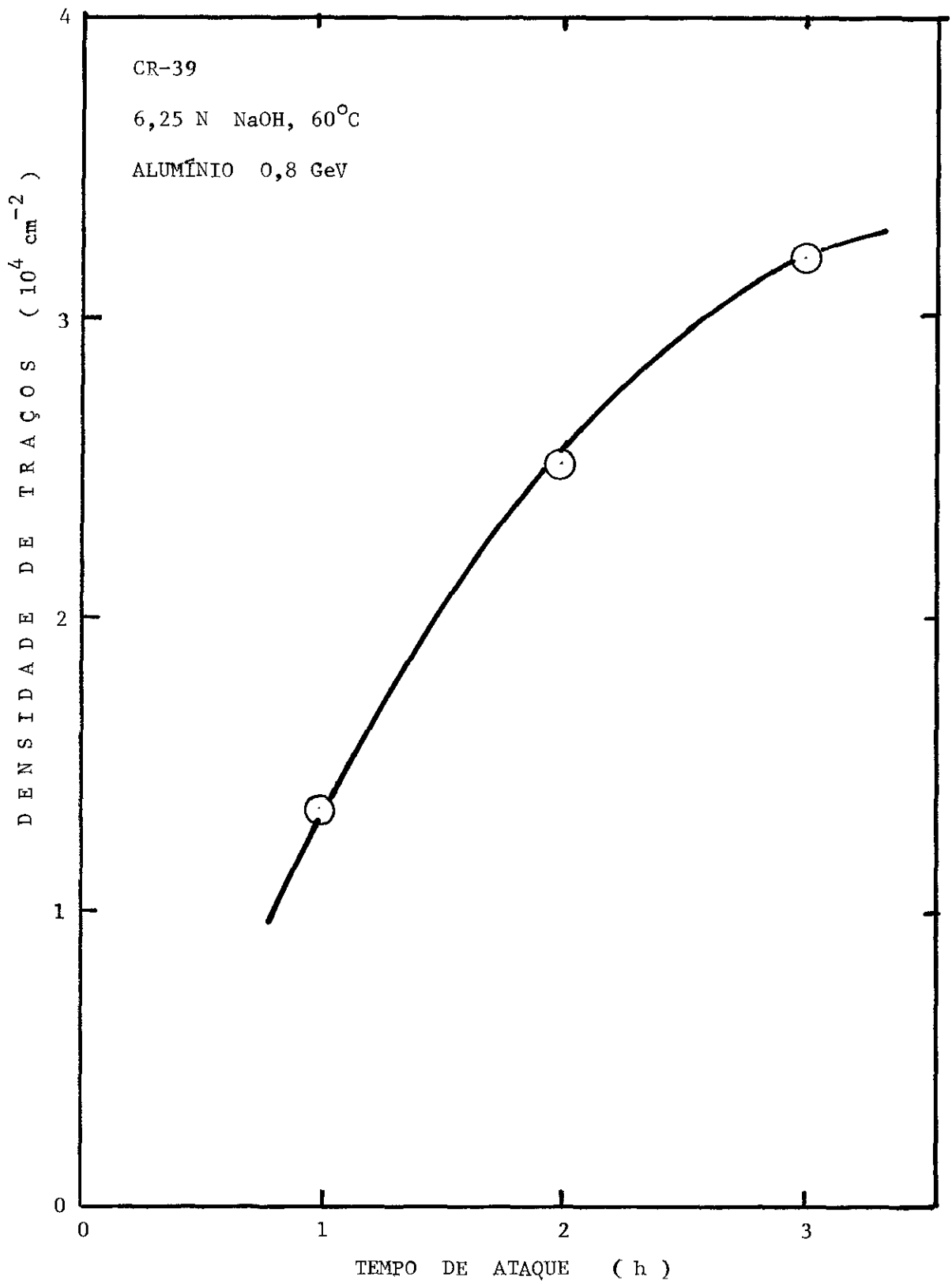


Fig. 2.4.4

filmes de Sm e Nd aderentes. Após lavagem em água destilada, foram atacadas quimicamente em solução de ácido fluorídrico 40 % à temperatura de 23°C por um período de 2h. No caso dos sanduíches de mica, as folhas foram mantidas juntas por encapsulamento a vácuo com plástico selável a quente. O perfeito realinhamento dos traços foi assegurado por ter-se mantido uma folha presa à outra, por grampos junto a uma das bordas do sanduíche.

2.5 - Análise ao Microscópio.

As medidas dos eventos encontrados no detector foram realizadas com o auxílio de microscópios Leitz Ortholux equipado com objetiva 45x e ocular 15x (escala micrométrica com 60 divisões; 1 div=2,8 μm).

O mapeamento da totalidade dos traços revelados permitiu, inicialmente, definir a região de incidência do feixe (1,5cm x 1,5cm), entretanto, a totalidade de traços observados conforme ilustrado nas figuras 2.4.2 e 2.4.4, inclui traços devido a radiação de fundo ("background"), recuos nucleares, fragmentos de fissão e fragmentação nuclear⁽⁴⁴⁾. Para o presente estudo, devem ser considerados, no entanto, apenas os traços de fragmentos de fissão, de modo que um critério de seleção e discriminação de traços teve que ser adotado. Daí, para os traços registrados em makrofol e CR-39 a necessidade de se fazer medidas em uma amostragem representativa de traços individuais. A fig., 2.5.1, ilustra as diferentes grandezas relacionadas à geometria do traço como especificadas abaixo:

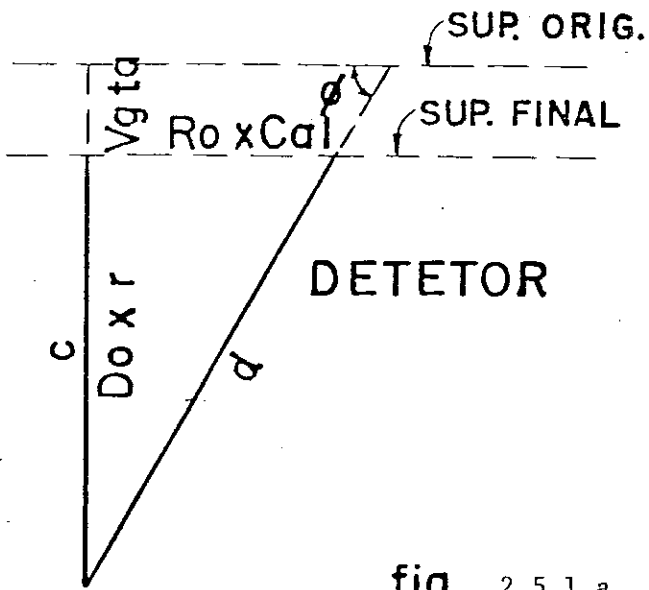


fig. 2.5.1.a

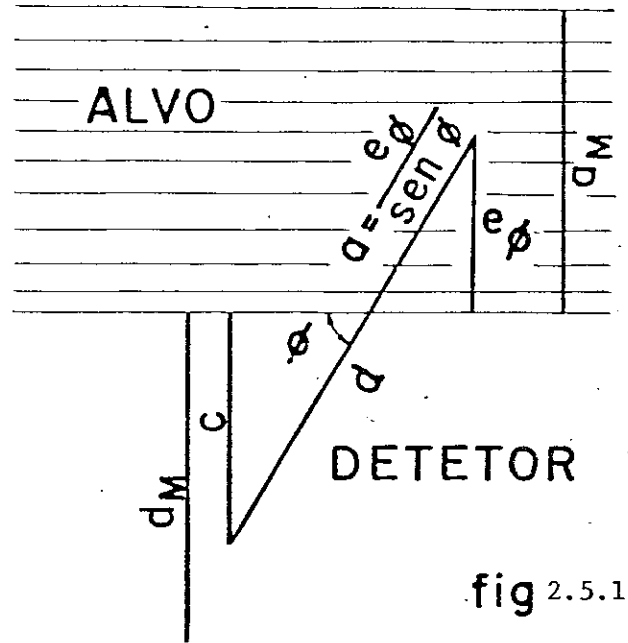


fig 2.5.1.b

Elementos do eixo do traço

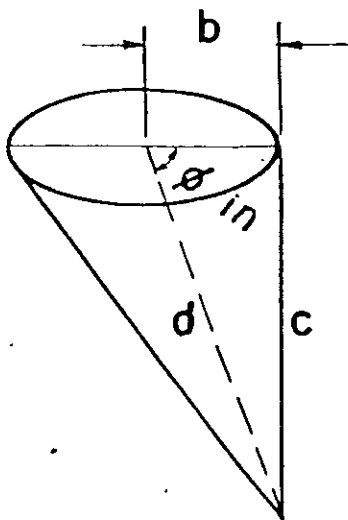


fig. 2.5.1.c

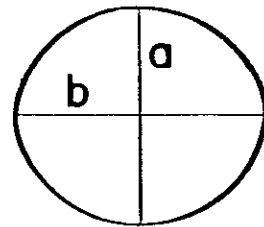


fig. 2.5.1.d

Elementos de eventos de aparência circular

- $v_{g a}^t$ - espessura do detector removida durante o tempo de ataque químico, t_a ;
- $D_{o r}$ - profundidade do traço observada vezes o índice de refração do detector;
- $R_{o (cal)}$ - projeção do traço observada vezes a calibração do sistema ótico;
- d - comprimento total original do traço;
- ϕ - ângulo de inclinação do traço;
- e_{ϕ} - espessura que contribui para o número de traços em cada ângulo de inclinação;
- d_M - alcance máximo de um fragmento no detector;
- a_M - alcance máximo de um fragmento no alvo;
- ϕ_{in} - ângulo incluído na figura de traços de aparência circular;
- $2(b-a)$ - diferença de diâmetro para traços de aparência circular.

Quanto as micas, foi apenas necessário contar traços isolados, para o caso do Nd ou traços emparelhados para o caso do Sm.

CAPÍTULO III

TRATAMENTO DE DADOS3.1 - Introdução.

Como já relatamos no capítulo anterior, diferentes métodos de detenção de fragmentos de fissão foram utilizados no presente trabalho:

- i) alvos finos de Nd e Sm em contato direto com folhas de mica (no caso do Sm foram utilizados sanduíches a partir de filmes finos de óxido de Sm preparados por métodos químicos sobre as folhas de mica⁽⁵⁵⁾);
- ii) alvos finos de Nd em contato direto com folhas de makrofol;
- iii) alvos espessos de Al e Ti em contato direto com placas de CR-39;
- iv) alvos espessos de Co, Zr, Nb, Ag, In e Ta em contato direto com folhas de makrofol.

Ao todo, 44 placas foram analisadas ao microscópio, perfazendo uma área total de exame de cerca de 15cm^2 na qual foram contados cerca de 38.000 eventos dos quais 10.000 tiveram seus comprimentos e ângulos de profundidade determinados.

3.2 - Seção de Choque por Fóton Equivalente.

Nas experiências de fotofissão nas quais se utilizam fótons de radiação de frenamento como partículas incidentes, a grandeza diretamente determinada é a seção de choque por fóton equivalente, $\sigma_Q(E_0)$, à energia máxima E_0 do espectro do feixe. $\sigma_Q(E_0)$ é também chamado de rendimento da reação, e é definido da seguinte maneira:

$$\sigma_Q(E_0) = \frac{N_e}{N_a Q \epsilon} , \quad (3.2.1)$$

onde:

N_e é o número total de eventos de fissão detectados por unidade de área;

ϵ é a eficiência de detecção;

N_a é o número efetivo de núcleos alvo por unidade de área;

Q é o número total de fótons equivalentes que incidem perpendicularmente por unidade de área.

(Ver Fig. 3.2.1) onde é ilustrado esquematicamente as grandezas envolvidas na determinação do rendimento das reações de fotofissão.

O número total de fótons equivalentes do feixe incidente é definido como a razão entre a energia total transmitida pelo feixe, E_t , e a energia máxima do espectro do feixe, isto é:

$$\frac{E_t}{E_0} = \frac{1}{E_0} \int_0^{E_0} Kn(K, E_0) dK , \quad (3.2.2)$$

em que $n(K, E_0) dK$ representa o número de fótons que tem energia entre K e

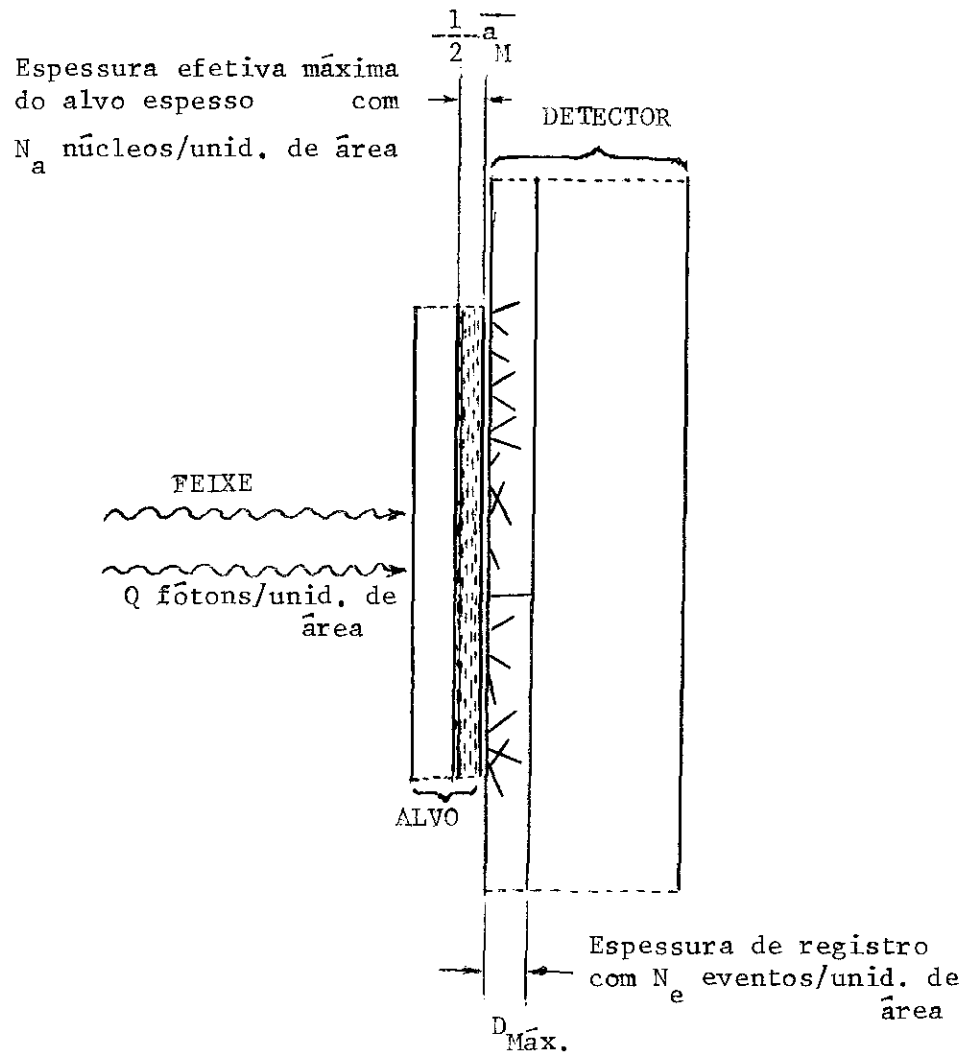


Fig. 3.2.1 - Grandezas envolvidas na determinação do rendimento das reações de fotofissão.

$K + dK$ no espectro de radiação de frenamento de energia máxima E_0 . Os valores de Q são determinados a partir das medidas de E_t , E_0 e da área de incidência do feixe. Estas medidas foram realizadas pelos operadores do Synchrotron da Universidade de Bonn. Em particular, E_t é determinado por um integrador do tipo Quantômetro de Wilson⁽⁵⁶⁾. A área de incidência do feixe é determinada pela geometria de irradiação e, após a revelação das placas, a área do feixe é conferida fazendo-se o mapeamento da população total de eventos observados. Os valores de E_t/E_0 estão mostrados na tabela 2.3.1 e, na presente experiência, a área de incidência dos feixes foi de $1,5\text{cm} \times 1,5\text{cm}$.

A determinação das demais grandezas envolvidas na equação 3.2.1 é feita conforme se tratar do caso de alvo espesso ou fino, como será discutido nos parágrafos que se seguem.

3.3 - Caso de Alvo Fino.

Para os propósitos do presente trabalho, um determinado alvo pode ser considerado fino quando sua espessura for não maior que cerca da metade do alcance residual médio dos fragmentos de fissão no próprio alvo. Este é o caso dos alvos de Nd utilizados no presente trabalho, para os quais a espessura não excedeu a $1,8\text{mg}/\text{cm}^2$ ($\sim 2,5\mu\text{m}$), e dos alvos de Sm cuja espessura não excedeu a $0,15\text{mg}/\text{cm}^2$ ($\sim 0,20\mu\text{m}$). Para estes, temos:

$N_e = N/s$, sendo N o número total de eventos de fissão observados na

área s ;

$\epsilon = 1 - \text{sen } \phi_0$ é a eficiência de detecção correspondente à emissão de γ de

fragmentos de fissão de uma "fonte" plana e extensa (geometria 2π)⁽⁵⁴⁾, sendo ϕ_0 o ângulo limite médio (contado a partir da superfície do detector) abaixo do qual traços não são revelados;

$N_a = \frac{m N_A}{S M}$, sendo m a massa do elemento alvo depositada na área S (suposta uniformemente), N_A o número de Avogadro e M um átomo-grama do material alvo.

Consequentemente, a equação (3.2.1) se transforma para:

$$\sigma_Q [\mu b] = \frac{1}{6} \times \frac{N S [\text{cm}^2] M [\text{g}]}{s [\text{mm}^2] Q [10^{12}/\text{cm}^2] m [\text{mg}] (1 - \text{sen } \phi_0)} \quad (3.3.1)$$

3.3.1 - Alvos de Neodímio; Makrofol como Detector.

Uma vez definida a região de incidência do feixe por contagem total de traços, os eventos de fissão foram selecionados obedecendo o seguinte critério:

Observando o detector ao microscópio observamos três tipos de áreas cada uma com eventos distintos.

- 1º) Área não coincidente com a irradiada com raríssimos eventos;
- 2º) Parte da área irradiada do detector onde não havia alvo em contato mas apresentava muitos eventos de menor diâmetro;
- 3º) Área que foi irradiada tendo o alvo em contato, com uma

densidade de eventos comparável ao 2º caso, porém tendo grandes eventos na maioria dos casos podendo ser discriminados por suas dimensões.

Um levantamento prévio destes eventos discriminados por ter dimensões maiores que os demais, revelou que apresentavam uma distribuição basicamente isotrópica como era de se esperar de eventos de fissão, apresentando, em alguns casos uma pequena percentagem de eventos destacados dos demais por serem aproximadamente normais, (provavelmente eventos originários de recuos nucleares).

As medidas de profundidade do traço, D_o , e projeção do traço, R_o , no plano do detector, permitiram determinar o ângulo de profundidade ϕ e o comprimento total original do traço, D , para uma amostra de cerca de 200 traços em cada placa. ϕ e D , foram calculadas (conforme pode ser observado na figura 2.5.1.a) pelas expressões:

$$\phi = \text{arc tg } \frac{D_o r}{R_o \text{ cal}} \quad (3.3.1.1)$$

$$D = \left(1 + \frac{v_g t_a}{D_o r}\right) \sqrt{(D_o r)^2 + (R_o \text{ cal})^2} \quad (3.3.1.2)$$

Como exemplo ilustrativo, são mostradas na Fig. 3.3.1.1., duas distribuições de ângulo de profundidade. Estas distribuições são uti-

lizadas para apurar a seleção dos eventos de fissão.

O ângulo ϕ_0 é estimado tomando-se a média dos dois menores ângulos ϕ determinados para se construir as distribuições de ângulo de profundidade para todas as energias máximas do espectro de radiação de frenamento incidente. O valor encontrado foi $\phi_0 = 14^\circ \pm 3^\circ$. Também, para o caso em consideração, $M = 144,2\text{g}$ e $S = 9\text{cm}^2$, de modo que por substituição em (3.3.1) os rendimentos da fotofissão do Nd utilizando-se makrofol como detetor de fragmentos de fissão foram obtidos mediante a expressão:

$$\sigma_Q \left[\mu\text{b} \right] = 2,85 \times \frac{N}{s \left[\text{cm}^2 \right] Q \left[10^{12}/\text{cm}^2 \right] m \left[\text{mg} \right]} \quad (3.3.1.3)$$

3,3.2 - Alvos de Neodímio e Samário; Mica como Detector.

Nestes casos, os eventos de fissão foram identificados por sua forma romboédrica, sendo diferenciados dos traços fósseis pelo tamanho que, para esses últimos, é consideravelmente maior que os traços provenientes dos fragmentos da fissão induzida (aqui se recorda que as folhas de mica tinham sido submetidas a um tratamento prévio com ácido fluorídrico).

No caso particular dos sanduíches de mica (alvos de Sm) os eventos de fissão foram identificados pela coincidência espacial de pares de traços, um em cada uma das folhas de mica (nas condições da presente experi

ência, a densidade de pares de traços foi suficientemente baixa para não permitir uma superposição de traços).

O ângulo ϕ_0 foi estimado, neste caso, a partir de medidas da distância entre os traços de um par (projetada no plano da mica) e da distância entre as folhas de mica; foi considerado para ϕ_0 o valor correspondente à máxima distância observada entre os traços. O valor encontrado foi $\phi_0 = 18^\circ \pm 4^\circ$, e foi suposto igual tanto para o Neodímio quanto para o Samário.

Inspeção na Tabela 2.3.1., combinado com a área de $1,5\text{cm} \times 1,5\text{cm}$ do feixe incidente, dá como resultado $Q \left[10^{12}/\text{cm}^2 \right] = 100$ para todas as energias máximas do feixe. Para o Samário, $M = 150,4\text{g}$ e $S = 16\text{cm}^2$; para o neodímio os valores são $M = 144,2\text{g}$ e $S = 9\text{cm}^2$. Conseqüentemente, a equação 3.3.1 se transforma para dar os rendimentos da fotofissão do Nd utilizando-se mica como detector de fragmentos de fissão da seguinte maneira:

$$\sigma_Q \left[\mu\text{b} \right] = 3,13 \times \frac{N}{s \left[\text{mm}^2 \right] m \left[\text{mg} \right]}, \quad (3.3.2.1)$$

e para os alvos de samário os rendimentos passam a ser obtidos mediante,

$$\sigma_Q \left[\mu\text{b} \right] = 5,80 \times \frac{N}{s \left[\text{mm}^2 \right] m \left[\text{mg} \right]}. \quad (3.3.2.2)$$

3.4 - Caso de Alvo Espesso.

Neste caso, é fundamental conhecer os efeitos de absorção dos fragmentos de fissão no próprio alvo, os quais precisam ser estudados para que se possa ter uma boa estimativa da espessura "efetiva" do alvo e da eficiência de detecção como descrito na seção 3.3.1. As distribuições observadas de comprimento e ângulo de profundidade dos traços são construídas e, em seguida, comparadas com as distribuições esperadas as quais são obtidas levando-se em conta os efeitos de auto-absorção. Ver-se-á que esta comparação permite corrigir o número de traços observados, e assim, obter o número mais provável de eventos de fissão com o que se obtém, finalmente, o rendimento da reação para cada condição de irradiação.

3.4.1 - Distribuição Esperada de Comprimento de Traço para Fragmentos Idênticos.

Vamos inicialmente considerar a situação caracterizada pelas seguintes hipóteses:

- i) o alvo é homogêneo e uniforme, de forma que fragmentos nucleares podem ser emitidos de qualquer ponto de seu interior;
- ii) o alvo é espesso, isto é, sua espessura é maior que a metade do alcance médio dos fragmentos no próprio alvo; além disso, o alvo está em contato direto com o detector (geometria 2π);
- iii) Os fragmentos nucleares emitidos são idênticos, isto é, todos possuem a mesma carga, massa e energia cinética inicial:

- iv) A emissão dos fragmentos é isotrópica, isto é, os fragmentos são emitidos com igual probabilidade em qualquer direção do espaço; isto é equivalente a dizer que o número de fragmentos nucleares emitidos por unidade de ângulo sólido é constante;
- v) a perda de energia por unidade de comprimento, S (essencialmente devido à ionização), será considerada, tanto no detector quanto no alvo, como sendo proporcional a E^α ($0 < \alpha < 1$), isto é:

$$\frac{-dE}{dx} = S(E) = \xi E^\alpha, \quad (3.4.1.1)$$

sendo ξ e α constantes e E a energia cinética do fragmento;

- vi) o detector é capaz de registrar fragmentos somente para ângulos de profundidade acima de um valor mínimo ϕ_0 (ângulo crítico); será admitido, por simplicidade, que o ângulo ϕ_0 é constante, isto é, não depende da perda de energia por unidade de comprimento inicial do fragmento no detector.

Seja ν o número de fragmentos nucleares por unidade de volume emitidos isotropicamente de pontos do interior do alvo e com energia cinética inicial E_0 . A perda de energia por unidade de comprimento no alvo será:

$$\frac{-dE}{dx} = \xi_a E^\alpha \quad (3.4.1.2)$$

e, portanto, o alcance residual no alvo será

$$R_a(E_0) = \frac{E_0^{1-\alpha}}{\xi_a(1-\alpha)} \quad (3.4.1.3)$$

O alcance máximo no alvo é obtido quando $E = E_0$, ou seja

$$R_a(E_0) = \frac{E_0^{1-\alpha}}{\xi_a(1-\alpha)} \quad (3.4.1.4)$$

Analogamente, para o percurso de um fragmento nuclear no detector, teríamos:

$$\frac{-dE}{dx} = \xi_d E^\alpha \quad e \quad (3.4.1.5)$$

$$R_d(E) = \frac{E^{1-\alpha}}{\xi_d(1-\alpha)} \quad (3.4.1.6)$$

e, para fragmentos nucleares emitidos junto ao detector e na direção deste, teríamos

$$R_d(E_0) = \frac{E_0^{1-\alpha}}{\xi_d(1-\alpha)} \quad (3.4.1.7)$$

Como o material de que é feito o alvo possui número atômico e densidade maiores que os do detector (aquele em geral é uma lâmina metálica e este uma folha de material plástico), segue-se que $\xi_a > \xi_d$. Logo da relação

$$R_d(E) = \frac{\xi_a}{\xi_d} R_a(E) \quad (3.4.1.8)$$

resulta

$$R_d(E) > R_a(E) . \quad (3.4.1.9)$$

Este resultado está mostrado esquematicamente na Fig. 3.4.1.1.a).

Podemos, agora, obter uma expressão geral do comprimento do traço no detector, $D(x, \phi)$, que resulta da emissão de um fragmento a partir de um ponto situado a uma distância x da interface e cujo ângulo de profundidade é ϕ (ver Fig. 3.4.1.1.b)). O fragmento percorre no alvo uma distância a antes de penetrar no detector onde, então, virá ao repouso após percorrer um comprimento D . O alcance do traço no detector será

$$D = \frac{\xi_a}{\xi_d} [R_a(E_0) - a] \quad (3.4.1.10)$$

Mas,

$$a = \frac{x}{\text{sen } \phi} , \quad (3.4.1.11)$$

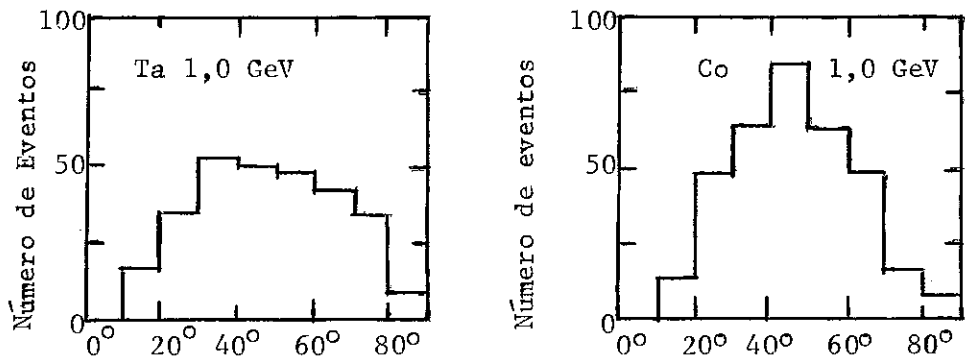


Fig. 3.3.1.1. Distribuições de eventos por ângulo de profundidade.

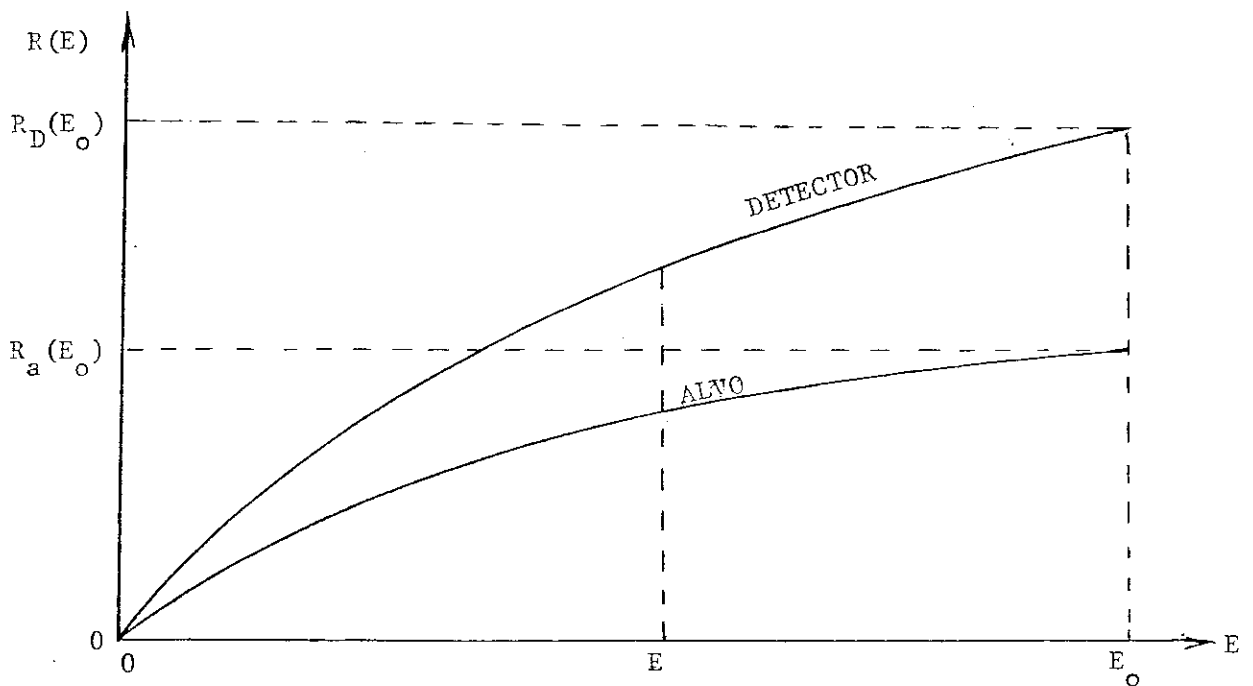


Fig. 3.4.1.1.a - Curva típica de alcance - energia

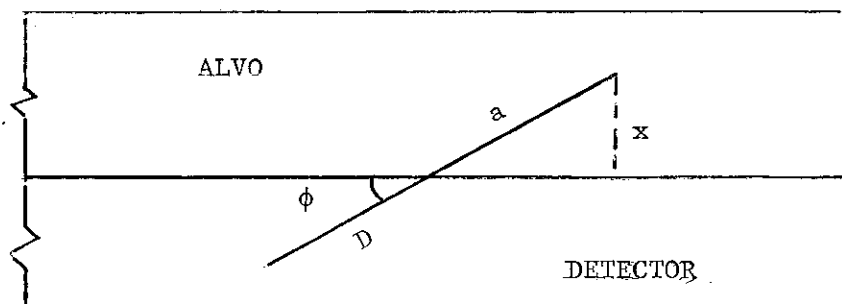


Fig. 3.4.1.1.b - Definição dos elementos geométricos do eixo do traço

e, tendo em vista a eq. (3.4.1.8), resulta

$$D(x, \phi) = \frac{R_d(E_0)}{R_a(E_0)} \left[R_a(E_0) - \frac{x}{\text{sen}\phi} \right] . \quad (3.4.1.12)$$

Redefinindo os alcances máximos no detector e no alvo, respectivamente, por

$$R_d(E_0) = D_M \quad \text{e} \quad R_a(E_0) = a_M \quad (3.4.1.13)$$

obtemos, finalmente:

$$D(x, \phi) = \frac{D_M}{a_M} \left(a_M - \frac{x}{\text{sen}\phi} \right) . \quad (3.4.1.14)$$

O número de traços por unidade de área registradas no detector correspondente aos fragmentos emitidos entre x e $x + dx$ e dentro do ângulo sólido definido pelos ângulos ϕ e $\phi + d\phi$, $d\Omega$, será:

$$\frac{d^2 N}{d\Omega dx} = \frac{v}{2\pi} . \quad (3.4.1.15)$$

O elemento de ângulo sólido é dado por:

$$d\Omega = 2\pi \cos\phi d\phi \quad (3.4.1.16)$$

(recordar que ϕ é medido a partir da superfície de separação entre o alvo e o detector), de modo que a eq. (3.4.1.15) se transforma em

$$\frac{d^2 N}{dx d\phi} = v \cos \phi . \quad (3.4.1.17)$$

por outro lado, para um dado valor de x , o número de traços registrados no detector que têm comprimento entre D e $D + dD$, é o mesmo que o número de traços cujo ângulo de profundidade está compreendido entre ϕ e $\phi + d\phi$

$$dD = \frac{D_M}{a_M} \frac{x \cos \phi d\phi}{\sin^2 \phi} \quad \text{e} \quad \sin^2 \phi = \frac{x^2}{a_M^2 \left(1 - \frac{D}{D_M}\right)^2} \quad (3.4.1.18)$$

e, portanto, a eq. (3.4.1.17) é reescrita como:

$$\frac{d^2 N}{dx dD} = \frac{v x}{a_M D_M \left(1 - \frac{D}{D_M}\right)^2} . \quad (3.4.1.19)$$

Para se obter a distribuição de comprimento de traços que efetivamente foram registrados no detector, é bastante fazer a integração em x na

equação (3.4.1.19) entre os limites permitidos. Tem-se:

$$\frac{dN}{dD} = \frac{1}{2} \frac{(x_2^2 - x_1^2)}{a_M D_M \left(1 - \frac{D}{D_M}\right)^2} . \quad (3.4.1.20)$$

O limite inferior x_1 é obtido da eq. (3.4.1.18) para $\phi = \phi_0$, e o limite superior x_2 para $\phi = 90^\circ$. Substituindo estes valores na equação (3.4.1.20), obtém-se, finalmente

$$\frac{dN}{dD} = \frac{1}{2} \frac{a_M}{D_M} \cos^2 \phi_0 , \quad (3.4.1.21)$$

isto é, a distribuição esperada do comprimento de traço para fragmentos idênticos é constante. Este resultado está ilustrado na Fig. 3.4.2.1.a).

Notando agora que a razão $D/a_M = \xi_a/\xi_d = \xi$ é constante para o particular tipo de fragmentos em consideração, temos

$$\frac{dN}{dD} = \frac{1}{2} \nu \frac{1}{\xi} \cos^2 \phi_0 . \quad (3.4.1.22)$$

A integração em D fornecerá o número total de traços registrados por unidade de área. O resultado é

$$N_T = \frac{a_M}{2} \cos^2 \phi_0 \quad (3.4.1.23)$$

Vemos, portanto, que o total de traços registrados por unidade de área corresponde a fragmentos nucleares emitidos de uma camada do alvo junto ao detector e cuja espessura é equivalente à metade do alcance máximo do fragmento no alvo. O fator $\cos^2 \phi_0$ responde pela eficiência de detecção.

3.4.2 - Distribuição Esperada de Ângulo de Profundidade para Fragmentos Idênticos.

Nas hipóteses admitidas no parágrafo anterior, é possível obter a distribuição de ângulo de profundidade ϕ . Partindo-se da equação (3.4.1.17), tem-se

$$\frac{d^2 N}{d\phi dx} = v \cos \phi + \frac{dN}{d\phi} = v \cos \phi [x_2 - x_1] \quad (3.4.2.1)$$

Os limites de integração x_2 e x_1 podem ser obtidos da equação fundamen-

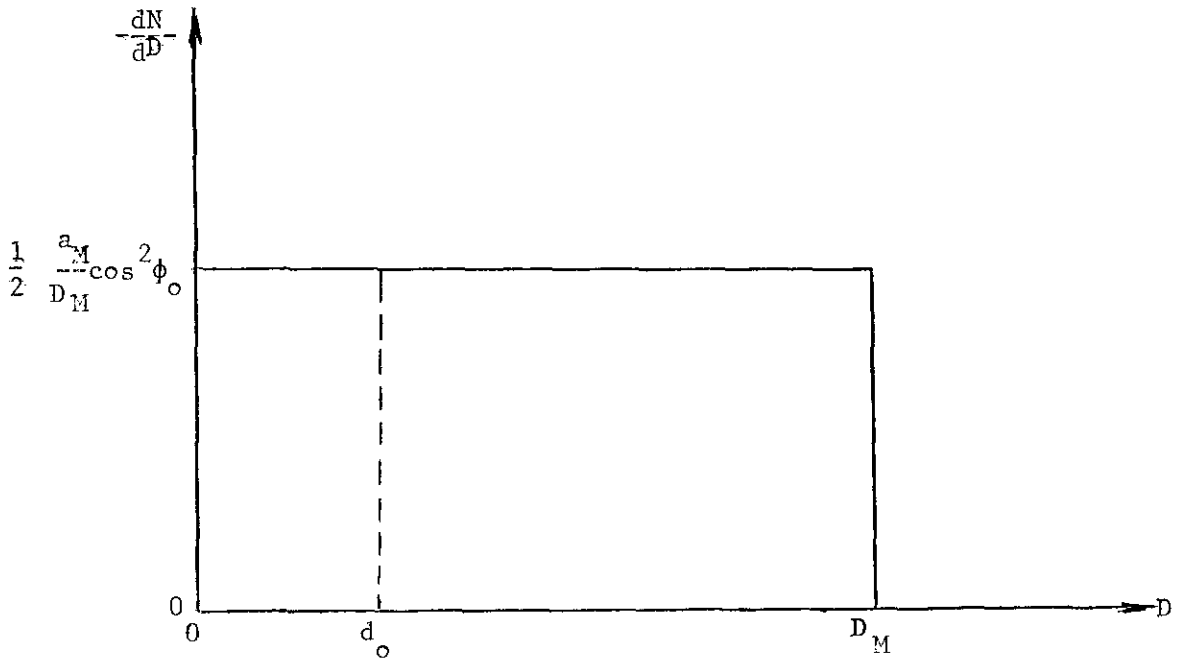


Fig. 3.4.2.1.a - Distribuição de comprimentos de traços para um único modo de fissão.

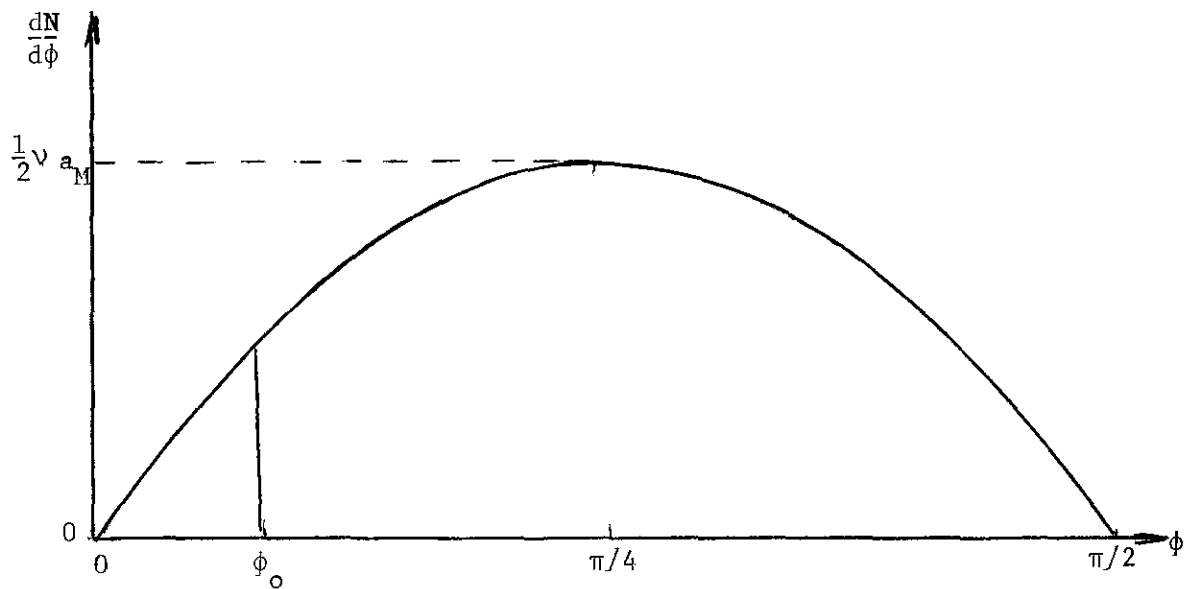


Fig. 3.4.2.1.b - Distribuição angular de traços para um modo de fissão.

tal (3.4.1.14), da qual tiramos

$$\begin{aligned} x_1 &= 0; & \text{para } D &= D_M \\ x_2 &= a_M \text{sen} \phi; & \text{para } D &= 0 \end{aligned} \quad (3.4.22)$$

Logo, temos

$$\frac{dN}{d\phi} = -\frac{1}{2} v a_M \text{sen } 2\phi, \quad \phi > \phi_0 \quad (3.4.2.3)$$

Este resultado está ilustrado na Fig. 3.4.2.1.b).

3.4.3 - Seção de Choque por Fóton Equivalente para um Modo de Fissão.

Inicialmente, é importante definir as diferentes grandezas que irão aparecer na expressão final da seção de choque por fóton equivalente, σ_Q .

- i) A fissão nuclear dá origem, a partir de um núcleo alvo em repouso, a dois fragmentos que são emitidos em sentidos opostos. Assim, a totalidade dos eventos de fissão é igual à totalidade de fragmentos nucleares emitidos por unidade de volume e em

geometria 2π como explicado no parágrafo 3.4.1; este número é representado por ν ;

- ii) o alvo é mono-atômico, uniforme, homogêneo e de massa específica ρ [g/cm^3]; no caso de um elemento alvo possuir mais de um isótopo estável, será considerada a massa atômica média. Isto posto, o número de átomos por unidade de volume vem dado por

$$N_a = \frac{\rho N_A}{M}, \quad (3.4.3.1)$$

sendo N_A o número de Avogadro e M o átomo-grama do elemento alvo;

- iii) o material alvo em contato com o detector é exposto perpendicularmente a um feixe de fótons cuja dose total é representada por Q fótons equivalentes por unidade de área;
- iv) a interação da radiação incidente com o alvo produz um certo número de fissões; nem todos os fragmentos serão registrados no detector, pois o alvo é espesso e há, portanto, absorção. O número de traços registrados e observados por unidade de área será representado por N_T ;
- v) A seção de choque por fóton equivalente é definida como

$$\sigma_Q = \frac{\nu}{Q N_a} \cdot \quad (3.4.3.2)$$

A expressão da seção de choque por fóton equivalente em função do número de traços registrados e observados N_T pode ser obtida a partir da distribuição de comprimento de traço como dada pela eq. (3.4.1.21). Temos:

$$\frac{dN}{dD} = \frac{1}{2} v \frac{a_M}{D_M} \cos^2 \phi_0 \rightarrow N_T = \frac{1}{2} v \frac{a_M}{D_M} \cos^2 \phi_0 \int_{D_0}^{D_M} dD . \quad (3.4.3.3)$$

O limite inferior D_0 (cf. Fig. 3.4.2.1.a)), resulta do fato de que na prática só é possível medir traços a partir de um certo comprimento mínimo observável. Então, temos:

$$N_T = \frac{1}{2} v a_M \cos^2 \phi_0 \left(1 - \frac{D_0}{D_M}\right) \quad (3.4.3.4)$$

e, combinando com as equações (3.4.3.1 e 2), obtemos:

$$\sigma_Q = \frac{N_T}{Q \frac{\rho N_A}{M} \frac{1}{2} a_M \left(1 - \frac{D_0}{D_M}\right) \cos^2 \phi_0} . \quad (3.4.3.5)$$

A comparação deste resultado com a expressão da seção de choque por fó-

ton equivalente obtida para alvo fino (eq. 3.2.1), permite identificar os diversos fatores de correções para o caso de alvo espesso;

$N_T = N^2$ total de traços observados por unidade de área;

$1 - \frac{D_0}{D_M}$ = fator de eficiência de observação de traços;

$\cos^2 \phi_0$ = fator de eficiência de detecção de traços;

$\frac{1}{2} a_M$ = espessura efetiva máxima do alvo espesso;

$\frac{1}{2} a_M \frac{\rho N_A}{M}$ = n^2 "efetivo" de átomos alvo por unidade de área.

3.4.4 - Distribuição Esperada de Comprimento de Traço para o conjunto total de Fragmentos.

Vamos considerar agora a situação em que se tem o conjunto total de fragmentos nucleares, fragmentos cuja carga, massa e energia cinética inicial são diferentes. Cada grupo de fragmentos nucleares emitidos será caracterizado pelo alcance máximo a_M no alvo ou pelo correspondente comprimento máximo D_M dos traços registrados no detector. A razão $\xi = \xi_a / \xi_d = D_M / a_M$ será considerada constante para cada grupo de fragmentos.

Seja η o número total de fragmentos nucleares de qualquer tipo emi

tidos por unidade de volume isotropicamente de pontos do interior de um alvo espesso em geometria 2π . As variações em carga, massa e energia cinética inicial dos fragmentos gera uma distribuição de alcance no alvo e uma distribuição de comprimento de traços no detector. A experiência mostra que a distribuição de comprimento máximo D_M dos traços pode ser bem descrita por uma distribuição normal. Assim, o número de fragmentos emitidos por unidade de volume e cujo comprimento máximo dos traços no detector está compreendido entre D_M e $D_M + dD_M$ será

$$dN = \frac{\eta}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(D_M - \bar{D}_M)^2}{2\sigma^2}} dD_M, \quad (3.4.4.1)$$

onde \bar{D}_M é o valor médio da distribuição e σ o desvio padrão. Esta distribuição está ilustrada na Fig. 3.4.4.1.a) para $\eta = 1000$, $\bar{D}_M = 8 \mu\text{m}$ e $\sigma = 2 \mu\text{m}$. Porém, o número de fragmentos definido por (3.4.4.1) dá origem a uma distribuição de comprimento de traço constante e, de acordo com o resultado expresso pela eq. (3.4.1.21), o número de traços por unidade de área registrados no detector cujo comprimento está compreendido entre D e $D + dD$ e que são devido aos fragmentos cujo comprimento máximo no detector está compreendido entre D_M e $D_M + dD_M$ será dado por

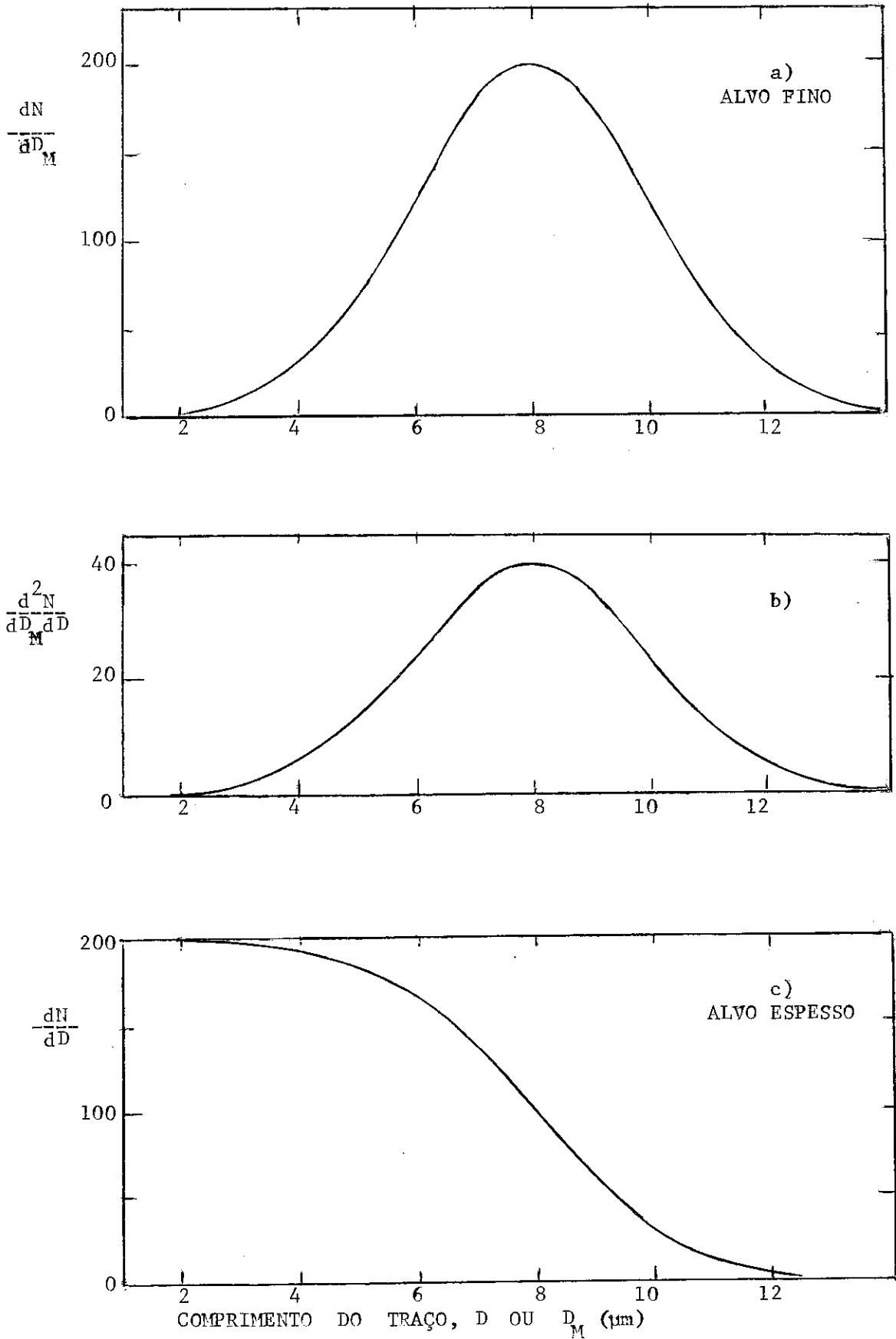


Fig. 3.4.4.1 - DISTRIBUIÇÕES DE COMPRIMENTO DE TRAÇOS ESPERADAS.

$$d^2 N = \frac{1}{2} \frac{a_M}{D_M} \cos^2 \phi_0 \frac{\eta}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(D_M - \overline{D_M})^2}{2\sigma^2}} dD_M dD \quad (3.4.4.2)$$

Para se construir a distribuição $d^2 N/dD_M dD$ é preciso saber como varia a_M à medida que D_M varia. Embora ambos variem com os parâmetros do fragmento, vamos admitir por simplicidade que a razão $D_M/a_M = \xi$ não varia significativamente* e, para efeito de cálculo, podemos considerar o valor de ξ correspondente ao tipo de fragmento mais frequente, isto é

$$\xi = \frac{\overline{D_M}}{a_M} \quad (3.4.4.3)$$

Conseqüentemente, a eq. (3.4.4.2) se transforma para

$$\frac{d^2 N}{dD_M dD} = \frac{\cos^2 \phi_0}{2\xi} \frac{\eta}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(D_M - \overline{D_M})^2}{2\sigma^2}} \quad (3.4.4.4)$$

Esta distribuição está ilustrada na Fig. 3.4.4.1.b) considerando-se

$$\phi_0 = 10^\circ \text{ e } \xi = 2,42.$$

Finalmente, para se obter a distribuição esperada de comprimento de

* A variação da razão D_M/a_M pode ser determinada por cálculo de alcance de fragmentos nucleares no detector e no alvo. Porém, para o propósito do presente trabalho, e devido a incertezas inerentes às medidas de alcance, é bastante considerar $D_M/a_M = \xi$ independente do tipo de fragmento.

traços para o conjunto total de fragmentos nucleares emitidos é bastante fazer a integração de (3.4.4.4) em D_M :

$$\frac{dN}{dD} = \frac{\cos^2 \phi}{2\xi} \int_{\infty}^D \frac{\eta}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(D_M - \bar{D}_M)^2}{2\sigma^2}} dD_M \quad (3.4.4.5.)$$

Esta distribuição está ilustrada na Fig. 3.4.4.1.c), e representa o número de traços registrados por unidade de área que tem comprimento entre D e $D + dD$.

Antes de proceder à obtenção da fórmula da seção de choque por fóton equivalente para o conjunto total de modos de fissão, torna-se necessário fazer uma análise das distribuições observadas de comprimento de traços comparando-as com as distribuições esperadas.

3.4.5 - Análise das Distribuições Observadas de Comprimento de Traço.

Para cada condição de irradiação, isto é, uma dada energia máxima de radiação de frenamento e um dado núcleo alvo, foi construída a distribuição de comprimento de traço a partir de uma amostragem de traços selecionada de acordo com os critérios já definidos no parágrafo 3.3.1. Alguns exemplos estão mostrados na Fig. 3.4.5.1. Como se ve, traços são medidos somente a partir de um valor mínimo observável $D_0 \sim 3 \mu\text{m}$. Em geral, as distribuições inicialmente crescem fortemente até um certo va-

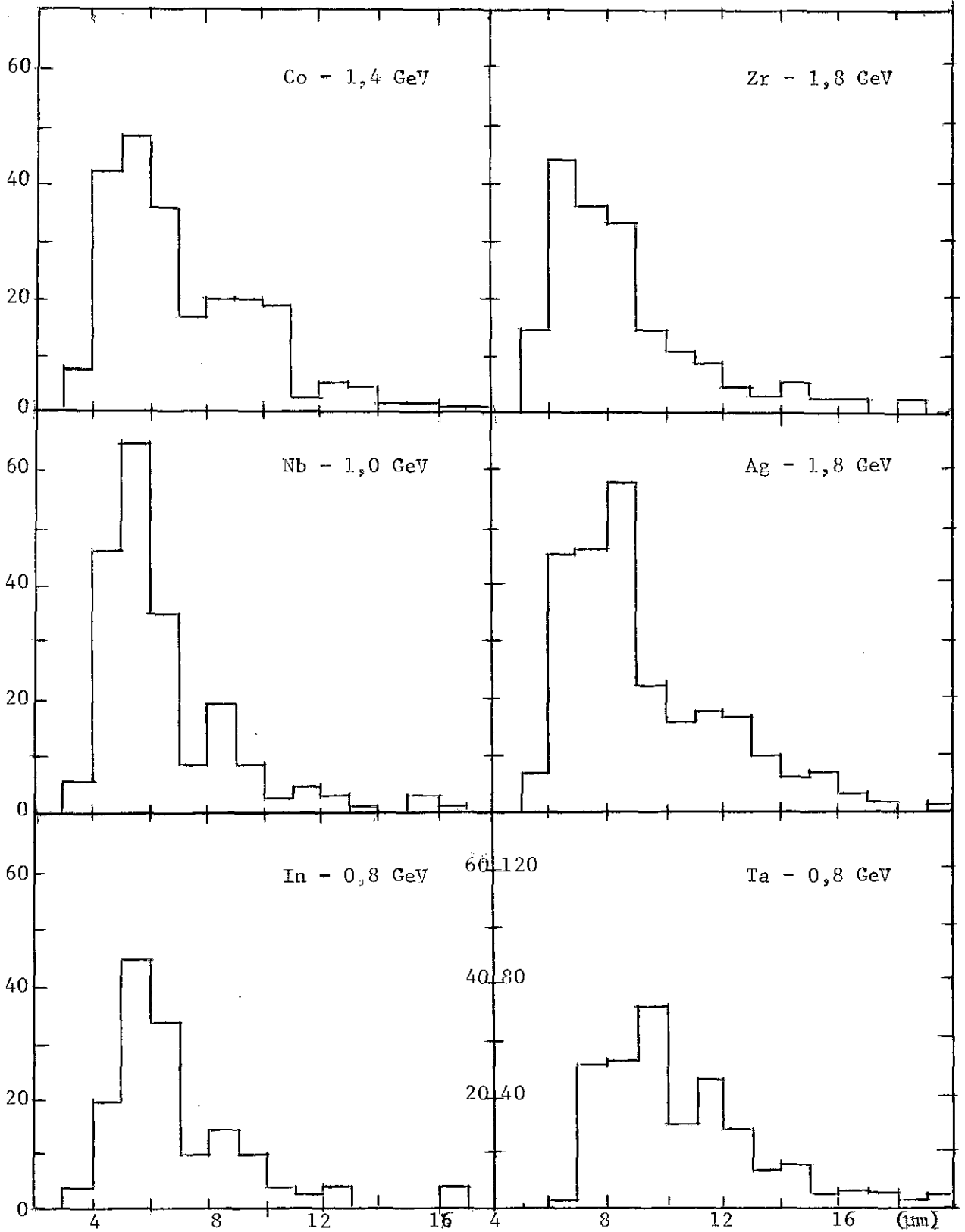


Fig. 3.4.5.1 - ALCUMAS DISTRIBUIÇÕES OBSERVADAS DE COMPRIMENTO DE TRAÇO
OBTIDAS NO PRESENTE TRABALHO.

ler máximo e, a partir daí, decrescem aproximadamente de forma exponencial. A forma destas distribuições se assemelha a uma distribuição de Weisskopf.

Seja

$$dN = f(D)dD \quad (3.4.5.1)$$

o número de traços observados por unidade de área que têm comprimento entre D e $D + dD$. Admitindo que as distribuições observadas de comprimento de traço possam ser substituídas por uma distribuição de Weisskopf, temos

$$f(D) = C(D - D_0)e^{-b(D - D_0)}, \quad (3.4.5.2)$$

onde D_0 , C e b são parâmetros a determinar. A curva de Weisskopf possui as seguintes propriedades:

i) comprimento de traço mais provável:

$$D_{mp} = D_0 + 1/b ; \quad (3.4.5.3)$$

ii) frequência mais provável:

$$f_{mp} = \frac{C}{be} ; \quad (3.4.5.4)$$

iii) comprimento de traço do ponto de inflexão:

$$D_{in} = D_0 + 2/b ; \quad (3.4.5.5)$$

iv) frequência do ponto de inflexão:

$$f_{in} = \frac{2C}{b^2} ; \quad (3.4.5.6)$$

v) área sob a curva, isto é, número total de traços observados por unidade de área do detector, N_T :

$$N_T = \frac{C}{b^2} . \quad (3.4.5.7)$$

Os parâmetros da distribuição de Weisskopf podem ser assim determinados a partir dos valores de D_o , D_{mp} e N_T da distribuição observada, isto é,

$$C = \frac{N_T}{(D_{mp} - D_o)^2} \quad (3.4.5.8)$$

$$e \quad b = \frac{1}{D_{mp} - D_o} . \quad (3.4.5.9)$$

Consequentemente, as distribuições observadas de comprimento de traços são expressos por:

$$\left(\frac{dN}{dD} \right)_0 = \frac{N_T (D - D_o)}{(D_{mp} - D_o)^2} e^{-\frac{D - D_o}{D_{mp} - D_o}} \quad (3.4.5.10)$$

3.4.6 - Comparação com as Distribuições Esperadas de Comprimento de Traço.

Mostramos no Parágrafo 3.4.4 a forma das distribuições esperadas de comprimento de traço para o caso da emissão de um conjunto total de fragmentos nucleares em alvo espesso (ver eq. 3.4.4.5) e Fig.3.4.4.1.c). A forma destas distribuições muito se assemelha à uma distribuição de Fermi. Para facilitar o estudo comparativo entre as distribuições observadas e esperadas de comprimento de traço, estas últimas serão ajustadas a uma distribuição de Fermi, cuja expressão analítica é a seguinte:

$$\left(\frac{dN}{dD}\right)_e = g(D) = \frac{N_0}{1 + e^{\frac{D-p}{q}}}, \quad (3.4.6.1)$$

onde N_0 , p e q são parâmetros a determinar. O comprimento de traço e a frequência correspondentes ao ponto de inflexão da distribuição são dados, respectivamente, por

$$D_{in} = p \quad e \quad g_{in} = N_0/2. \quad (3.4.6.2)$$

A parte mais confiável da distribuição observada situa-se à direita do máximo onde se encontra o ponto de inflexão das curvas ajustadas por isso, os valores dos parâmetros N_0 , p e q são determinados de tal modo que esta parte das distribuições ajustadas coincidam com a correspondente parte das distribuições observadas. As diferenças entre elas podem

então ser computadas e, correspondem a correções que devem ser introduzidas no número de traços observados. Portanto, das eqs. (3.4.5.5), (3.4.5.9) e (3.4.6.2), tiramos

$$p = 2D_{mp} - D_o \quad (3.4.6.3)$$

também, das eqs. (3.4.5.6), (3.4.5.8), (3.4.5.9) e (3.4.6.2) obtemos

$$N_o = \frac{4N_T}{e^2(D_{mp} - D_o)} \quad (3.4.6.3)$$

O parâmetro q pode ser determinado da seguinte maneira: para $D > D_{mp}$ a concordância das distribuições observada e esperada implica em que no ponto escolhido:

$$\left(\frac{dN}{dD}\right)_o = \left(\frac{dN}{dD}\right)_e \quad (3.4.6.4)$$

Tendo em vista as eqs. (3.4.5.10) e (3.4.6.1), isto dá

$$q = \frac{(D - D_{mp}) - (D_{mp} - D_o)}{\ln \left[\frac{4}{e^2} \frac{D_{mp} - D_o}{D - D_o} \exp\left(\frac{D - D_o}{D_{mp} - D_o}\right) - 1 \right]}, \quad D > D_{mp} \quad (3.4.6.5)$$

O parâmetro q depende do valor de comprimento de traço D , escolhido, mas,

cálculos numéricos mostraram que, para o caso presente, uma boa concordância entre as distribuições observada e esperada de traço é obtida tomando-se para q o valor correspondente ao ponto de inflexão, isto é,

$$q(D_{in}) = \lim_{D \rightarrow D_{in}} q(D) = \lim_{D \rightarrow 2D_{mp} - D_0} q(D) = D_{mp} - D_0 \quad (3.4.6.6)$$

Assim, a distribuição de comprimento de traço corrigida a ser considerada para a determinação do número total de traços é

$$\left(\frac{dN}{dD}\right)_c = \frac{N_0}{1 + \exp\left[\frac{D - p}{q}\right]} \quad (3.4.6.7)$$

onde

$$N_0 = \frac{4N_T}{e^2 (D_{mp} - D_0)}$$

$$p = 2D_{mp} - D_0$$

$$q = D_{mp} - D_0 \quad (3.4.6.8)$$

O método de correção das distribuições observadas de comprimento de traço como aqui descrito pode ser mais facilmente entendido mediante um exemplo. A Fig. 3.4.6.1 mostra o caso de um alvo espesso de prata (Ag) em contato com um detector de makrofol e que foi irradiado com um feixe intenso de radiação de frenamento de energia máxima 0,8 GeV. O histo-

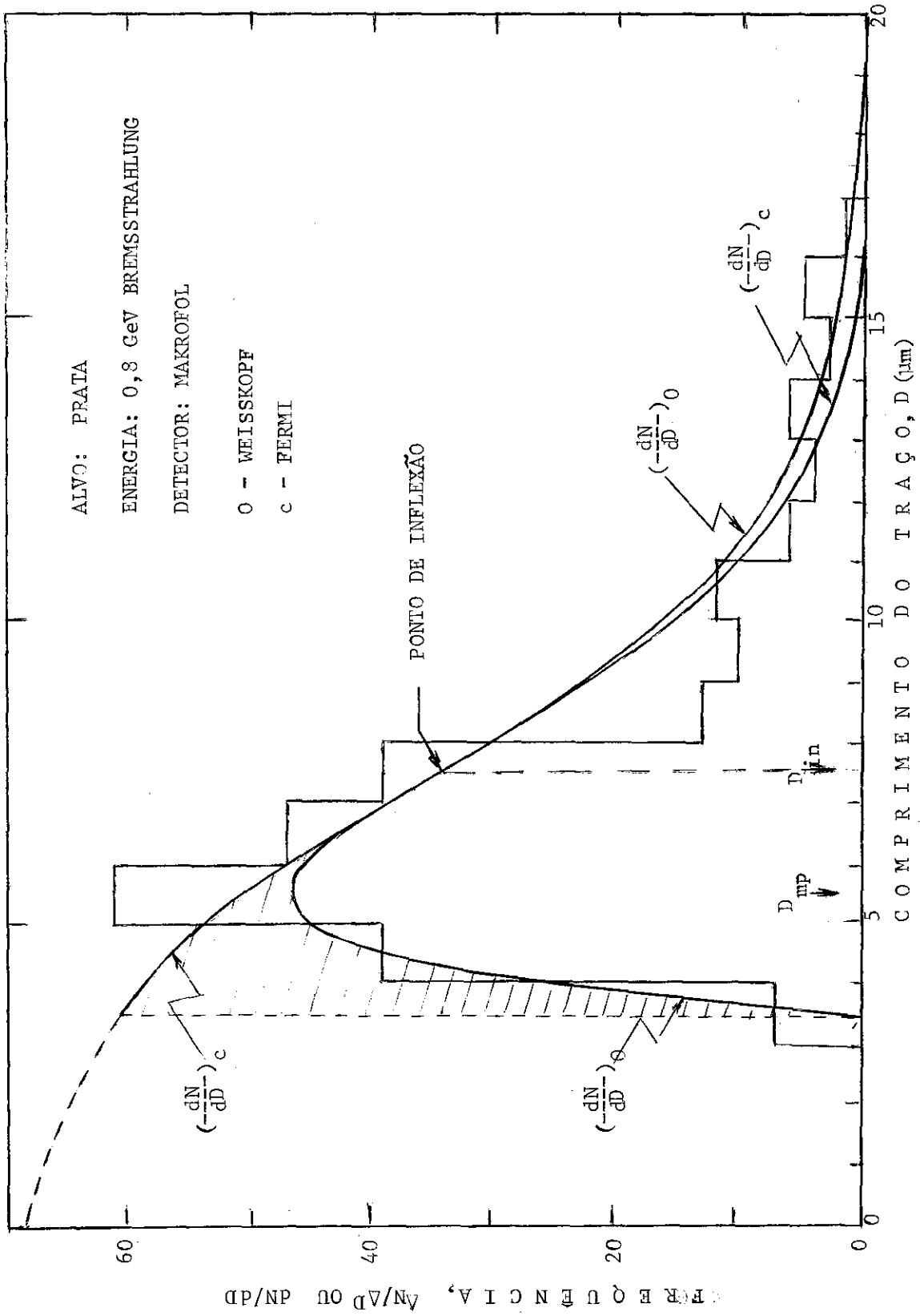


Fig. 3.4.6.1 - EXEMPLO DE DISTRIBUIÇÕES DE COMPRIMENTO, MOSTRANDO CURVAS AJUSTADAS

grama representa a distribuição observada de comprimento de traço obtida a partir das medidas de uma amostragem de 254 traços. Para o exemplo em consideração, as grandezas observadas são as seguintes:

$$D_0 = 3,5 \text{ m}; \quad D_{mp} = 5,5 \text{ m}; \quad N_T = 254.$$

O histograma é substituído, inicialmente, pela distribuição de Weisskopf (3.4.5.10), isto é, no caso, pela distribuição:

$$\left(\frac{dN}{dD}\right)_0 = 63,5(D - 3,5)e^{-0,5(D - 3,5)} \quad (3.4.6.9)$$

Em seguida, esta distribuição é ajustada a uma distribuição tipo Fermi (3.4.6.7), fazendo as curvas coincidirem no ponto de inflexão, isto é, pela distribuição

$$\left(\frac{dN}{dD}\right)_c = \frac{68,75}{1 + \exp\left[\frac{D - 7,5}{2,0}\right]} \quad (3.4.6.10)$$

Nota-se, de fato, uma boa concordância entre ambas as distribuições para $D > D_{mp}$. A área compreendida entre as curvas e no intervalo $D_0 \leq D \leq D_{mp}$ (região hachuriada na figura) representa um número de traços cortados devido a indefinição da discriminação adotada para microscópio correspondendo ao número de traços que deve ser adicionado ao total de traços originalmente observados.

Agora tendo a distribuição de comprimento de traço corrigida (Eq. 3.4.6.7), é bastante fazer a integração em \underline{D} para se obter o número total, já corrigido, de traços por unidade de área do detector.

Temos, então:

$$N_c = N_0 \int_{D_0}^{\infty} \frac{dD}{1 + \exp \frac{D-p}{2-q}} , \quad (3.4.6.11)$$

onde N_0 , p e q são dados pelas eqs. (3.4.6.8).

O cálculo da integral acima fornece o seguinte resultado:

$$N_c = 1,15 N_T \quad (3.4.6.12)$$

Este resultado nos diz que o número total corrigido de traços por unidade de área do detector é 15 % a mais que o total de traços por unidade de área da distribuição observada de comprimento de traço.

3.4.7 - Seção de Choque por fóton Equivalente para a Totalidade dos Modos de Fissão.

Seja η , o número de eventos de fissão por unidade de volume do alvo correspondente à totalidade dos modos de fissão. Este número é igual à totalidade de fragmentos nucleares de qualquer tipo emitidos por unidade de volume do alvo e em geometria 2. O número de átomos

do alvo por unidade de volume é $N_a = \rho N_A / M$, sendo ρ [g/cm³] a massa específica, N_A o número de Avogadro e M o átomo-grama do elemento alvo. Se Q o número de fótons equivalentes que incidem por unidade de área. O número total de traços registrados e observados por unidade de área será representado por N_T . A seção de choque por fóton equivalente para todos os modos de fissão é dada por

$$\sigma_Q = \frac{\eta}{Q \times N_a} \quad (3.4.7.1)$$

A expressão da seção de choque em função do número de traços observados pode ser obtida a partir da distribuição de comprimento de traço como dada pela equação (3.4.4.5), a saber:

$$\frac{dN}{dD} = \frac{\cos^2 \phi_0}{2\xi} \int_{-\infty}^D \frac{\eta}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(D_M - \bar{D}_M)^2}{2\sigma^2} \right] dD_M \quad (3.4.7.2)$$

Como já salientado anteriormente, traços são medidos, na prática, somente a partir de um certo comprimento mínimo observável D_0 . Além disso, para efeito de cálculo, podemos considerar a distribuição normal dos modos de fissão (eq. (3.4.4.1) e Fig. 3.4.4.1.a)) estendida até o comprimento $\bar{D}_M + 3\sigma$. Assim, a equação anterior se transforma para

$$\frac{dN}{dD} = \frac{\cos^2 \phi_0}{2\xi} \int_{\bar{D}_M + 3\sigma}^D \frac{\eta}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(D_M - \bar{D}_M)^2}{2\sigma^2} \right] dD_M, \quad D \geq D_0 \quad (3.4.7.3)$$

A integral sobre D entre os limites D_0 e $\bar{D}_M + 3\sigma$ fornecerá o número total corrigido de traços por unidade de área. Desse modo, e tendo em vista o resultado expresso pela eq. (3.4.6.12), resulta

$$1,15N_T = \frac{\eta \cos \phi_0}{2\xi} \int_{D_0}^{\bar{D}_M + 3\sigma} \int_{D_M + 3\sigma}^D \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(D_M - \bar{D}_M)^2}{2\sigma^2}\right] dD_M dD, \quad D \geq D_0 \quad (3.4.7.4)$$

O cálculo fornece o seguinte resultado:

$$1,15N_T = \frac{\cos \phi_0 \times \eta}{2\xi} \times (\bar{D}_M - D_0). \quad (3.4.7.5)$$

Lembrando, agora, que $\xi = \frac{\bar{D}_M}{\bar{a}_M}$ (eq. (3.4.4.3)), obtemos

$$\eta = 1,15N_T / \left[\frac{1}{2} \bar{a}_M \left(1 - \frac{D_0}{\bar{D}_M} \right) \cos^2 \phi_0 \right], \quad (3.4.7.6)$$

e substituindo na eq. (3.4.7.1) resulta, finalmente,

$$\sigma_Q = \frac{1,15N_T}{Q \frac{\rho N_A}{M} \frac{1}{2} \bar{a}_M \left(1 - \frac{D_0}{\bar{D}_M} \right) \cos^2 \phi_0}. \quad (3.4.7.7)$$

Esta expressão difere daquela obtida para o caso de um modo de fissão (eq.(3.4.3.5)) no fator 1,15 o qual corrige o número de traços observados (cf. Fig. 3.4.6.1), e nas quantidades \bar{a}_M e \bar{D}_M que são os alcances

máximos médios, respectivamente, no alvo e no detector.

A expressão da seção de choque por fóton equivalente pode ainda ser escrita na forma prática operacional, seguinte:

$$\sigma_Q [\mu\text{b}] = \frac{3,82 \times N_o \times M [\text{g}]}{s [\text{mm}^2] Q [10^{12}/\text{cm}^2] \rho [\text{g}/\text{cm}^3] \bar{a}_M [\mu\text{m}] \left(1 - \frac{D_o}{\bar{D}_M}\right) \cos^2 \phi_o} \quad (3.4.7.8)$$

onde N_o representa o número de traços observados na área s .

3.4.7.1 - Determinação de D_o e \bar{D}_M .

A aplicação da eq. (3.4.7.8) para a determinação das seções de choque por fóton equivalente, requer o conhecimento das quantidades D_o , \bar{D}_M e \bar{a}_M . A primeira destas (D_o), é obtida diretamente das distribuições de comprimento de traço tomando-se, para cada condição de irradiação, a média dos dois menores valores de D observados. Nos casos em que o makrofol foi utilizado como detector, verificou-se que os valores de D_o assim estimados não variavam significativamente com a energia incidente para um dado elemento alvo. Assim, foi adotado o valor médio dos valores de D_o dos 4 casos de irradiação para cada elemento alvo. Valores de D_o assim estimados encontram-se no intervalo 3,7-5,1 μm para os casos de makrofol e 7,0-7,8 μm para os de CR-39. A quantidade \bar{D}_M , iden

tificada como o comprimento máximo de traço no detector correspondente ao modo mais provável de fissão, é também obtida diretamente das distribuições observadas de comprimento de traço. Como discutido anteriormente no parágrafo 3.4.6, \overline{D}_M é o comprimento de traço correspondente ao ponto de inflexão das distribuições de comprimento de traço (cf. Figs. 3.4.4.1.c) e, 3.4.6.1) e, conseqüentemente, vem dado por:

$$\overline{D}_M = 2D_{mp} - D_o, \quad (3.4.7.1.1)$$

onde D_{mp} e D_o são os comprimentos mais provável e mínimo respectivamente, nas distribuições observadas de comprimento de traço. Para o tântalo (makrofol como detector) o valor médio de \overline{D}_M foi de 10 μm ; para o alumínio e titânio, valores observados de \overline{D}_M situaram-se entre 8 e 9 μm , e para os demais alvos entre 6,5 e 7,5 μm .

3.4.7.2 - Determinação de \overline{a}_M

Primeiramente, recordemos que a quantidade \overline{a}_M representa o alcance máximo no alvo dos fragmentos correspondentes ao modo mais provável (médio) de fissão. Portanto, o primeiro passo a ser dado é estimar o fragmento médio típico de fissão para cada condição de irradiação.

A energia média \overline{K} dos fótons incidentes capaz de produzir fissão num dado alvo exposto a um feixe de radiação de frenamento de energia máxima E_o pode ser estimada fazendo-se a aproximação $1/K$ para o es-

pectro de energia. Assim, temos:

$$\bar{K} = \frac{\int_{E_L}^{E_0} K \frac{dK}{K}}{\int_{E_L}^{E_0} \frac{dK}{K}} = \frac{E_0 - E_L}{\ln \frac{E_0}{E_L}}, \quad (3.4.7.2.1)$$

onde E_L é a energia limiar "experimental" de fotofissão. Valores de E_L foram estimados a partir das curvas de rendimento de fotofissão obtidos por Methasiri e Johansson⁽²²⁾ para elementos alvo cobrindo o intervalo chumbo-níquel Fig. 3.4.7.2.1.

De posse dos valores médios da energia do fóton incidente para cada condição de irradiação, o fragmento típico de fissão $\frac{A}{Z}X$ (admitida a fissão simétrica) foi estimado de tal modo que Z e A são dados por:

$$Z = \frac{Z_t}{2} - \frac{\Delta z + \Delta Z}{4}$$

$$A = \frac{A_t}{2} - \frac{\Delta z + \Delta n + \Delta A}{4}, \quad (3.4.7.2.2)$$

onde Z_t e A_t referem-se ao número atômico e número de massa do núcleo alvo; Δz e Δn representam o número de prótons e neutrons, respectivamente, emitidos na cascata; ΔZ e ΔA denotam o número total de prótons e nucleons perdidos pelo núcleo alvo (perda nominal) após a interação do fóton incidente de energia \bar{K} . Valores de Δz , Δn , ΔZ e ΔA foram extraídos do trabalho de Barashenkov e colaboradores⁽⁴²⁾. Os fragmentos típicos (mé

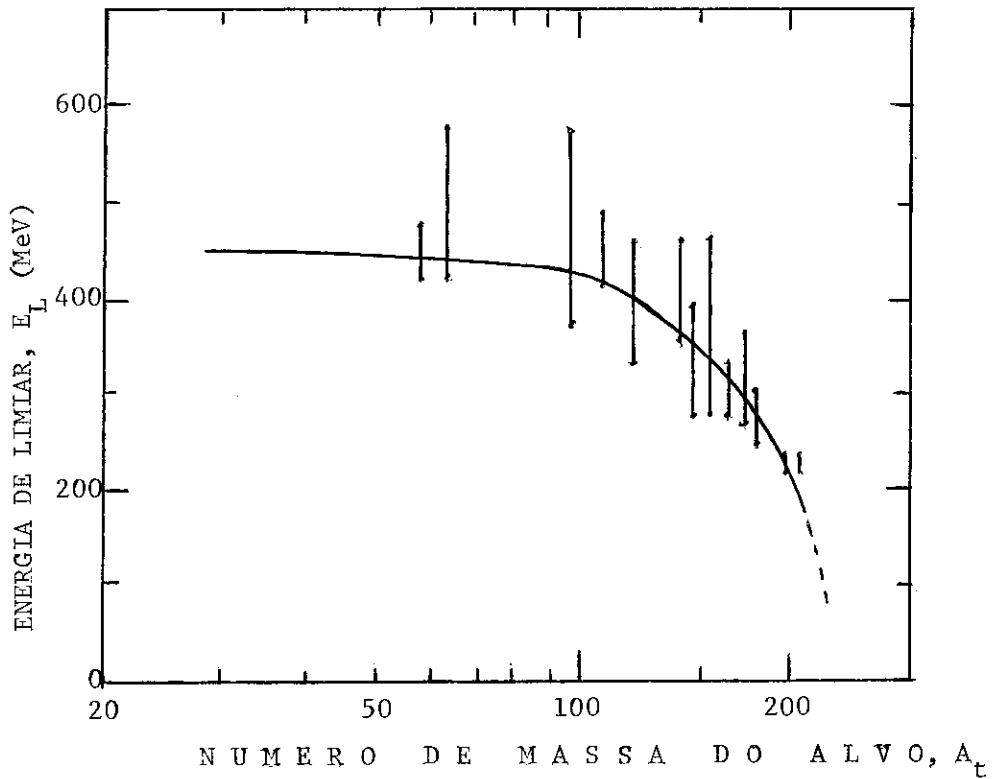


Fig. 3.4.7.2.1 - Energia de limiar (experimental), de fotofissão, E_L (MeV), em função do número de massa do núcleo alvo. As barras mostram os intervalos de valores extraídos das curvas de rendimento de fotofissão obtidas por Methasiri e Johansson⁽²²⁾; a curva é um traçado a olho.

dio) de fotofissão obtidos, para as condições de irradiação do presente trabalho, acham-se mostrados na Tabela 3.4.7.2.1.

Finalmente, para cada fragmento típico de fissão são construídas as curvas alcance-energia para alvo e detector do tipo das ilustradas na Fig. 3.4.1.1.a) (a rotina do cálculo destas curvas obedeceu os procedimentos por Anderssen e Ziegler⁽⁵⁷⁾). Para cada caso, o valor de \bar{a}_M é aquele correspondente a energia cinética do fragmento típico que fornece o valor de \bar{D}_M nas distribuições observadas de comprimento de traço. Um exemplo ilustrativo de determinação de \bar{a}_M está mostrado na (Fig. 3.4.7.2.2).

Tabela 3.4.7.2.1 - Fragmento típico (médio) de fissão para as várias condições de irradiação.

Núcleo Alvo	Limiar "exper." de fotofissão * E_L (GeV)	Energia máxima do feixe E_0 (GeV)	Energia média incidente ** \bar{K} (GeV)	Fragmento "médio" de fotofissão ***
Al	~ 0,46	0,8	0,61	B^{11}
		1,0	0,70	B^{11}
		1,4	0,84	B^{10}
		1,8	0,98	B^{10}
Ti	~ 0,45	0,8	0,61	Ne^{21}
		1,0	0,69	F^{20}
		1,4	0,84	F^{20}
		1,8	0,97	F^{20}
Co	~ 0,45	0,8	0,61	Mg^{26}
		1,0	0,69	Mg^{26}
		1,4	0,84	Mg^{26}
		1,8	0,97	Mg^{25}
Zr	~ 0,44	0,8	0,60	K^{41}
		1,0	0,68	Ar^{41}
		1,4	0,83	Ar^{41}
		1,8	0,97	Ar^{40}
Nb	~ 0,43	0,8	0,60	K^{42}
		1,0	0,68	K^{42}
		1,4	0,82	K^{42}
		1,8	0,96	K^{41}

(continua)

continuação:

Ag	~ 0,42	0,8	0,59	Ti ⁵⁰
		1,0	0,67	Ti ⁵⁰
		1,4	0,81	Ti ⁴⁹
		1,8	0,95	Ti ⁴⁹
In	~ 0,40	0,8	0,58	V ⁵³
		1,0	0,65	V ⁵³
		1,4	0,80	V ⁵²
		1,8	0,93	V ⁵²
Nd	~ 0,36	0,8	0,55	Cu ⁶⁸
		1,0	0,63	Cu ⁶⁷
		1,4	0,77	Ni ⁶⁷
		1,8	0,89	Ni ⁶⁶
Sm	~ 0,35	0,8	0,54	Zn ⁷¹
		1,0	0,62	Zn ⁷⁰
		1,4	0,76	Cu ⁷⁰
		1,8	0,89	Cu ⁶⁹
Ta	~ 0,27	0,8	0,49	Br ⁸⁶
		1,0	0,56	Br ⁸⁵
		1,4	0,69	Br ⁸⁵
		1,8	0,81	Br ⁸⁴

* Cf. Fig. 3.4.7.2.1

** Cf. Eq. (3.4.7.2.1)

*** Estimados mediante as eqs. (3.4.7.2.2) e dados extraídos do trabalho de Barashenkov et al.⁽⁴²⁾.

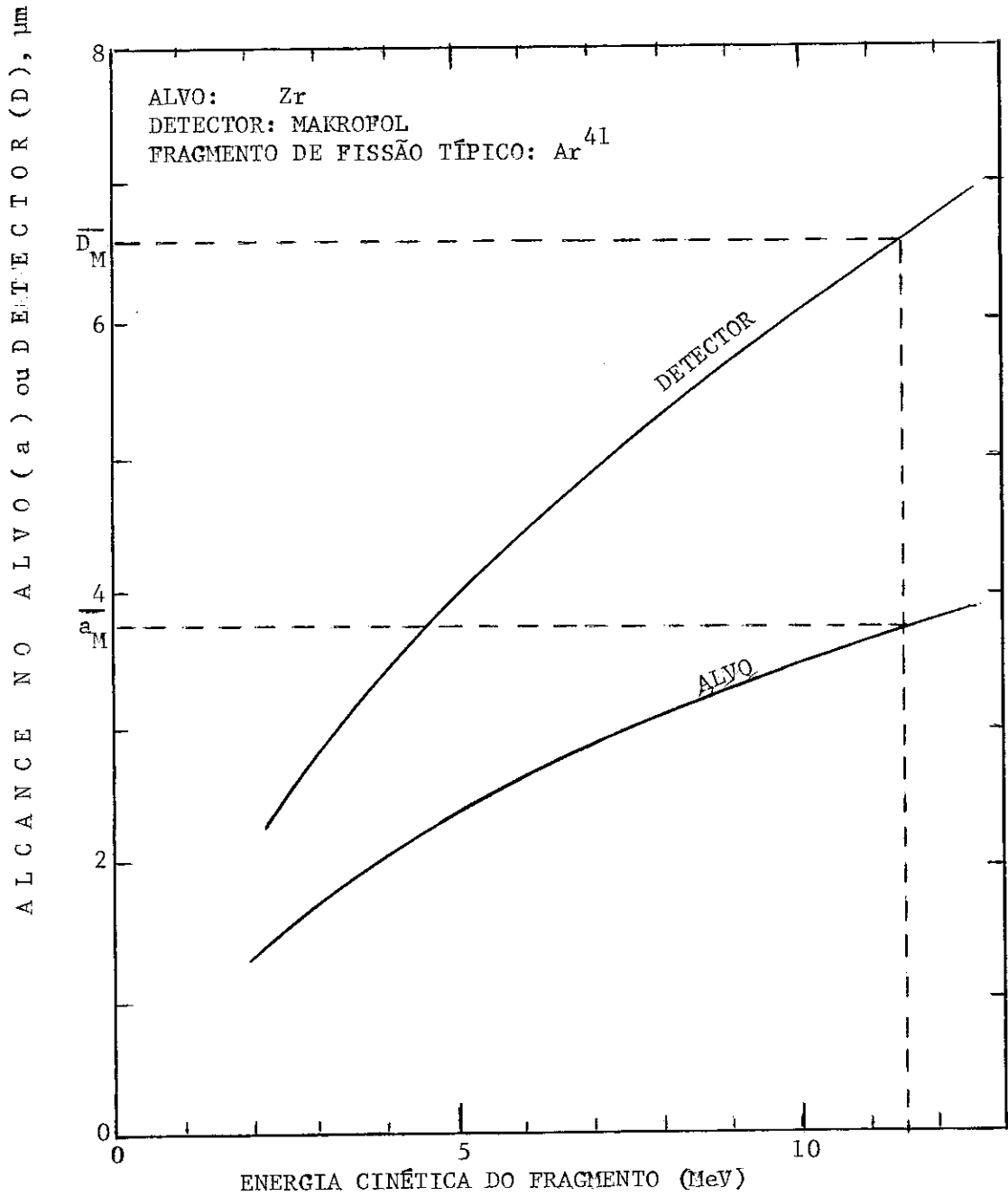


Fig. 3.4.7.2.2 - CURVAS DE ALCANCE-ENERGIA PARA O FRAGMENTO DE FISSÃO TÍPICO DO Zr, indicando-se os valores de \bar{D}_M e \bar{a}_M .

CAPÍTULO IV

RESULTADOS E DISCUSSÃO.4.1 - Rendimentos de Fotofissão.4.1.1 - Neodímio e Samário.

Os rendimentos de fotofissão (seções de choque por fóton equivalente) para as diversas condições de irradiação do presente trabalho foram obtidas mediante as expressões deduzidas no Capítulo anterior de acordo com as peculiaridades (espessura do alvo e natureza do detector) de cada caso. Consideremos, inicialmente, os rendimentos obtidos nos casos em que foram utilizados alvos finos (cf. parágrafo 3.3). Para os alvos de Nd e makrofol como detector os rendimentos foram determinados mediante a expressão

$$\sigma_Q [\mu\text{b}] = \frac{2,85 \times N}{s [\text{cm}^2] Q [10^{12}/\text{cm}^2] m [\text{mg}]} \quad (4.1.1.1)$$

em que N é o número de traços de fissão observados na área s , Q é o número de fótons equivalentes que incidiram por unidade de área, e, m a massa total do elemento alvo. Para os alvos de Nd e folhas de mica como detector a expressão do rendimento é:

$$\sigma_Q [\mu\text{b}] = \frac{3,13 \times N}{s [\text{mm}^2] m [\text{mg}]} \quad (4.1.1.2)$$

e para os alvos de Sm e sanduíches de mica como detector, a expressão utilizada foi

$$\sigma_Q [\mu\text{b}] = \frac{5,80 \times N}{s [\text{mm}^2] m [\text{mg}]} \quad (4.1.1.3)$$

As diversas chapas foram reexaminadas para controle da determinação da quantidade N/s (população de traços), não tendo sido observadas diferenças significativas em N/s a partir de duas determinações independentes. As estimativas de erro na determinação de σ_Q foram obtidas considerando-se apenas flutuação estatística das grandezas envolvidas, e o erro global associado, como uma combinação daquelas, utilizando-se os métodos usuais de propagação de erro. Os resultados para os casos de alvo fino estão mostrados na Tabela 4.1.1.1.

Tabela 4.1.1.1 - Rendimentos de Fotofissão para Nd e Sm.

Alvo	Detector	Energia máxima do feixe E_0 (GeV)	Rendimento $\sigma_Q [\mu\text{b}]$
Nd	makrofol	0,8	$6,3 \pm 0,9$
		1,0	$3,9 \pm 0,6$
		1,4	$4,1 \pm 0,6$
		1,8	8 ± 1
Nd	Folha de Mica	0,8	19 ± 3
		1,0	11 ± 2
		1,4	20 ± 3
		1,8	31 ± 4
Sm	Sanduíche de Mica	0,8	58 ± 9
		1,0	29 ± 4
		1,4	45 ± 7
		1,8	40 ± 6

Como pode ser visto na Tabela, os rendimentos obtidos são extremamente pequenos (unidades ou dezenas de μb), o que torna necessário a utilização de feixes de radiação de frenamento muito intensos (10^{13} - 10^{14} fótons equivalentes/ cm^2) durante as irradiações para que se possa ter uma boa estatística de contagem de eventos. É possível, entretanto, que feixes muito intensos modifiquem de alguma forma a resposta dos detectores utilizados para fragmentos de fissão, o que pode ser uma possível explicação para as diferenças encontradas nos rendimentos para o Nd quando se utiliza makrofol e mica.

Os rendimentos da fotofissão do Nd e Sm estão postos no gráfico da Fig. 4.1.1.1 em função da energia máxima do feixe (gráficos semi-log). Como os rendimentos das reações são cumulativos na energia máxima da radiação de frenamento, uma função $\sigma_Q(E_0)$, que se ajusta aos dados experimentais deve ser monotona crescente. Além disso, no caso presente, como é pequeno o número de medidas cobrindo o intervalo $0,8 \leq E_0 [\text{GeV}] \leq 1,8$, devemos admitir uma dependência linear entre σ_Q e $\ln E_0$ (a escolha da variável $\ln E_0$ para representar os rendimentos σ_Q tornar-se-á clara no parágrafo seguinte quando da determinação da seção de choque absoluta de fotofissão). Desse modo, foram ajustadas pelo método dos mínimos quadrados as retas mostradas na Fig. 4.1.1.1. Os rendimentos obtidos para 0,8 GeV foram rejeitados por se afastarem por mais de um fator 2 do andamento linear obtido com os demais. Muito provavelmente erros sistemáticos ou acidentais (não identificados) são a causa dos rendimentos excessivos encontrados para $E_0 = 0,8$ GeV.

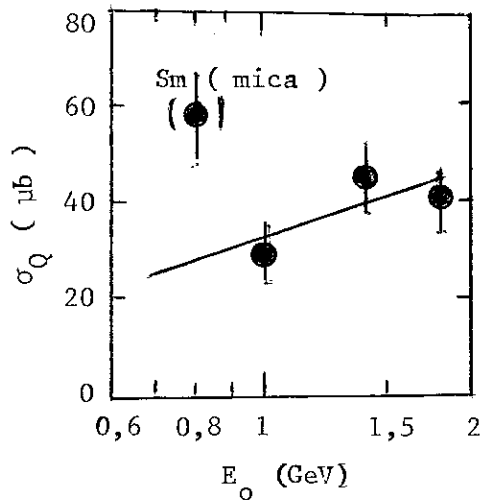
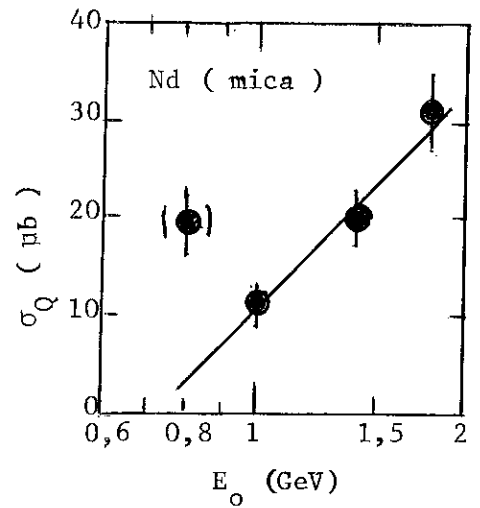
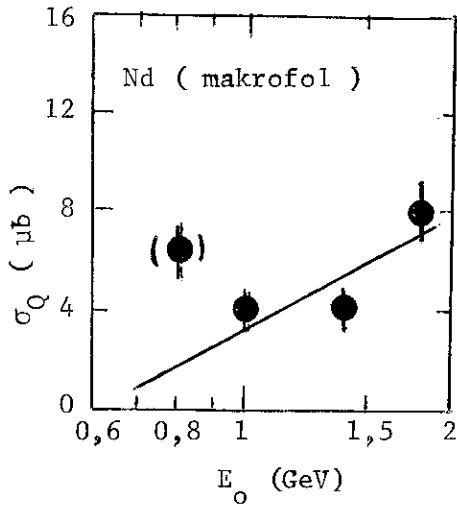


Fig. 4.1.1.1 - Rendimentos de fotofissão do Nd e Sm em função da energia máxima do feixe de radiação de frenamento (gráficos semi-log)

4.1.2 - Alumínio e Titânio.

Os rendimentos de fotofissão para Alumínio e Titânio foram determinados a partir de medidas feitas utilizando CR-39 como detector e alvos espessos dos referidos elementos, para os quais a expressão geral da seção de choque por fóton equivalente é a seguinte (cf. eq. (3.4.7.8)):

$$\sigma_Q [\mu b] = \frac{3,82 N_0 \times M [g]}{s [\text{mm}^2] Q [10^{12}/\text{cm}^2] \rho [\text{g}/\text{cm}^3] a_M [\mu m] \left(1 - \frac{D_Q}{D_M}\right) \cos^2 \phi_0} \cdot \quad (4.1.2.1)$$

Primeiramente, uma análise detalhada dos valores observados para ϕ_0 mostrou que se pode considerar ϕ_0 independente das condições de irradiação, isto é, o ângulo crítico ϕ_0 mostrou ser unicamente, na média, dependente do detector. O valor médio de ϕ_0 obtido para as placas de CR-39 utilizadas nas condições do presente trabalho foi

$$\phi_0 = 16^\circ \pm 3^\circ, \quad (4.1.2.2)$$

o qual fornece um erro para $\cos^2 \phi_0$ da ordem de 3 %. Para ambos os elementos Al e Ti e todas as energias máximas de radiação de frenamento, $Q = 1,0 \times 10^{12}$ fótons equivalentes/cm². Em particular, para o Al, tem-se: $\rho = 2,7 \text{ g/cm}^3$, $M = 27 \text{ g}$ e $\bar{a}_M = 7,4 \mu m (\pm 3\%)$. Para o Ti, estas quantidades são as seguintes: $\rho = 4,5 \text{ g/cm}^3$, $M = 47,9 \text{ g}$ e $\bar{a}_M = 5,2 \mu m (\pm 10\%)$. De modo que as expressões para os rendimentos da fotofissão do Al e Ti

foram obtidos como

$$\text{Al: } \sigma_Q [\mu\text{b}] = \frac{5,56 \times N_0}{s [\text{mm}^2] \left(1 - \frac{D_0}{D_M}\right)} \quad (4.1.2.3)$$

$$\text{Ti: } \sigma_Q [\mu\text{b}] = \frac{8,42 \times N_0}{s [\text{mm}^2] \left(1 - \frac{D_0}{D_M}\right)} \quad (4.1.2.4)$$

Em cada caso, as determinações de D_0 e $\overline{D_M}$ foram feitas com erro de 10 % : as populações de traço, N_0/s , com erro de 5 % para o Al e 6 % para o Ti. Desse modo, o erro global máximo para os rendimentos de fotofissão do Al foi cerca de 16% e para o Ti cerca de 19%. Os resultados das seções de choque por fóton equivalente acham-se mostrados na Tabela 4.1.2.1.

Tabela 4.1.2.1 - Rendimentos de Fotofissão para Al e Ti.

Alvo	Detector	Energia máxima do feixe		Rendimento
		E_0 (GeV)		
				$\sigma_Q [\mu\text{b}]$
Al	CR-39	0,8		$(5,6 \pm 0,9) \times 10^2$
		1,0		$(5,5 \pm 0,9) \times 10^2$
		1,4		$(6 \pm 1) \times 10^2$
		1,8		$(9 \pm 1) \times 10^2$
Ti	CR-39	0,8		$(4,9 \pm 0,9) \times 10^2$
		1,0		$(7 \pm 1) \times 10^2$
		1,4		$(7 \pm 1) \times 10^2$
		1,8		$(12 \pm 2) \times 10^2$

Observa-se que os dados da Tabela indicam para o Al e Ti rendimentos de fissão da ordem de centenas de pb, isto é, até 2 ordens de grandeza maiores que os de Nd e Sm. A razão deste fato pode ter origem nas diferenças entre as alturas de barreira de fissão e energias de excitações médias do núcleo médio que sofre fissão na etapa de evaporação.

Os dados da Tabela 4.1.2.1 acham-se também representados na Fig. 4.1.2.1 em que os valores de σ_Q estão em função do $\ln E_0$.

As retas representam ajustes aos pontos experimentais pelo método dos mínimos quadrados.

4.1.3 - Cobalto, Zircônio, Nióbio, Prata, Índio e Tântalo.

Co, Zr, Nb, Ag, In e Ta tiveram os rendimentos de fotofissão determinados a partir de alvos espessos e makrofol como detector. A eq. (4.1.2.1) também se aplica para estes casos. O valor médio do ângulo crítico ϕ_0 para o makrofol foi determinado como sendo

$$\phi_0 = 14^\circ \pm 3^\circ, \quad (4.1.3.1)$$

o que conduz a um erro de 3% para $\cos^2 \phi_0$. Os valores das demais grandezas que entram na eq. (4.1.2.1), e/ou o erro associado, estão mostrados na Tabela 4.1.3.1 para os vários elementos.

A combinação dos erros das diversas grandezas conduziu a um erro médio global (apenas estatístico) para σ_Q de cerca de 19%. Os resultados das seções de choque por fóton equivalente estão mostrados na Tabela

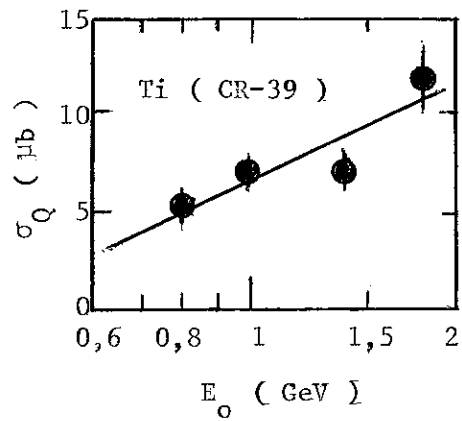
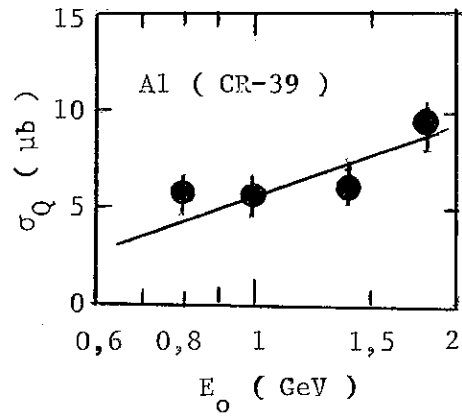


Fig. 4.1.2.1 - Rendimentos de fotofissão do Al e Ti em função da energia máxima do feixe de radiação de frenamento (gráficos semi-log)

Tabela 4.1.3.1 - Valores médios e/ou erros associados das grandezas envolvidas na determinação do rendimento de fotofissão do Co, Zr, Nb, Ag, In e Ta (makrofol como detector).

Alvo	Massa específica ρ [g/cm ³]	Átomo-grama M [g]	\bar{a}_M [μm]	D_o [μm]	\bar{D}_M [μm]	δN_o /s
Co	8,9	59	3,1±(10%)	3,7±(10%)	6,5±(10%)	7%
Zr	6,5	91,2	3,8±(10%)	4,0±(10%)	6,6±(10%)	8%
Nb	8,57	93	3,3±(10%)	3,7±(10%)	7,8±(10%)	7%
Ag	10,5	107,9	3,8±(10%)	3,8±(10%)	7,9±(10%)	7%
In	7,31	114,8	5,1±(10%)	4,0±(10%)	7,9±(10%)	8%
Ta	16,65	181	5,0±(10%)	5,0±(10%)	10±(10%)	6%

4.1.3.2, cujos dados acham-se também mostrados na Fig. 4.1.3.1, na qual os valores de σ_Q estão em função de $\Omega n E_o$. Pontos experimentais entre parênteses foram rejeitados para o ajuste das retas pelo método dos mínimos quadrados.

4.2 - Seções de Choque Absolutas de Fotofissão.

As seções de choque por fóton equivalente, $\sigma_Q(E_o)$, representam rendimentos cumulativos de fotofissão, uma vez que são considerados para a determinação de σ_Q todos os eventos de fissão induzidos por fótons de um feixe de radiação de frenamento oujas energias se estendem desde E_L ("limiar" de fotofissão) até E_o . Além disso, o rendimento de fotofissão não é uma grandeza absoluta, de vez que depende da distribuição espectral dos fótons do feixe, a qual pode variar com as características da

Tabela 4.1.3.2 - Rendimentos de Fotofissão para Co, Zr, Nb, Ag, In e Ta
(makrofol como detector).

Alvo	Energia máxima do feixe E_0 [GeV]	Rendimento σ_Q [μb]
Co	0,8	$4,8 \pm 0,9$
	1,0	12 ± 2
	1,4	11 ± 2
	1,8	32 ± 6
Zr	0,8	12 ± 2
	1,0	12 ± 2
	1,4	14 ± 3
	1,8	18 ± 3
Nb	0,8	9 ± 2
	1,0	8 ± 2
	1,4	12 ± 2
	1,8	13 ± 3
Ag	0,8	9 ± 2
	1,0	11 ± 2
	1,4	16 ± 3
	1,8	18 ± 3
In	0,8	9 ± 2
	1,0	8 ± 2
	1,4	25 ± 5
	1,8	38 ± 7
Ta	0,8	40 ± 8
	1,0	$(9 \pm 2) \times 10$
	1,4	$(6 \pm 1) \times 10$
	1,8	$(9 \pm 2) \times 10$

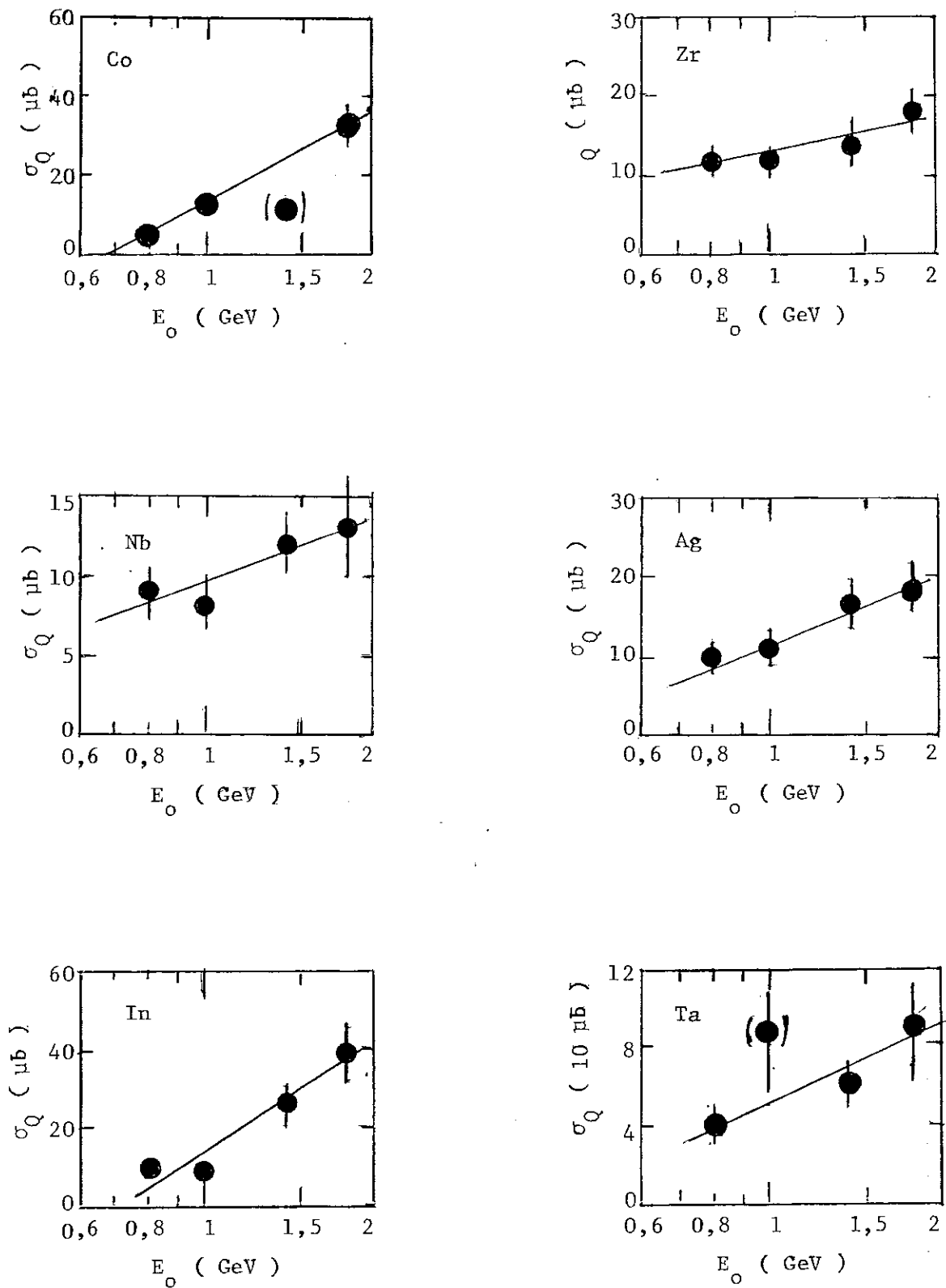


Fig. 4.1.3.1 - Rendimentos de fotofissão do Co, Zr, Nb, Ag, In e Ta em função da energia máxima do feixe de radiação de frenamento, (detector makrofol), (gráficos semi-log).

máquina geradora da radiação de frenamento e de acordo com a geometria de irradiação (59).

Para se determinar a seção de choque absoluta de fissão, $\sigma(K)$, para fótons monoenergéticos de energia K , torna-se imprescindível estabelecer a relação entre $\sigma(K)$ e $\sigma_Q(E_0)$. Seja N_a o número de átomos por unidade de volume de um certo alvo, e $n(K, E_0)dK$ o número de fótons que incidem por unidade de área e que têm energia máxima E_0 . Então, o número de eventos de fotofissão produzidos por unidade de volume do alvo será

$$d\eta = N_a \sigma(K)n(K, E_0)dK, \quad (4.2.1)$$

e o total de eventos produzidos por unidade de volume será

$$\eta = N_a \int_{E_L}^{E_0} \sigma(K)n(K, E_0)dK, \quad (4.2.2)$$

Porém, o rendimento da reação (o qual é determinado experimentalmente) é (cf. eq. (3.4.7.1)) dado por

$$\sigma_Q(E_0) = \frac{\eta}{Q \times N_a}, \quad (4.2.3)$$

de modo que a eq. (4.2.2) se transforma para

$$\sigma_Q(E_0) = \frac{1}{Q} \int_{E_L}^{E_0} \sigma(K)n(K, E_0)dK, \quad (4.2.4)$$

sendo Q o número de fótons equivalentes. A função $n(K, E_0)/Q$ representa o "espectro de radiação de frenamento normalizado". É costume, ainda, derivar-se a "função intensidade normalizada do espectro de radiação de frenamento" como sendo:

$$I(K, E_0) = \frac{Kn(K, E_0)}{Q} . \quad (4.2.5)$$

Assim, a eq. (4.2.4) toma a forma

$$\sigma_Q(E_0) = \int_{E_L}^{E_0} \sigma(K) I(K, E_0) \frac{dK}{K} . \quad (4.2.6)$$

Na Fig. 4.2.1 estão mostradas as intensidades normalizadas dos espectros de radiação de frenamento "ideais" segundo Schiff⁽⁶⁰⁾ para as energias máximas 0,8 e 1,8 GeV.

Embora os espectros de radiações de frenamento sejam aproximações muito boas para os espectros determinados experimentalmente, o pequeno número de medidas de rendimentos de fotofissão disponível não permite definir a função $\sigma_Q(E_0)$ (ver Figs. 4.1.1.1., 4.1.2.1 e 4.1.3.1). Neste caso, é bastante considerar a aproximação $1/K$ para o espectro da radiação (também conhecida como aproximação "quadrada" do espectro; Ver Fig. 4.2.1). Assim, a intensidade normalizada do espectro será a função

$$I(K, E_0) = \begin{cases} 1, & K \leq E_0 \\ 0, & K > E_0 \end{cases} , \quad (4.2.7)$$

com o que a relação entre $\sigma_Q(E_0)$ e $\sigma(K)$ se escreverá

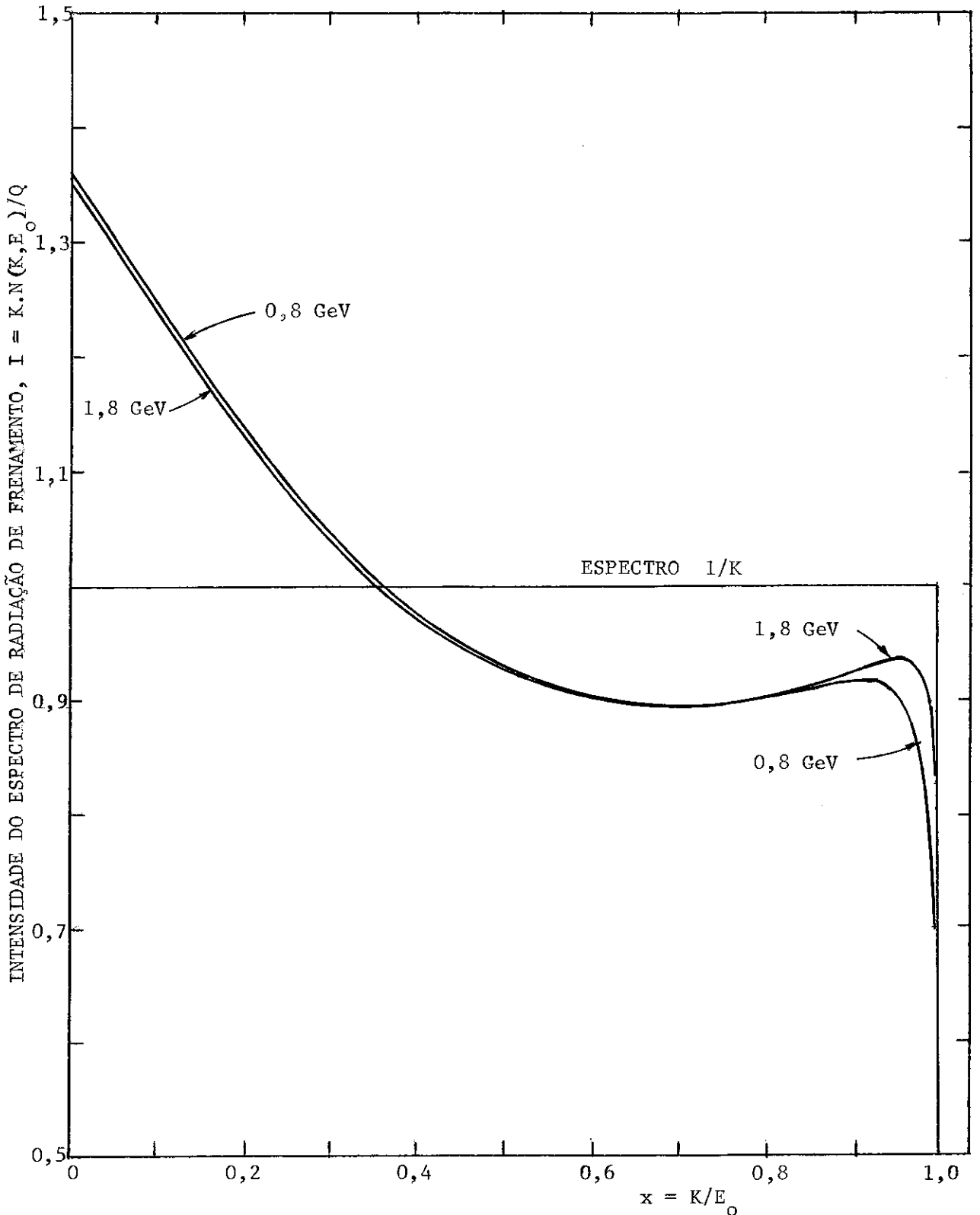


Fig. 4.2.1 - Intensidades dos espectros de radiação de frenamento normalizadas "ideais" para as energias máximas 0,8 e 1,8 GeV conforme Schiff⁽⁶⁰⁾.

$$\sigma_Q(E_0) = \int_{E_L}^{E_0} \sigma(K) \frac{dK}{K} . \quad (4.2.8)$$

A solução desta equação integral fornecerá a seção de choque absoluta de fotofissão, $\sigma(K)$. Para se encontrar uma solução utiliza-se o artifício de que $\sigma(K)$ pode ser considerado constante num pequeno intervalo de energia ΔE_0 . Assim, temos:

$$\sigma_Q(E_0 + \Delta E_0) = \int_{E_L}^{E_0 + \Delta E_0} \sigma(K) \frac{dK}{K} = \int_{E_L}^{E_0} \sigma(K) \frac{dK}{K} + \sigma \int_{E_0}^{E_0 + \Delta E_0} \frac{dK}{K} , \quad (4.2.9)$$

e por subtração de (4.2.8), obtemos:

$$\sigma_Q(E_0 + \Delta E_0) - \sigma_Q(E_0) = \Delta \sigma_Q = \sigma \Delta \ln E_0 . \quad (4.2.10)$$

Finalmente, no caso limite de $\Delta E_0 \rightarrow 0$, resulta

$$\sigma = \frac{d\sigma_Q}{d \ln E_0} . \quad (4.2.11)$$

Com este resultado concluímos que, na aproximação "quadrada" da intensidade do espectro de radiação de frenamento, a seção de choque absoluta de fotofissão é o coeficiente angular da curva de rendimento de fotofissão $\sigma_Q = f(\ln E_0)$. Esta é a razão pela qual os rendimentos de fotofissão foram representados em função de $\ln E_0$ nas figuras do parágrafo ante-

rior. Além disso, como foi admitida a dependência linear entre σ_Q e $\ln E_0$, no intervalo $0,8 \leq E_0 [\text{GeV}] \leq 1,8$, o que finalmente se obtém por (4.2.11) é a seção de choque média absoluta, de fotofissão, $\overline{\sigma}_F$, no intervalo de energia considerado. As retas ajustadas aos pontos experimentais nas Figs. 4.1.1.1, 4.1.2.1 e 4.1.3.1 tem, pois, por equação

$$\sigma_Q(E_0) = \overline{\sigma}_F \ln E_0 + \sigma_Q(1 \text{ GeV}), \quad E_0 [\text{GeV}]. \quad (4.2.12)$$

Uma estimativa para o erro $\overline{\delta\sigma}_F$ associado aos valores de $\overline{\sigma}_F$ então obtidos pode ser conseguida se observarmos que os erros de σ_Q devem influir no erro de $\overline{\sigma}_F$. No intervalo de energia 0,8-1,8 GeV, o erro $\overline{\sigma}_F$ foi determinado da seguinte maneira:

$$\overline{\delta\sigma}_F = 1,23 \sqrt{[\overline{\delta\sigma}_Q(1,8)]^2 + [\overline{\delta\sigma}_Q(0,8)]^2} \quad (4.2.13)$$

Os resultados para $\overline{\sigma}_F$ estão mostrados preliminarmente na Fig. 4.2.2 comparado com outros autores. (veja também a Tabela 4.3.1, onde se indicam os valores de $\overline{\sigma}_F$ e os erros associados).

Apesar das aproximações introduzidas no cálculo e das incertezas inerentes à determinação de $\overline{\sigma}_F$, pode-se ver que a seção de choque de fotofissão à energias intermediárias exibe um largo mínimo que se estende aproximadamente do número de massa 70 a 160. Este resultado concorda qualitativamente com o andamento das alturas das barreiras de fissão em função do número de massa como calculadas pelo modelo da gôta líquida pa

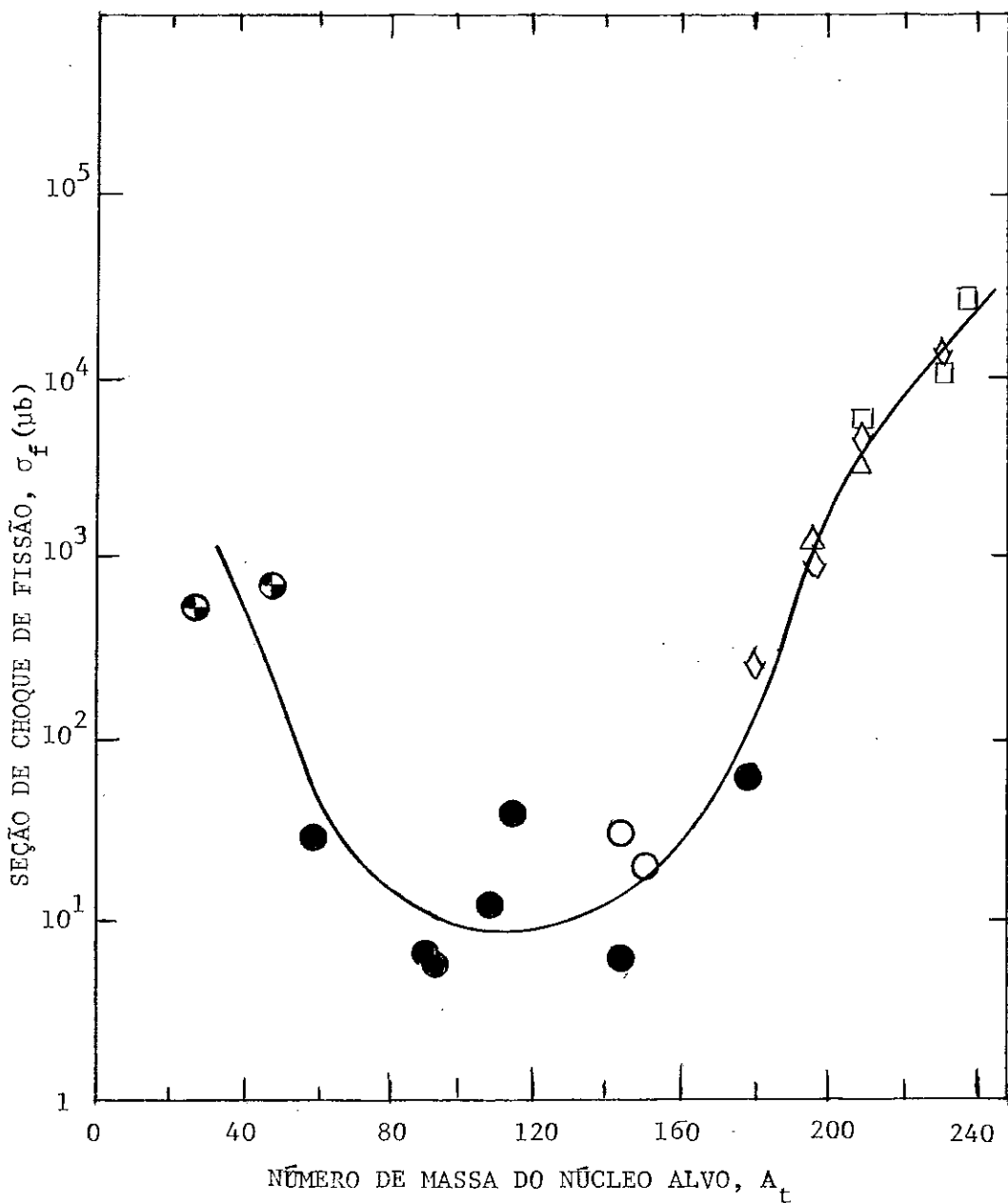


Fig. 4.2.2 - Seção de choque de fissão contra número de massa do núcleo alvo.

- CR-39
- Makrofol
- Mica
- ◇ Vidro por Vartapetyan e col⁽⁷⁾
- △ Vidro por Kroon e Forkman⁽⁹⁾
- Emulsão Nuclear por De Carvalho e col⁽¹⁰⁾

A curva é um traçado feito a olho para mostrar o andamento.

ra a fissão⁽⁵²⁾ (cf. Fig. 1.6.2).

4.3 - Fissionabilidade Nuclear.

É importante também conhecer a probabilidade de fissão dos núcleos de massa intermediária quando bombardeados com fótons de energia no intervalo 0,8-1,8 GeV. Esta quantidade, conhecida na literatura como fissionabilidade nuclear, representa a fração dos eventos de fissão respeito à totalidade dos eventos inelásticos, e é a grandeza utilizada correntemente para comparação com estimativas teóricas da probabilidade de fissão que são obtidas, a partir dos modelos de reações nucleares a alta energia e de fissão^(3,48). Fixados, então, o núcleo alvo e a energia do fóton incidente, a fissionabilidade nuclear, f , é definida como

$$f(Z,A,K) = \frac{\sigma_f(Z,A,K)}{\sigma_t(Z,A,K)}, \quad (4.3.1)$$

onde σ_f representa a seção de choque de fotofissão e σ_t a seção de choque total de fotoabsorção nuclear (isto é, seção de choque total inelástica). Para o intervalo de energia 0,8-1,8 GeV, podemos tomar valores médios de σ_f e σ_t e, assim, obter a fissionabilidade nuclear média, \bar{f} , no intervalo de energia considerado, isto é,

$$\bar{f}(Z,A) = \frac{\overline{\sigma_f}(Z,A)}{\overline{\sigma_t}(Z,A)}, \quad 0,8 \leq K[\text{GeV}] \leq 1,8; \quad (4.3.2)$$

onde $\overline{\sigma_f}$ está determinado como se acha descrito no parágrafo anterior. Pa

ra fótons de energia maior que o limiar de dupla produção de mésons (K \geq 0,35 GeV) a seção de choque total de fotoabsorção nuclear é (ver Brodsky e Pumplin⁽⁶¹⁾) dada por

$$\sigma_t(Z, A, K) = A \sigma_o(K) \delta(Z, A, K), \quad (4.3.3)$$

onde A é o número de massa, σ_o é a seção de choque total de fotoabsorção (fotodesintegração) do nucleon e δ é o coeficiente que leva em conta o efeito de blindagem do núcleo pela superfície nuclear. Valores de σ_o em função da energia K foram retirados do trabalho de Damashek e Gilman⁽⁶²⁾ (por simplicidade, não se levou em conta o movimento dos nucleons).

Embora o fator de blindagem δ varie com a energia do fóton, não são observadas diferenças significativas para os diversos núcleos estudados no intervalo de energia 0,8-1,8 GeV (o efeito de blindagem do núcleo pela superfície nuclear se faz sentir principalmente para energias superiores a 2 GeV; para detalhes, consultar a ref.⁽⁶¹⁾). A dependência do fator δ com a energia para os núcleos de C¹², Cu⁶⁴ e Pb²⁰⁷ é mostrada na Fig. 4.3.1. Tomando o Cu⁶⁴ como núcleo representativo, da figura tiramos

$$\delta(K) = \begin{cases} 1, & K \leq 1 \text{ GeV} \\ -0,083K + 1,083, & 1 \leq K [\text{GeV}] \leq 2. \end{cases} \quad (4.3.4)$$

Construiu-se, então, a curva $\sigma_o \delta$ em função da energia do fóton, a par-

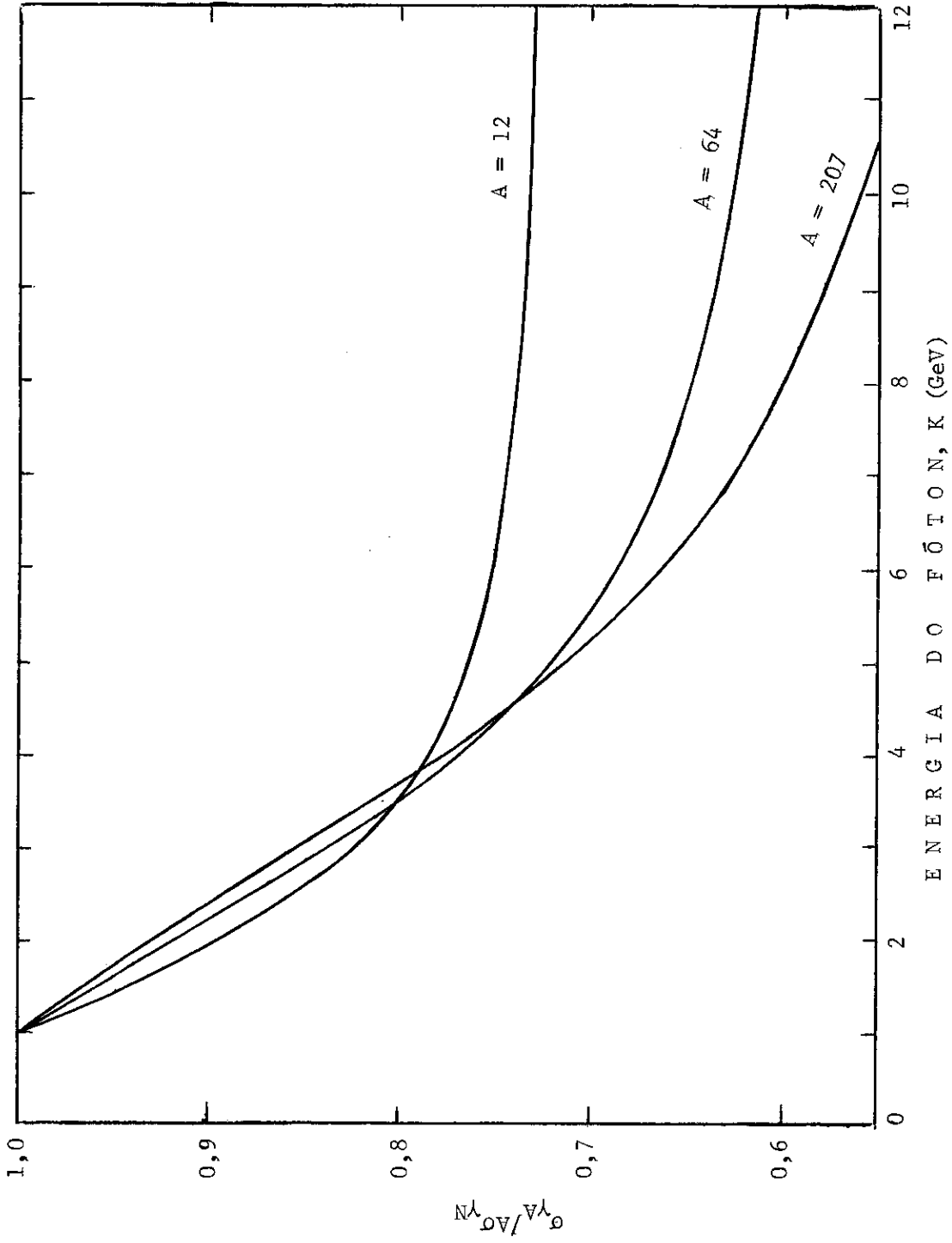


Fig. 4.3.1 - Fração de nucleons que efetivamente considera-se poder reagir com o fóton como função da energia (Figura reproduzida do trabalho de Brodsky e Pumplin (61)).

tir da qual foi calculado o valor médio $\overline{\sigma_0 \delta} = 180 \mu\text{b}$ no intervalo de energia $0,8 \leq K [\text{GeV}] \leq 1,8$ (ver Fig. 4.3.2). Desse modo, a seção de choque total inelástica média é obtida de (4.3.3) como

$$\overline{\sigma_t(A)} = A \overline{\sigma_0 \delta} = 180 A \mu\text{b} \quad , \quad (4.3.5)$$

e, finalmente, a fissionabilidade nuclear média no intervalo de energia considerado, pode ser obtida de

$$\overline{f}(Z,A) = \frac{\overline{\sigma_f} [\mu\text{b}]}{180A} \quad . \quad (4.3.6)$$

Ambas as quantidades $\overline{\sigma_f}$ e \overline{f} estão relacionados na Tabela 4.3.1. A fissionabilidade dos núcleos estudados estão também indicados na figura 4.3.3, onde pode ser comparada com resultados de diversos autores que efetuaram medidas de fotofissão na faixa de núcleos intermediários.

4.4 - Discussão dos Resultados.

Como se pode ver na Tab. 4.3.1 e na Fig. 4.3.3., os valores da fissionabilidade média, \overline{f} , encontrados, são comparáveis aos resultados de outros autores, tanto aos experimentais como às estimativas realizadas com base nos modelos de fissão.

Em experiências desta natureza é comum encontrarmos resultados de diferentes laboratórios, que diferem entre si por um fator de até 100 vezes, enquanto para o presente trabalho constatamos que:

A fissionabilidade obtida para o Ta é cerca de apenas 2,5 vezes menor que a de V.Emma e col. ⁽²⁴⁾ e 3,5 vezes menor que a de T.Methasiri e

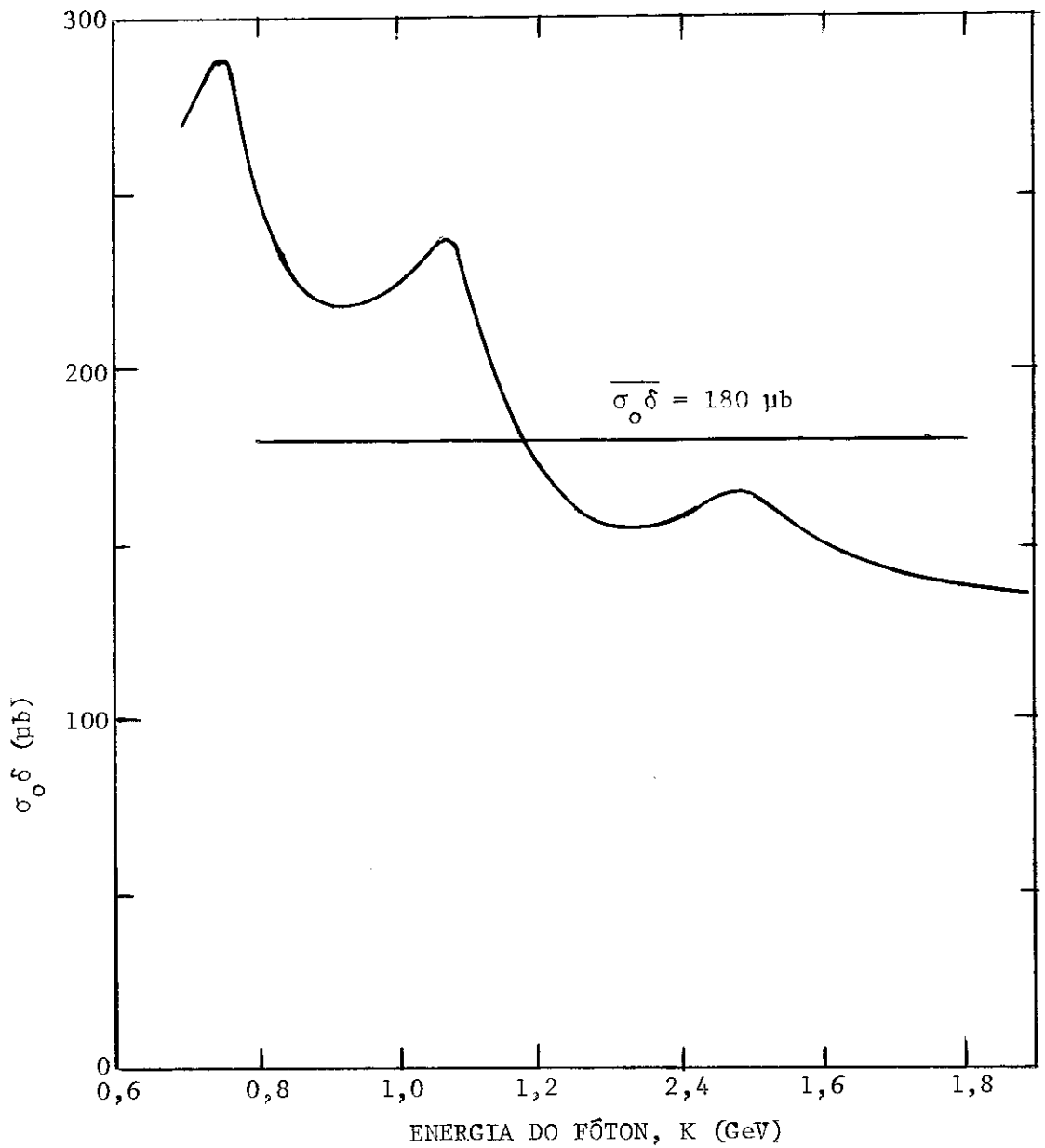


Fig. 4.3.2 - Seção de choque efetiva do nucleon contra a energia do fôton incidente.

Tabela 4.3.1 - Resultados obtidos no presente trabalho sobre a fotofissão de núcleos de massa intermediária no intervalo de energia 0,8-1,8 GeV *.

Núcleo alvo	Z	A **	Z ² /A	Detector	Seção de choque média, σ_f (μb)	Fissionabilidade nuclear média, \bar{F}
Al	13	27	6,3	CR-39 ^a	$(6 \pm 2) \times 10^2$	$(1,2 \pm 0,4) \times 10^{-1}$
Ti	22	47,9	10,1	CR-39	$(8 \pm 3) \times 10^2$	$(9 \pm 3) \times 10^{-2}$
Co	27	59	12,4	makrofol ^b	34 ± 7	$(3,2 \pm 0,6) \times 10^{-3}$
Zr	40	91,2	17,5	makrofol	7 ± 4	$(4 \pm 2) \times 10^{-4}$
Nb	41	93	18,1	makrofol	6 ± 4	$(4 \pm 2) \times 10^{-4}$
Ag	47	107,9	20,5	makrofol	12 ± 4	$(6 \pm 2) \times 10^{-4}$
In	49	114,8	20,9	makrofol	38 ± 9	$(1,8 \pm 0,4) \times 10^{-3}$
Nd	60	144,2	25,0	makrofol	7 ± 2	$(3 \pm 1) \times 10^{-4}$
				mica ^c	34 ± 8	$(1,3 \pm 0,3) \times 10^{-3}$
Sm	62	150,4	25,6	mica ^d	$(2 \pm 1) \times 10$	$(7 \pm 4) \times 10^{-4}$
Ta	73	180,9	29,5	makrofol	$(6 \pm 3) \times 10$	$(1,8 \pm 0,9) \times 10^{-3}$

* Irradiações com feixes de radiação de frenamento realizadas em janeiro de 1982 no Electron Synchrotron de 2,5 GeV da Universidade de Bonn (Alemanha) com a colaboração do Dr. D. Husmann.

** Valores médios no caso de haver mais de um isótopo estável natural.

^a Obtido pela polimerização do allyl diglycol carbonate (American Acrylics and Plastics).

^b Makrofol N (0,7 kg), Auftrag 90002 (Bayer AG, Alemanha).

^c Uma folha de mica muscovita (geometria 2π).

^d Duas folhas de mica muscovita formando um sanduíche (geometria 4π).

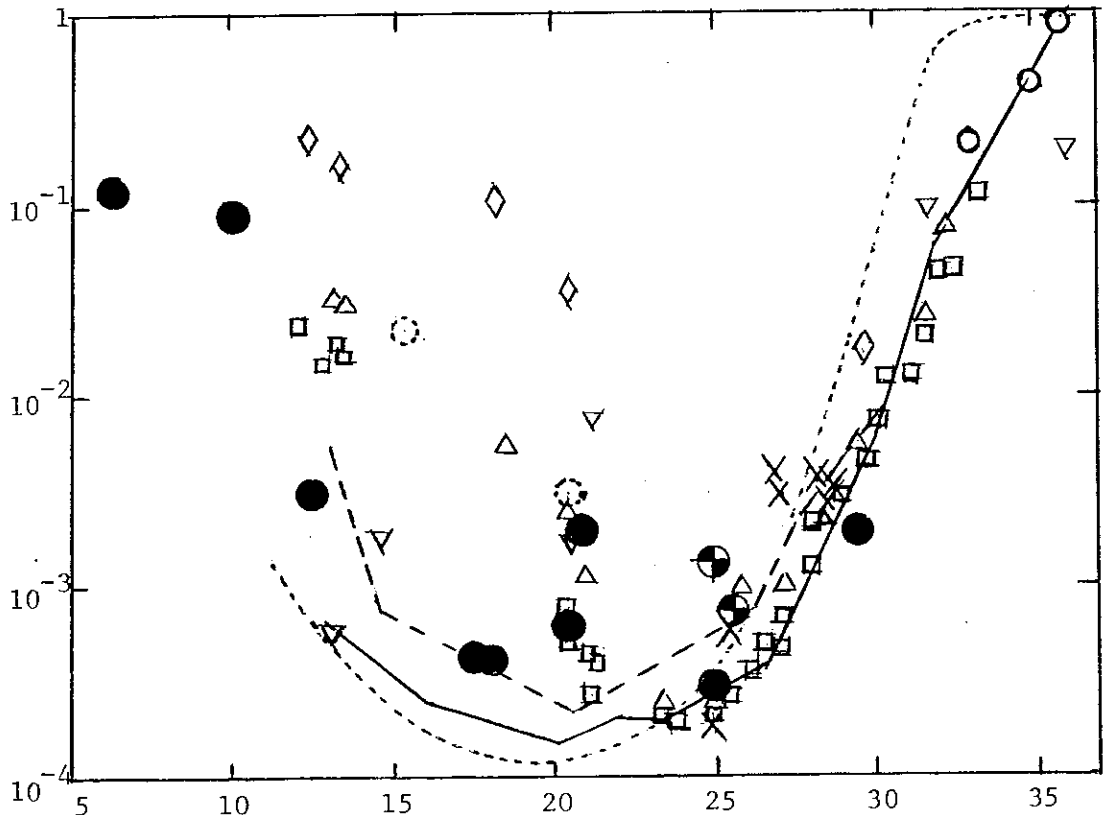


Fig. 4.3.3. - Fissionabilidade versus Z^2/A - Resultado deste trabalho, com parado com diversos autores..

- A.S. Il'inov et al⁽⁴⁸⁾ com parâmetro de densidades de níveis $a = 0,05 \text{ MeV}^{-1}$ - Estimativa.
- - - - Idem com $a = 0,1 \text{ MeV}^{-1}$ incluindo o efeito de camadas usando o modelo da gota líquida modificado. Estimativa.
- J.R. Nix e E. Sassi⁽³⁾, curva VI- Estimativa.
- △ T. Methasiri e S.A.E. Johansson - detector vidro - Experimental⁽²²⁾
- ◇ V.I. Kasilov et al⁽²³⁾ - vidro - Exper.
- Y. Emma et al⁽²⁴⁾ - vidro - Exper.
- ▽ F.M. Kiely et al⁽²⁵⁾ - vidro e mica - Exper.
- H.G. de Carvalho et al⁽¹⁰⁾ - Emulsão Nuclear
- ⊙ J.B. Martins et al^(2.6) - Emulsão Nuclear
- Este trabalho - Detector Plástico
- ⊙ Este trabalho - Detector Mica.
- X A.V. Gann et al⁽¹³⁾ - Detector mica.

S.A.E.Johansson⁽²²⁾ e cerca de 10 vezes menor que a de B.A.Bochagov e col.⁽¹⁵⁾ para fótons de radiação de frenamento de 1 GeV.

O resultado para o Sm é 2,5 vezes maior que o obtido por V.Emma e col.⁽²⁴⁾.

O Nd em mica deu uma fissionabilidade 4 vezes maior que o obtido em makrofol, o qual concorda dentro do erro estatístico com a de T.Methasiri e S.A.E.Johansson⁽²²⁾, e sendo apenas 1,3 vezes maior que o de V.Emma e col.⁽²⁴⁾.

A fissionabilidade do In é a primeira a ser obtida por fótons, sendo cerca de 20 vezes maior que a obtida por partícula alfa segundo B.D. Pate e J.Péter⁽¹⁹⁾.

O resultado para a Ag, concorda, dentro do erro estatístico, com o de V.Emma e col.⁽²⁴⁾ e é 4 vezes menor que o de T.Methasiri e S.A.E. Johansson⁽²²⁾.

A fissionabilidade dos elementos Nb e Co foi estudada por V.I. Kasilov e col.⁽²³⁾, porém englobando a fragmentação; considerando apenas a fissão, estas são as primeiras medidas realizadas.

Os elementos Zr, Ti e Al tiveram suas fissionabilidades medidas pela primeira vez.

Apenas a fissionabilidade do In difere de um fator maior que 3 vezes das estimativas de A.S.Ilinov e col.⁽⁴⁸⁾. Esta diferença do In com relação aos demais pode ter como origem o comportamento da barreira de fissão devido ao efeito de camadas.

Os resultados obtidos para os núcleos de $Z^2/A < 13$, situam-se nas re-

giões indicadas pela tendência do prolongamento das curvas obtidas por A.S. Il'inov e col. (48).

Esta comparação espelha um resultado que ultrapassa as melhores expectativas.

4.5 - Conclusões.

No desenvolvimento deste trabalho, usamos fótons de radiação de frenamento de energias máximas 0,8-1,8 GeV obtidos do Electron Synchrotron da Universidade de Bonn para induzir a fissão de núcleos de Al, Ti, Co, Zr, Nb, Ag, In, Nd, Sm e Ta.

Os traços deixados pelos fragmentos de fissão foram registrados nos detectores sólidos CR-39, makrofol e mica, e após revelados por ataque químico, tiveram seus elementos geométricos medidos através de microscópio ótico com o fim de se obter seus comprimentos originais e ângulos de profundidade.

As fissionabilidades foram obtidas por processo aproximado no qual:

- i) os rendimentos de fissão de cada alvo foram postos num gráfico contra o \ln da energia máxima do feixe e aproximados à uma reta pelo método de mínimos quadrados;
- ii) aproximou-se o espectro do feixe de radiação de frenamento para a curva $n(K) = \text{cte}/K$; (aproximação quadrada).
- iii) a seção de choque de fissão foi obtida usando o método da diferença de fótons;
- iv) finalmente a razão entre a seção de choque de fissão e, a seção

de choque total inelástica forneceu os valores para a fissionabilidade nuclear.

Embora os erros envolvidos em experiências desta natureza sejam grandes, e a quantidade de medidas disponível não ser grande, elas permitem concluir que:

- 1) A forma dos traços registrados nos detectores plásticos permite a obtenção de suas distribuições de comprimento e de ângulo de profundidade;
- 2) Estas distribuições permitem obter todas as características de registro dos detectores necessárias à obtenção dos rendimentos de fissão tais como: ângulo de incidência limite, alcance dos fragmentos de fissão, elementos discriminativos que permitem separar os eventos de fissão de outros tipos de eventos e o coeficiente de eficiência devido a auto-absorção em alvo espesso;
- 3) Os erros sistemáticos inerentes à técnica de medida são diagnosticados pelas distribuições de ângulos de profundidade dos traços;
- 4) As fissionabilidades obtidas postas num gráfico contra Z^2/A , mostraram que, os pontos obtidos concordam, em geral, com a estimativa mais recente feita por A.S. Il'inov e col. ⁽⁴⁸⁾, apresentando um largo mínimo entre o Co e o Ta.
- 5) Os elementos mais leves Al e Ti, apresentam fissionabilidades bastante altas de acordo com a tendência indicada pelas estimativas ^(3,48).

- 6) Ambos CR-39 e makrofol mostraram ser detectores adequados para registrar os traços deixados por fragmentos de fissão nucleares menos ionizantes do que os da fissão de núcleos pesados.
- 7) Embora este trabalho tenha tratado de analisar apenas os eventos de fissão binária, os detectores plásticos, CR-39 e makrofol também registraram outros tipos de eventos que podem constituir objeto de futuros trabalhos de pesquisa.

BIBLIOGRAFIA

- 1) J.A.Jungerman e H.M.Steiner - Photofission Cross Section of U^{235} , U^{238} , Th^{232} , Bi^{209} and Au^{192} at Energies of 150 to 500 MeV - Phys. Rev. 160(1957)585.
- 2) N.A.Perfilov - Fissionability of Nuclei by High Energy Protons - JETP (URSS)41(1961)871; JETP(Soviet Physics) 14(1962)623.
- 3) J.R.Nix e E.Sassi - Estimates of the Variation of Nuclear Fissilities Throughout the Periodic Table - Nucl. Phys. 81(1966)61.
- 4) M.Debeauvais, R.Stein, J.Ralarosy e P.Cuer - Spallation and Fission Fragments of Solid Plastic Detectors - Nucl. Phys. A90(1967)186.
- 5) P.David, J.Debrus, V.Kim, G.Kunsbartzki, H.Mommsen - High-Energy Photofission of Gold and Uranium - Nucl. Phys. A197(1972)163.
- 6) V.I.Kasilov, A.V.Mitrofanova, Yu.N.Ranyuk, P.V.Sorokin - Photofission and Photofragmentation of Tantalum - Sov. J. Nucl. Phys. 15 (1972)228.

- 7) G.A.Vartapetyan, N.A.Demekhina, V.I.Kasilov, Yu.N.Ranyuk, P.V.Sorokin e A.G.Khudaverdyan - Photofission Cross Sections Up to 5 MeV, Supergiant Resonance in Photonuclear Reactions - Sov. J. Nucl. Phys. 16(1972)37.
- 8) G.Anderson, I.Blomqvist, B.Forkman, G.G.Jonsson, A.Jarund, I.Kroon, K.Lindgren e V.Schröder - Photon-Induced Nuclear Reactions Above 1 GeV - Nucl. Phys. A193(1972)44.
- 9) I.Kroon e B.Forkman - Intermediate Energy Photofission in Tantalum, Gold and Lead - Nucl. Phys. A179(1972)141.
- 10) H.G.de Carvalho, J.B.Martins, O.A.P.Tavares, V.di Napoli, M.L.Terranova e K.Tesch - Photofission Cross Sections of ^{209}Bi , ^{232}Th and ^{238}U Above 1 GeV - Lett. al Nuovo Cim. 14(1975)615.
- 11) A.V.Mitrofanova, V.I.Noga, A.I.Popov, Yu.N.Ranyuk e Yu.N.Telegin - Desintegration of Ta and W-Nuclei by Electrons and Photons of High Energy - Sov. J. Nucl. Phys. 25(1977)493.
- 12) V.Bellini, V.Emma, A.S.Figuera, S.Lo Nigro, C.Milone, G.S.Pappalardo e G.Bologna - Fission Cross-Section of Re, W and Ta by a Coherent Photon Beam from 1000 MeV Electrons - Il Nuovo Cim. 47A (1978)529.

- 13) A.V.Gann, T.S.Nazarova, V.I.Noga, Yu.N.Ranyuk, P.V.Sorokin e Yu. N.Telegin - Anomalies in Photofission of Rare Earth Nuclei - Sov. J. Nucl. Phys. 30(1979)453.
- 14) G.Anderson, M.Areskoug, H.-A.Gustafsson, G.Hylten, B.Schröder e E.Hagebø - Binary Fission in Tb and Ag by 600 MeV Protons - Phys. Lett. 64B(1976)421.
- 15) B.A.Bochagov, V.S.Bychenkov, V.D.Dimitriev, S.P.Maltsev, A.I.Obukhv, N.A.Perfilov, V.A.Udod e O.E.Shigaev - Determination of the Fission Cross Section of ^{238}U , ^{235}U , ^{232}Th , ^{209}Bi , $^{208-206}\text{Pb}$, ^{197}Au , ^{181}Ta , Yb and Sm Bombarded By 1 GeV Protons - Sov. J. Nucl. Phys. 28(1978)291.
- 16) G.Anderson, M.Areskoug, H.-A.Gustafsson, G.Hylten, B.Schröder e E.Hagebø - Medium Energy Proton Induced Fission in Tb, La and Ag - Z. Phys. A293(1979)241.
- 17) A.A.Kotov, L.N.Andronenko, G.G.Kovshevny, G.E.Solyakin, L.A. Vaishnene e W.Neubert - Possible Mass Instability of Binary Fission in Ag by 1 GeV Protons - Phys. Lett. 93B(1980)254.

- 18) L.A.Vaishnena, L.N.Andronenko, G.G.Kovshevny, A.A.Kotov, G.E.Solya
kin e W.Neubert - Fission Cross Sections of Medium-Weight and Heavy
Nuclei Induced by 1 GeV Protons - Z. Phys. A302(1981)143.
- 19) B.D.Pate e J.Peter - Fission of Medium Mass Nuclei Induced by
167 MeV Alfa Particles - Nucl. Phys. A173(1971)520.
- 20) C.Cabot, C.Ngô, J.Peter e B.Tamain - Fission of Medium Mass Ele-
ments Induced by 126 MeV ^{14}N Ions - Nucl. Phys. A244(1975)134.
- 21) Yu.A.Batusov, Zh.Gomzoring, O.Otgonsuren, D.Chultem - Fission of
Heavy Nuclei Induced by Stopped Negative Pions. - JINR(Dubna, USSR)
R15(1975)8917.
- 22) T.Methasiri e S.A.E.Johansson - High Energy Photofission of Heavy
and Medium-Heavy Elements - Nucl. Phys. A167(1971)97.
- 23) V.I.Kasilov, A.V.Mitrofanova, Yu.N.Ranyuk e P.Sorokin - Photoanfs-
paltung Von Co-, Cu-, Nb-, Ag- und Ta-Kernen - Hochenergie - und
Atomkernphysik, Bd. 6(8), 1973.
- 24) V.Emma, S.Lo Nigro e C.Milone - Fission Yields of 28 Elements by
Bremsstrahlung Photons of 1000 MeV Maximum Energy - Nucl. Phys.
A257(1976)438.

- 25) F.M.Kiely, B.D.Pate, F.Hanappe e J.Peter - Study by Track Detectors of the 580 MeV Photofission of U, Au, Te, Ag, Se, Cu and Cr - Z. Phys. A279(1976)331.
- 26) J.D.Pinheiro Fc^o, I.O.Souza, M.L.Terranova, O.A.P.Tavares e J.B. Martins - Fissão e Fragmentação de Ag e Br em Emulsão Nuclear por Bremsstrahlung entre 1 e 5,5 GeV - IV Reunião de Trabalho sobre Física Nuclear no Brasil. Cambuquira-MG Set(1981) Rev. Bras.Fis. Vol. Esp. (1981)146.
- 27) J.Chadwick - The Existence of a Neutron - Proc. Roy. Soc. A136 (1932)692.
- 28) I.Curie e F.Joliot - A Ney Type of Radioactivity - Comptes Rendus 198(1934)254.
- 29) E.Amaldi, O.D'Agostino, E.Fermi, B.Pontecorvo, F.Rasetti e E.Segré - Artificial Radioactivity Produced by Neutron Bombardment - Proc. Roy. Soc. A149(1935)522; A146(1934)438.
- 30) E.Fermi - Possible Production of Elements of Atomic Number Higher Than 92 - Nature 133(1934)898.
- 31) O.Hahn e F.Strassmann - Uber den Nachweis und das Verhalten der bei der Bestrahlung des Urans Mittels Neutronen Entstehenden Erdalkalimetalle - Naturwiss 27(1939)11.

- 32) O.Hahn e F.Strassmann - Nachweis der Entstehung Aktiver Bariumisotope aus Uran und Thorium durch Neutroneubestrahlung Nachweis Weiterer aktiver Bruchstucke bei der Uranspaltung - Naturwiss 27(1939)89.
- 33) I.Curie e P.Savitch - J. de Phys. 8(1937)385; 9(1938)355* .
- 34) L.Meitner e O.R.Frisch - Disintegration of uranium by Neutrons: A New Type of Nuclear Reaction - Products of Fission of the Uranium Nucleus - Nature 143(1939)239, 471.
- 35) W.Jentschke e F.Franke - Untersuchung der Schweren Kernbruchstucke beim Zerfall von neutronenbestrahltem Uran und Thorium - Naturwiss 27(1939)134 .
- 36) K.A.Petrzhak e G.N.Flerov - Spontaneous Fission of Uranium - J. Exptl. Theoret. Phys. USSR, 10(1940)1013; cf. Compt. Rend. Acad. Sci. URSS, 28(1940)500 e Journ. Phys. 3(1940),275.
- 37) E.K.Hyde - A Review of Nuclear Fission - University of California Lawrence Rad. Lab. Berkeley (1960).
- 38) N.Bohr e J.A.Wheeler - The Mechanism of Nuclear Fission - Phys. Rev. 56(1939)426.
- 39) R.Serber - Nuclear Reactions at High Energies - Phys. Rev. 72(1947) 1114.

* Extraída da ref. (37).

- 40) V.Weisskopf - Statistics and Nuclear Reactions - Phys. Rev. 52 (1937)295.
- 41) Odilon A.P.Tavares - Tese de Mestrado realizada no Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas 1973.
- 42) V.S.Barashenkov, F.G.Gereghi, A.S.Iljínov, G.G.Jonsson e V.D.Toneev - A Cascade-Evaporation Model For Photonuclear Reactions - Nucl. Phys. A231(1974)462.
- 43) G.Bernardini, R.Reitz e E.Segré - Photomesonic Fission of Bismuth - Phys. Rev. 90(1953)573.
- 44) P.Kruger e N.Sugarman - High-Energy Fission of Heavy Elements. Nuclear Charge Dependence - Phys. Rev. 99(1955)1459.
- 45) Dragoslav Popović - The time Involved in the Fission Process - Proceed. of the Intern. Conf. on the Peac. uses of Atomic Energy 2 (1965)164.
- 46) Mioco Foshina - Um Estudo sistemático de Reação de Espalação - Tese de Doutorado no C.B.P.F., 1982.
- 47) B.K.Gupta, S.Das e M.M.Biswas - Cross Sections for the Production of Nuclides from Medium-Weight Elements by High-Energy Proton Bombardment - Nucl. Phys. A155(1970)49.

- 48) A.S.Il'inov, E.A.Cherepanov e S.E.Chigrinov - Probability of Fission by Particles of Intermediate Energy - Sov. J. Nucl. Phys. 32 (1980)166.
- 49) K.J.Le Couteur - The Evaporation Theory of Nuclear Disintegration- Proc. Phys. Soc. (London) A63(1950)259.
- 50) V.M.Strutinskii - The Form of the Fissioning Nucleus at the saddle Point and the liquid Drop Nuclear Model. - Yad. Fiz. 1(1965)821
Sov. J. Nucl. Phys. 1(1965)588.
- 51) I.Dostrovsky, P.Rabinowitz e R.Bivins - Monte Carlo Calculations of High-Energy Nuclear Interactions. I. Systematics of Nuclear Evaporation - Phys. Rev. 111(1958)1659.
- 52) W.D.Myers e W.J.Swiatecki - Nuclear Mass and Deformations - Nucl. Phys. 81(1966)1.
- 53) A.E.Litherland - The Electrofission of Magnesium - Rev. Bras. Fis. 2(1972)101.
- 54) R.L.Fleischer, P.B.Price e R.M.Walker - Nuclear Tracks in Solids (University of California Press, Berkeley 1975).

- 55) B.G.Cartwright, E.K.Shirk e P.B.Price - A Nuclear-Track-Recording Polymer of Sensitivity and Resolution - Nucl. Instr. and Meth. 153 (1978)457.
- 56) H.Yagoda - Radioactive Measurements With Nuclear Emulsions - John Wiley (N. York, 1949), 53.
- 57) H.Fisher e C.Schaerf - Nonsaturating Quantameter for Very High Intensity Gama-Ray Monotoring - Rev. Sci. Instr. 35(1964)615.
- 58) H.H.Andersen e J.F.Ziegler - Hydrogen. Stopping Powers and Ranges in All Elements - Pergamon Press (New York, 1977).
- 59) G.Lutz e H.D.Schulz - Effect of Target Thickness and Collimation angle on Bremsstrahlung beam in the GeV Region. - Report DESY 67/29, (1967).
- 60) L.I.Schiff - Energy-Angle Distribution of Thin Target Bremsstrahlung - Phys. Rev. 83(1951)252.
- 61) S.J.Brodsky e J.Pumplin - Photon-Nucleus Total Cross Sections - Phys. Rev. 182(1969)1794.
- 62) M.Damashek e F.J.Gilman - Forward Compton Scattering - Phys. Rev. D1(1970)1319.

**“FISSÃO DE NÚCLEOS DE MASSA INTERMEDIÁRIA POR FÓTONS
DE RADIAÇÃO FRENAMENTO NO INTERVALO DE ENERGIAS
MÁXIMAS 0,8 -1,0 Gev”**

DJAIR AQUINO DE LIMA

Tese apresentada no Centro
Brasileiro de Pesquisas Físicas, do Conselho
Nacional de Desenvolvimento Científico e
Tecnológico, fazendo parte da Banca Exa-
minadora os seguintes Professores:

Jader Benuzzi Martins/CBPF

João Dias de Toledo Arruda Neto/USP

Silvio Bruno Herdade/USP

Odilon Antonio Pádua Tavares/CBPF

Alberto Franco de Sá Santoro/CBPF