

TESES

NÚMERO 12/71

SEÇÕES DE CHOQUE DE FISSÃO DO URÂNIO, TÓRIO E BISMUTO
INDUZIDA POR PROTONS DE 12,3 GeV

TESE DE MESTRADO

por

Rui Alberto Mira dos Santos Nazareth

em

14 de dezembro de 1971

CENTRO BRASILEIRO DE PESQUISAS FÍSICAS

AV. WENCESLAU BRAZ, 71

RIO DE JANEIRO

BRASIL

SEÇÕES DE CHOQUE DE FISSÃO DO URÂNIO, TÓRIO E BISMUTO
INDUZIDA POR PROTONS DE 12,3GeV

TESE DE MESTRADO

defendida por

RUI ALBERTO MIRA DOS SANTOS NAZARETH

no Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Orientador: Prof. Hervásio Guimarães de Carvalho

em 14 de dezembro de 1971

perante a banca integrada pelos senhores professores

Hervásio Guimarães de Carvalho
Professor Titular do C.B.P.F.

Alfredo Marques de Oliveira
Professor Titular do C.B.P.F.

Carlos Marcio do Amaral
Professor Adjunto do C.B.P.F.

Luiz Carlos Gomes
Professor Titular da Universidade de Brasília

R E S U M O

O processo de fissão em núcleos pesados tem sido investigado por diversos autores na região de altíssimas energias. Os resultados (nem sempre concordantes) têm mostrado haver um decrescimento sensível nas seções de choque de fissão desses elementos, embora sem uma taxa de variação bem definida em função da energia das partículas incidentes. As interpretações pouco precisas sobre o comportamento das probabilidades relativas de fissão nessa região de energia e as discrepâncias nos resultados existentes levaram-nos à realização deste trabalho.

O processo de fissão, induzida por prótons de 12,3 GeV, foi estudado nos elementos urânio, tório e bismuto. A técnica experimental usada foi a de emulsões nucleares carregadas e o feixe externo de prótons de aproximadamente 10^{10} partículas/cm² a que foram expostas, o do ZGS do Laboratório Nacional de Argonne.

As seções de choque de fissão por nós medidas ($\sigma_f(\text{U})=794\pm 80\text{mb}$, $\sigma_f(\text{Th})=597\pm 60\text{mb}$, $\sigma_f(\text{Bi})=114\pm 12\text{mb}$), são sensivelmente mais baixas que as respectivas seções de choque máximas na região de energia de aproximadamente 0,6 GeV.

Baseados no modelo de Serber para reações nucleares em altas

energias e na análise dos resultados deste trabalho e dos obtidos por outros autores com técnicas experimentais e energias diferentes, fomos levados a admitir que:

- o decréscimo da probabilidade de fissão se deve principalmente à crescente probabilidade de evaporação de partículas carregadas (preferencialmente prótons) em função da energia das partículas incidentes;
- o processo de fissão, fortemente dependente do parâmetro de fissionabilidade Z^2/A , ocorre nos últimos estágios da evaporação nuclear.

AGRADECIMENTOS

Na elaboração deste trabalho foi indispensável a ajuda ativa de diversas pessoas e entidades, a quem desejo testemunhar aqui meu especial agradecimento.

Ao Professor Hervaldo Guimarães de Carvalho, de quem partiu a idéia deste trabalho, pela orientação e incentivo ao longo de sua realização.

Ao Professor Andrew F. Stehney pelas facilidades de irradiação no ZGS do Laboratório Nacional de Argonne.

Ao Professor Helio Schechter pelas inúmeras discussões que ajudaram a vencer muitas dificuldades.

Aos Professores Jader Benuzzi Martins, Odilon Antonio Paula Tavares, Monica Maciel de Araujo Penna e Vito di Napoli pela cooperação desinteressada que sempre dispensaram.

Ao Professor Adolpho da Rocha Furtado pelas sugestões úteis na forma de apresentação desta tese.

À datilógrafa Helena de Souza Ciccarino, à calculista Celeste Aida Brito Lopes e às microscopistas Hilda Vieira da Silva, Jane d'Ávila Martins, Lucy Ferreira dos Reis, Lésia Hryhorczuk e Luiza Ferreira da Rosa, da Divisão de Física da Fissão e Radioatividade do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, pela grande co-

laboração que me prestaram.

As Instituições: Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, Comissão Nacional de Energia Nuclear, Conselho Nacional de Pesquisas e Banco Nacional do Desenvolvimento Econômico pelo apoio recebido.

A todos que, direta ou indiretamente, contribuíram para a concretização desta tese.

E R R A T A

<u>Pág.</u>	<u>linha</u>	<u>onde se lê</u>	<u>leia-se</u>
5	3	autores	autores ²¹⁻³⁵
10	3	$E_f = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{3^2 N}{V} \right)^{2/3}$	$E_f = \frac{\hbar^2}{2M} \left(\frac{3\pi^2 N}{V} \right)^{2/3}$
22	11	150MeV	300MeV
28	3	$\int_0^{E_X - B - V_n} \frac{\sigma(E_X, E) g m E \sigma_Y(Y)}{\pi^2 \hbar^3 \sigma_X(E_X)} dE$	$\int_0^{E_X - B - V_n} \frac{\sigma(E_X, E) g m E \rho_Y(E_Y)}{\pi^2 \hbar^3 \rho_X(E_X)} dE$
34	5	Po ¹⁹⁹ 82	Po ¹⁹⁹ 84

Í N D I C E

	PÁGINA
RESUMO	I
AGRADECIMENTOS	III
INTRODUÇÃO	1
CAPÍTULO I - Histórico	2
CAPÍTULO II - Reações Nucleares em Altas Energias	8
Introdução	8
2.1 - Estágio Rápido da Reação	9
2.1.1 - Cascata Nuclear	9
2.1.2 - Fragmentação	18
2.2 - Estágio Lento da Reação	25
2.2.1 - Evaporação Nuclear	25
2.2.2 - Fissão Nuclear	32
CAPÍTULO III - Procedimento Experimental	40
3.1 - Preparação das Películas de Emulsão Nuclear Carregadas	40
3.2 - Irradiação	44
3.3 - Revelação	45
3.4 - Exame ao Microscópio e Processamento de Dados	47
3.5 - Eficiência das Medidas	49
CAPÍTULO IV - Análise dos Resultados	50
4.1 - Discriminação de Eventos	50
4.2 - Seções de Choque	56
4.3 - Conclusão	62
REFERÊNCIAS	69
RELAÇÃO DAS FIGURAS	73

I N T R O D U Ç Ã O

O rápido aperfeiçoamento dos aceleradores de partículas, nos últimos anos, tem possibilitado a vários autores o estudo de reações nucleares em energias cada vez mais altas. Entretanto, além de ser ainda um campo de pesquisa pouco explorado, os resultados obtidos por técnicas diferentes nem sempre são concordantes entre si.

A fim de contribuir com alguma informação sobre os processos de reação nuclear em altas energias e, mais precisamente, sobre o processo de fissão induzida por protons de 12,3 GeV, propusemo-nos à realização deste trabalho. A técnica experimental usada é a de emulsões nucleares, que foram expostas a um feixe de protons com um fluxo de aproximadamente 10^{10} partículas /cm² no ZGS do Laboratório Nacional de Argonne.

No capítulo I, faremos um breve histórico da evolução de conhecimentos sobre o comportamento do fenômeno de fissão em reações nucleares induzidas por partículas cada vez mais energéticas. O capítulo II apresenta generalidades sobre reações nucleares em altas energias, baseadas no modelo de Serber em dois estágios. No capítulo III, mostraremos o procedimento experimental usado na obtenção dos resultados de interesse deste trabalho e o capítulo IV fará uma discussão e confronto desses resultados com os dos demais autores.

CAPÍTULO I

HISTÓRICO

Com a descoberta do neutron por Chadwick em 1932, vários pesquisadores^{1,2,3} bombardearam núcleos atômicos com essas partículas desprovidas de carga, a fim de obter outros núcleos de número atômico mais alto, por processo de emissão sucessiva de β^- . Desse modo foram conseguidos alguns dos elementos transuranianos identificados e separados por processo radioquímico. Entretanto, examinando os precipitados obtidos nas separações químicas, esses pesquisadores encontraram novas atividades em precipitados de bário, cério e lantânio. O aparecimento desses novos elementos levou a admitir um processo de divisão do núcleo em duas partes de massas comparáveis, num processo a que Meitner e Frisch⁴ chamaram de fissão. Os mesmos autores propuseram ainda uma explicação do fenômeno por intermédio do modelo da gota líquida por analogia à divisão de uma gota quando submetida a vibrações mecânicas de certa energia capaz de vencer a ação da tensão superficial. Muitas experiências confirmaram as previsões teóricas do referido modelo; entre as quais: que a fissão do urânio sob ação de neutrons lentos provinha do isótopo de número de massa 235, a energia necessária para levar o urânio 238 à fissão, quando bombardeado com neutrons, era superior a 1MeV e a energia despreendida por núcleo fissionado era de aproximadamente 160MeV. Devido à importância desse tipo de

reação nuclear e especialmente à grande quantidade de energia liberada, o estudo da fissão passou a ser objeto de grande interesse. O rápido progresso tecnológico entretanto permitia não só, fossem os núcleos fissionados por partículas com energias cada vez mais altas, como também fossem aprimorados os métodos de detecção dos fragmentos de fissão. Os resultados experimentais de maior importância para o estudo do referido processo são as medidas das seções de choque de fissão e as das distribuições angular, de massa e de alcance dos fragmentos produtos da reação.

Paralelamente às informações experimentais obtidas, estas eram comparadas às previsões do modelo do núcleo composto idealizado por Bohr⁵ que consistia na possibilidade de dividir a reação nuclear iniciada por uma colisão entre uma partícula e um núcleo em dois estágios bem separados; o primeiro admitindo a formação do núcleo composto em que a energia da partícula incidente é distribuída entre todos os constituintes do núcleo e o segundo considerando a desintegração do sistema composto como processo independente do anterior. Entretanto para energias de excitação mais altas do núcleo composto, Weisskopf⁶ fez um tratamento estatístico para o cálculo dos processos nucleares, baseado no fato de que sendo extremamente pequenas as distâncias entre os níveis de energia, as propriedades individuais dos estados quânticos do núcleo deixavam de ter significado. Com o aparecimento de aceleradores de energias altíssimas, nos últimos anos, os resultados experimentais obtidos para reações nucleares a essas energias deixaram de concordar com as

previsões teóricas do núcleo composto. Serber⁷, em 1947, baseado no fato de que em energias altas o comprimento de onda da partícula incidente é menor ou da ordem de grandeza das distâncias internucleônicas, considerou a reação nuclear como ocorrendo em dois estágios independentes. O primeiro estágio, ou estágio rápido, consistindo num processo de cascata nuclear produzido por sucessivas colisões individuais entre os nucleons e o segundo estágio num processo de desexcitação lento, de evaporação (essencialmente neutrons) ou de fissão nuclear. A partir dessas considerações, vários autores fizeram tratamentos quantitativos de reações nucleares em altas energias pelo método de Monte Carlo, que consiste fundamentalmente num método de computação eletrônica de simulação dessas reações. Os resultados obtidos por esse meio nem sempre são consistentes com os obtidos por via experimental. Devido às crescentes intensidades da cascata primária e posterior evaporação nucleares com o aumento das energias das partículas incidentes, o comportamento do processo de fissão nuclear vai mudando sensivelmente. A figura 1.1 mostra as formas das distribuições de massa dos fragmentos para energias até 340MeV. Como podemos notar, o fenômeno de fissão em baixas energias é preferencialmente assimétrico, tornando-se cada vez mais simétrico para energias cada vez mais altas. Entretanto, em energias altíssimas (da ordem de GeV) a curva de distribuição de massa deixa de mostrar nitidamente o pico de fissão (fig. 1.2). Isto deve-se principalmente ao aumento do rendimento de massa de núcleos residuais de cascata e evaporação e, por outro lado, ao aparecimento de fragmentos produtos de um novo meca

nismo de desexcitação nuclear chamado de "fragmentação". Apesar de não existir ainda uma definição clara para a natureza deste fenômeno, certos autores baseados em medidas experimentais chegaram à conclusão de que é um processo rápido, ocorrendo no estágio primário da reação.

Por outro lado, usando técnicas de registro e seleção de alcances de fragmentos emitidos durante a reação nuclear, podem obter-se com grande evidência as distribuições dos alcances dos produtos de fissão. Uma das técnicas usadas com resultados mais eficientes é a de emulsões nucleares. A figura 1.3 (pág. 448 Hyde) mostra as distribuições para o urânio em energias até 540MeV. Como podemos observar, o máximo do pico, além de diminuir com o aumento da energia de interação, vai se deslocando lentamente para a esquerda e tornando-se cada vez mais assimétrico. Isto é explicável não só pelo fato de que a seção de choque de fissão tende a decrescer com o aumento dos produtos residuais de cascata e evaporação como também por terem os núcleos fissionáveis números de massa cada vez mais afastados do número de massa do elemento alvo inicial, devido à cada vez maior contribuição desses dois processos de emissão de partículas. Por outro lado, o fato de decrescerem os alcances dos fragmentos com a energia torna evidente que a energia dos fragmentos de fissão depende apenas da repulsão coulombiana entre eles e não da energia de excitação nuclear.

Para terminar, mostraremos na tabela 1.1 as seções de choque de fissão do urânio, tório e bismuto induzida por prótons desde

200MeV até 3000MeV, aproximadamente.

Tabela 1.1

Tabela 1.1 Seções de choque de fissão em milibarns

Ep MeV	Elemento Alvo			Técnica Experim.	Ref.
	U	Th	Bi		
114	1370	890		câmara ionização	9
158	1470	900	146	"	9
216	1310	820	173	"	9
261	1340	810	191	"	9
336	1350	820	198	"	9
340	1350			Em. Nucl.	10
600	1390	730	225	Em. Nucl.	11
600	1405		216	Mica	12
1000	1385		191	Mica	12
2000	1053		165	Mica	12
3000	969		161	Mica	12

Como podemos notar, os valores das seções de choque de fissão para estes elementos começam a decrescer em regiões de aproximadamente 600MeV. Este fato é consistente com os demais resultados experimentais e situa-se dentro das previsões do modelo de Serber em dois estágios para reações nucleares em altas energias.

Recentemente algumas experiências têm sido feitas em energias acima de 3GeV para determinar com precisão a probabilidade de fissão nesta região de energia e tentar uma melhor compreensão sobre o fenômeno da "fragmentação" e sua importância em relação aos demais processos de reação.

CAPÍTULO II

REAÇÕES NUCLEARES EM ALTAS ENERGIAS

INTRODUÇÃO

O mecanismo das reações nucleares, induzidas por partículas elementares em núcleos complexos, é normalmente explicado por intermédio de um modelo em dois estágios independentes (um rápido e um lento), proposto pela primeira vez por Serber⁷ em 1947. O primeiro estágio descreve o mecanismo de interação individual sucessiva entre a partícula incidente e os nucleons do núcleo assim como a interação dos nucleons de recuo com os seus vizinhos, num intervalo de tempo da ordem do tempo nuclear (por tempo nuclear entende-se o tempo necessário para uma partícula atravessar o núcleo com uma velocidade igual à velocidade da luz, aproximadamente 10^{-22} seg). Esse processo é normalmente chamado de "CASCATA NUCLEAR" e pode deixar o núcleo num estado fortemente excitado.

O segundo estágio, ou estágio lento da reação, descreve o mecanismo de desexcitação do núcleo residual de cascata por meio dos processos de "EVAPORAÇÃO" e/ou "FISSÃO" nucleares.

Experiências recentes, porém, têm levado a admitir um processo adicional no estágio rápido da reação, denominado de "fragmentação" e não incluído no modelo de Serber.

Todos os processos acima referidos serão objeto de um estudo mais pormenorizado nos parágrafos subsequentes.

2.1 - ESTÁGIO RÁPIDO DA REAÇÃO

2.1.1 - CASCATA NUCLEAR

Em interações de alta energia, sendo o comprimento de onda da partícula incidente muito menor que as distâncias entre os nucleons, o processo de cascata nuclear baseia-se fundamentalmente no fato de que essas partículas colidem individualmente com os nucleons vizinhos e assim sucessivamente até serem emitidos ou absorvidos pelo núcleo.

Com o intuito de comprovar a viabilidade deste processo e baseados na idéia de Goldberger¹³ em fazer um tratamento quantitativo do modelo de Serber usando o método de Monte Carlo, alguns autores¹⁴⁻¹⁹ usaram esse método para calcular as distribuições angular e de energia das partículas provenientes da cascata nuclear. O método de Monte Carlo consiste essencialmente na simulação de uma reação nuclear por meio de técnica de computação eletrônica. A seguir, faremos uma ilustração do método e mostraremos alguns resultados obtidos.

O núcleo-alvo é representado pelo modelo do gás de Fermi, isto é, os protons e os neutrons são considerados como tendo uma distribuição de momentos aproximada à distribuição de momentos de um gás de Fermi no seu estado de energia mais baixa (temperatura nula) num poço de potencial quadrado

$$- |V| \text{ para } r \leq \text{raio nuclear}$$

$$0 \text{ para } r > \text{raio nuclear}$$

e com uma densidade constante no núcleo. A máxima energia E_F dos protons e neutrons é dada por:

$$E_F = \frac{h^2}{2m} \left(\frac{3}{4} \frac{2N}{V} \right)^{2/3}$$

onde N é o número de protons ou neutrons, v é o volume nuclear e M a massa do nucleon. O potencial nuclear total é então dado por:

$$V = E_F + S$$

onde S é a energia de separação do último proton ou neutron. Levando-se em conta a energia coulombiana na superfície do núcleo, a energia que uma partícula deve possuir dentro do núcleo para atravessar a superfície nuclear é dada por

$$E = E_F + S + E_C$$

No caso particular de um núcleo de urânio, os valores obtidos⁵ são

$E_{fp} = 24 \text{ MeV}$	$S_p = 6,1 \text{ MeV}$	$V = 30,1 \text{ MeV}$
$E_{fn} = 32,7 \text{ MeV}$	$S_n = 6,1 \text{ MeV}$	$V = 38,8 \text{ MeV}$
$E_c = 16,5 \text{ MeV}$	$E = 50,9 \text{ MeV}$	

O valor de E foi achado somando a energia de Fermi média de um nucleon à energia de ligação do nucleon menos ligado e à energia coulombiana para o proton.

É comum fazer-se uma simplificação do cálculo da cascata¹⁵, considerando esse processo num plano. Como para uma dada colisão, o

plano de interseção com a esfera nuclear nem sempre é um círculo máximo, o raio do círculo representativo do núcleo não deve ser o raio da esfera. Com a finalidade de contornar este problema, tomou-se um raio do círculo tal que, escolhido um ponto representativo no seu interior, a distância média à periferia seja igual à distância média de um ponto representativo no interior da esfera. Calculadas as distâncias médias, o raio do círculo R' resultou em $R' = 0,9R$.

Outro dado de entrada necessário é o valor do livre percurso médio de um nucleon dentro do núcleo. Este parâmetro pode determinar-se por:

$$\xi = \frac{1}{\rho \sigma}$$

onde ρ é a densidade de nucleons no núcleo e σ é a seção de choque total de interação individual. Para um núcleo com Z protons e N neutrons o livre percurso médio para os dois tipos de partículas será:

$$\xi_p = \frac{1}{\rho \sigma_p} \quad \text{para protons}$$

$$\xi_n = \frac{1}{\rho \sigma_n} \quad \text{para neutrons}$$

com

$$\sigma_p = \frac{N\sigma_{pp} + N\sigma_{pn}}{A}$$

$$\sigma_n = \frac{Z\sigma_{np} + N\sigma_{nn}}{A}$$

$$e \quad \rho = \frac{Z + N}{V}$$

Como podemos notar, os livres percursos médios para um determinado núcleo são apenas funções da energia de colisão individual. Em energias altas na região de MeV, essas energias de colisão devem ser corrigidas devido ao movimento dos nucleons no núcleo regidos pela distribuição de Fermi. Entretanto, para energias mais altas, na região de GeV, essa correção torna-se desprezível. Uma outra correção importante na determinação do livre percurso médio deve levar-se em conta devido à existência de colisões proibidas pelo princípio de exclusão de Pauli. Dêsse modo, o livre percurso médio deve ser multiplicado por um fator $1/\alpha$ onde α é definido como a razão entre o número de colisões permitidas e o número de colisões tentadas. Este mecanismo funciona da seguinte maneira: se um nucleon depois de uma colisão tem uma energia menor que a energia de Fermi E_F , a colisão é considerada proibida pois os estados de energia abaixo de E_F estão todos preenchidos.

Estabelecidas as considerações de caráter teórico, o mecanismo da simulação de uma reação nuclear consiste:

- a - determinação do ponto onde a partícula entra no núcleo .
- b - determinação do ponto onde se dá a primeira colisão.
- c - determinação do nucleon alvo.
- d - determinação do momento da colisão.
- e - determinação do ângulo de espalhamento.
- f - determinação gráfica dos ângulos e energias após a colisão.

g - verificação de colisões proibidas ou permitidas pelo princípio de exclusão de Pauli.

Os valores de a e b são escolhidos ao acaso por um programa adequado e as duas etapas finais determinadas graficamente. A energia da partícula incidente supõe-se conhecida. Para determinar o ponto de colisão, divide-se o círculo representativo em segmentos paralelos ao feixe incidente de tal modo que se o círculo fosse rodado em torno do diâmetro na direção do feixe, os segmentos originariam anéis apresentando áreas iguais às partículas incidentes. Um desses segmentos é escolhido então ao acaso para definir o ponto onde a partícula incidente penetra a superfície nuclear. Para determinar o ponto onde se dá a primeira colisão procede-se de maneira idêntica, dividindo a distância máxima a percorrer num número arbitrário de partes N de igual probabilidade; como a probabilidade de uma partícula não colidir numa distância x é $P = \exp(-x/\xi)$, a distância x_n que uma partícula deve atravessar até colidir será dada por

$$x_n = \xi \ln(N/N-n)$$

onde n é escolhido ao acaso entre 1, 2, 3, ..., N .

A determinação do tipo de nucleon alvo que vai participar da colisão (proton ou neutron) é feita considerando as probabilidades de colisão entre proton-proton F_p , proton-neutron F_n , neutron-proton G_p e neutron-neutron G_n . Estas probabilidades são dadas por :

$$F_p = \frac{Z\sigma_{pp}}{Z\sigma_{pp} + N\sigma_{pn}} \quad F_n = 1 - F_p$$

$$G_p = \frac{Z\sigma_{np}}{Z\sigma_{np} + N\sigma_{nn}} \quad G_n = 1 - G_p$$

Dêsse modo, considerando-se um número K ao acaso entre 1 e N (arbitrário), admite-se que a colisão seja com um próton se $K < NF_p$ ou $K < NG_p$; se $K > NF_p$ ou $K > NG_p$ a colisão será com um nêutron.

Para determinar o momento do nucleon alvo, considera-se o núcleo como uma esfera representativa do espaço de momentos de Fermi. Levando em conta que a probabilidade de uma colisão num dado elemento de volume é proporcional ao tamanho desse elemento de volume, divide-se a esfera de momentos de Fermi em elementos de igual probabilidade. A probabilidade de encontrar uma partícula em qualquer destes elementos de volume é então constante. Isso pode ser feito dividindo o círculo representativo da esfera em elementos de área (por círculos concêntricos e ângulos centrais como mostra a figura 2.1) de tal modo que girando em torno do eixo PQ se obtenham correspondentes volumes de rotação iguais. O momento do nucleon alvo é determinado então, escolhendo dois números ao acaso: o primeiro entre 1 e N_1 (onde N_1 é o número de círculos concêntricos) representando o momento absoluto do nucleon e o segundo entre 1 e N_2 (N_2 é o número de ângulos centrais) como sendo o ângulo entre os momentos dos dois nucleons que tomam parte na colisão.

Conhecidos os momentos das partículas e o ângulo de espa -

lhamento determinado ao acaso entre um número de divisões de 0^0 a 360^0 (de tal modo que a probabilidade de espalhamento seja constante em qualquer uma delas), os momentos finais de colisão são determinados por intermédio das leis de conservação. Finalmente, a colisão será permitida ou proibida, conforme a energia das partículas seja superior ou inferior à energia de Fermi dos nucleons no núcleo.

Essa é a descrição resumida do processo de cascata nuclear; no entanto, ela só diz respeito a energias inferiores ao limiar de formação de pions (aproximadamente 150MeV), onde o espalhamento é puramente elástico. Para energias superiores, contudo, o método é essencialmente o mesmo, englobando interações inelásticas das partículas elementares.

Além das informações quanto ao número, natureza, energia e distribuição angular das partículas emergentes, obtêm-se os números atômico e de massa do núcleo residual e a sua energia de excitação média final E^* calculada subtraindo as energias dos estados inicial e final do núcleo, como se segue:

$$\bar{E}^* = E_0 + \bar{E}_F (N_c - 1) - \sum_{n=1}^{n_c} \langle E_n \rangle N^{(n)} \quad (1)$$

onde o primeiro termo representa a energia do estado inicial e o segundo termo a energia do estado final; N_c é o número de nucleons capazes de emergir do núcleo e $N^{(n)}$ o número de partículas para cada energia $\langle E_n \rangle$. Dê-se modo, levando em conta que

$$\langle E_n \rangle = E_n + S + \bar{E}_F \quad (2)$$

onde E_n é a energia cinética dos nucleons emergentes, temos substituindo (2) em (1)

$$\bar{E}^* = E_0 + \bar{E}_F (N_c - 1) - \sum_{n=1}^{n_c} (E_n + S + \bar{E}_F) N^{(n)}$$

ou

$$\bar{E}^* = E_0 + \bar{E}_F (N_c - 1) - \sum_{n=1}^{n_c} S N^{(n)} - \sum_{n=1}^{n_c} \bar{E}_F N^{(n)} - \sum_{n=1}^{n_c} E_n N^{(n)}$$

sabendo que

$$E_i = E_0 - (S + \bar{E}_F) \quad \text{obtemos:}$$

$$\bar{E}^* = E_i + S - S N_c - \sum_{n=1}^{n_c} E_n N^{(n)} \quad (3)$$

levando-se em conta que N é o número de partículas emergentes na cascata e que $\sum EN$ é a soma das suas energias cinéticas, a equação (3) é equivalente a:

$$E^* = E_i - (m - 1)S - \sum_{i=1}^m t_i \quad (4)$$

onde t_i é a energia cinética da partícula emergente; essa é a equa

ção usada por Metropolis⁶ nos cálculos de Monte Carlo.

Devido a algumas discrepâncias nas comparações entre os resultados assim obtidos e os determinados por processo experimental, Bertini¹⁸ propôs uma alteração no modelo nuclear até então usado. Ao invés de uma densidade constante de nucleons no núcleo, considerou uma distribuição de densidade de protons segundo três esferas concêntricas de densidades diferentes, numa aproximação à função de distribuição de carga obtida por espalhamento de elétrons²⁰ (fig. 2.2). A densidade de protons, em cada região, foi tomada como sendo igual ao valor médio da distribuição de carga nessa região e a razão entre as densidades de neutrons e protons, em cada região, como sendo a mesma que a razão das densidades no núcleo. Para cada região, a energia de Fermi foi determinada pela densidade de nucleons correspondente. As figuras 2.3, 2.4 e 2.5 mostram as dependências da energia de excitação do núcleo residual e do número de protons e neutrons emitidos com a energia das partículas incidentes. Como podemos notar, a energia de excitação cresce suavemente até cerca de 350MeV e aumenta rapidamente acima de 400MeV. Por outro lado, o número de partículas (protons ou neutrons) emergentes aumenta com a energia incidente e decresce com o número de massa do núcleo alvo. Isso mostra que a energia de excitação para núcleos pesados cresce muito mais acentuadamente com a energia incidente, do que para núcleos mais leves, como podemos verificar na figura 2.3.

Com todas as informações sobre o núcleo residual de cascata,

torna-se então viável o estudo da etapa seguinte que se relaciona aos processos lentos de desexcitação.

2.1.2 - FRAGMENTAÇÃO

O modelo de Serber tem conseguido explicar de modo satisfatório o mecanismo das reações nucleares em altas energias, considerando para tal dois estágios independentes em relação à escala dos tempos nucleares.

Entretanto, para energias superiores a 300MeV e baseados em trabalhos experimentais, alguns autores²¹⁻³⁵ têm observado um processo novo de desexcitação nuclear o qual, pelo fato de não ser descrito adequadamente pelo modelo convencional, sugere a necessidade de formular um modelo mais completo ou de admitir a existência de um mecanismo adicional diferente na sua natureza. Este mecanismo, chamado por Wolfgang³⁵ de "fragmentação", consiste fundamentalmente num processo de divisão do núcleo análogo ao da fissão, em que dois ou mais fragmentos se separam e adquirem uma energia cinética considerável por mútua repulsão coulombiana, mas ocorrendo num intervalo de tempo da ordem dos tempos nucleares e com distribuições angular de energia e massa dos produtos, diferentes das mesmas distribuições dos fragmentos de fissão.

A seguir, faremos algumas considerações sobre a natureza e a evidência do fenômeno de "fragmentação".

A - Evidência do Processo

A maior parte das informações relativas ao processo de fragmentação têm sido obtidas por intermédio de experiências em emulsão nuclear e de técnicas radioquímicas de separação. No primeiro caso, alguns autores²¹⁻²³ notaram que a ocorrência de elementos leves ($Z > 3$) aumentava com a energia das partículas incidentes no intervalo de 100MeV a alguns GeV e que as estrêlas associadas com êstes fragmentos continham um número maior de traços provenientes de protons de cascata, que o número médio de protons em todas as estrêlas registradas. Por outro lado, outros autores²⁴⁻²⁶ verificaram possuírem êstes fragmentos leves energias cinéticas dezenas de MeV acima da energia máxima do espectro de evaporação. Estas informações, associadas ainda ao fato do aparecimento de uma forte anisotropia²⁷ para a frente em altas energias, na direção das partículas incidentes, levaram à conclusão de serem êstes fragmentos provenientes de um processo rápido da reação.

Outras evidências do processo foram também observadas²⁸ a partir de informações sobre o comportamento das seções de choque de fragmentos mais pesados, tais como Na^{24} e Mg^{28} , em reações induzidas em núcleos de Cu, Ag, Au e U, por protons e ions de hélio de energias 320-880MeV. As figuras 2.6 e 2.7 mostram as curvas das seções de choque de formação dêstes fragmentos em função do número de massa do alvo. Até elementos alvo de aproximadamente 150 unidades de massa, as seções de choque do Na^{24} e Mg^{28} diminuem consideravelmente, enquanto para números de massa superiores, crescem rã-

pidamente. Tendo como base o modelo em dois estágios para as reações em altas energias, parece difícil poder explicar êsses aumentos nas seções de choque para elementos alvo mais pesados como provenientes da formação de produtos de fissão ou de produtos finais de evaporação. Por outro lado, os mesmos autores observaram haver uma certa assimetria angular com preferência da emissão dêsses fragmentos na direção do feixe incidente no sistema de referência do núcleo excitado; êste fato é inconsistente com a esperada simetria dos processos lentos de evaporação e fissão nucleares.

Devido a estas informações referentes a um tipo de processo não previsto pelo modelo convencional de altas energias, outros autores²⁹ fizeram um estudo sobre seções de choque por processo radioquímico e energias cinéticas por medidas de alcance, para Cu, Mo, Ag e I produzidos pela irradiação do U^{238} por protons de energias 0,5GeV a 6,2GeV. As figuras 2.8 e 2.9 mostram as dependências das seções de choque em relação ao número de massa dos isótopos de iodo e a figura 2.10 a dependência das seções de choque dêsses isótopos em função da energia dos protons incidentes. Êstes autores verificaram que, especialmente na região de GeV, as seções de choque como funções da massa dos nuclídeos, apresentavam comportamentos diferentes conforme fossem os isótopos ricos ou deficientes em neutrons. No caso do iodo, por exemplo, os isótopos $I^{130-135}$ com excesso de neutrons estavam associados a energias de excitação de 60MeV a 90MeV do núcleo inicial, enquanto para $I^{121-124}$ as energias eram de 210 a 270MeV. Por outro lado, as energias cinéticas

dos primeiros isótopos eram de aproximadamente 65MeV compatíveis com a energia adquirida por mútua repulsão coulombiana, enquanto as energias cinéticas para os isótopos deficientes em neutrons de cerca de 30 a 40MeV.

Estes resultados foram confirmados também por Brandt³⁰, cujas medidas dos alcances dos isótopos do iôdo deficientes em neutrons, para energias incidentes de 18GeV, deram aproximadamente metade dos alcances médios dos isótopos com excesso de neutrons.

Devemos levar em conta ainda o fato de que nas curvas de distribuição de carga para produtos de $125 < A < 140$, determinadas por Friedlander³¹, as formas dos picos para os isótopos ricos em neutrons são muito semelhantes às formas dos picos de fissão induzida por protons de 50MeV³² e considerar os resultados das distribuições angular e de energia de V. Crespo³⁴ para os isótopos de bário (fig. 2.11 e 2.12).

Com as considerações apresentadas, podemos concluir:

- a - os isótopos deficientes em neutrons provêm de núcleos iniciais com altas energias de excitação
- b - as energias cinéticas desses nuclídeos são cerca de metade das energias cinéticas dos fragmentos provenientes do processo lento de fissão
- c - os prováveis produtos de fragmentação apresentam anisotropias no sistema do núcleo inicial, na direção do fluxo incidente
- d - as seções de choque para elementos mais leves tais como

Na^{24} e Mg^{26} crescem rapidamente a partir de núcleos alvo com 200 unidades de massa

Estas conclusões parecem indicar a existência de um fenômeno adicional ao modelo convencional para reações nucleares em altas energias.

B - Natureza do Processo

Considerações de caráter qualitativo sobre a natureza do fenômeno de "fragmentação" foram feitas pela primeira vez por Wolfgang e co-autores³⁴. Tendo em vista que os fragmentos deste processo são produzidos em energias superiores ao limiar de criação de mesons-pi (E_{π} aproximadamente 150MeV), os autores foram levados a admitir uma dependência entre os dois processos considerados. A hipótese é de que os mesons, cujo livre percurso médio é pequeno na matéria nuclear ($\xi_{\pi} \approx 0,1R$ - Ref. 39), seriam reabsorvidos por nucleons ou agregados de nucleons, dando origem a depósitos localizados de energia, os quais, elevando a altíssimas temperaturas nucleares esses locais, provocariam a ruptura das ligações desses aglomerados de nucleons, antes que a energia se redistribuísse pelo núcleo como um todo. Este mecanismo permitia explicar, com certa consistência, as grandes quantidades de energia transferidas aos fragmentos emitidos.

Entretanto, alguns autores^{21,35}, em experiências em emulsões nucleares, verificaram que, nas estrêlas registradas, a mul-

tiplicidade de pions aumentava com a multiplicidade de fragmentos e que em estrêlas de um ou nenhum fragmento, o número de traços de pions era praticamente constante. Dêste modo, o fato de não observar-se nenhuma redução importante na multiplicidade de pions com o aumento da multiplicidade de fragmentos emitidos, parece indicar que a absorção mesônica não é um fator importante para o processo de fragmentação. Também Crespo e co-autores²⁰ chegaram à mesma conclusão, confrontando os resultados das seções de choque e das funções de excitação para os núclídeos Na^{24} e Mg^{28} produzidos pela interação de protons e ions de hélio, com mesmas energias. A semelhança verificada entre êstes resultados mostra a independência do processo, em relação à natureza da partícula incidente. Parece, no entanto, ser improvável que os pions sejam produzidos pelos ions de hélio com quase a mesma intensidade, que pelos protons. Embora exista a hipótese de que os quatro nucleons da partícula alfa dêem origem a uma cascata tal que compense a diferença na intensidade da contribuição mesônica, parece difícil haver uma compensação tal que as probabilidades de formação dêses núclídeos e suas funções de excitação sejam tão semelhantes quer para reações induzidas por protons, quer para as induzidas por ions de hélio, em alvos e energias diferentes. Talvez seja mais fácil admitir que os efeitos mesônicos não são o fator mais importante para o fenômeno de fragmentação.

Uma outra explicação para a natureza dêste fenômeno foi dada por Perfilov e co-autores²¹. Para êstes autores a emissão de frag-

mentos no estágio rápido da reação é consequência de deformações causadas no núcleo pelo processo de cascata em sua fase inicial. Este mecanismo de múltiplas colisões individuais produz redemoinhos em volumes localizados de fragmentos em forma de sub-estruturas no interior do núcleo e provocam distorções na superfície as quais, aumentadas pelas forças coulombianas, rompem as ligações desses agregados de nucleons, que podem ser emitidos se os seus momentos forem favoráveis nesse instante. Entretanto, este mecanismo não explica a existência de fragmentos com energias muito superiores à energia de repulsão coulombiana e baseia-se na existência, a priori, dos fragmentos em forma de sub-estruturas no interior do núcleo, hipótese ainda bastante questionável.

Em conclusão, nenhum modelo foi feito ainda de modo que, submetido ao cálculo, desse resultados em acordo com a experiência. A fim de permitir uma compreensão melhor do mecanismo da "fragmentação", será necessário ainda uma contribuição maior de resultados experimentais, sobretudo provenientes de reações induzidas por diferentes partículas incidentes as quais, implicando numa mudança do mecanismo primário, provavelmente alterarão as características desse processo.

2.2 - ESTÁGIO LENTO DA REAÇÃO

2.2.1 - EVAPORAÇÃO NUCLEAR

Após o processo rápido de cascata nuclear, o núcleo residual pode ficar num estado fortemente excitado. O sucesso do modelo do núcleo composto⁵ para explicar reações nucleares em baixas energias, sugere uma combinação entre os estágios rápido e lento, da reação em altas energias. Essa idéia consiste em tratar o núcleo residual, e não o núcleo original, como um núcleo composto tendo a energia de excitação que resultou do processo de cascata. A aplicação da teoria relativa a êsse modelo seria imediata se os estados do núcleo tivessem um tempo de vida tal que as larguras de nível fossem menores que as distâncias entre êles. Entretanto, para núcleos residuais altamente excitados em que as larguras de nível são maiores que as distâncias entre êsses níveis, as propriedades individuais dos estados quânticos do núcleo deixam de ter interesse; é possível, no entanto, obter uma informação estatística do comportamento desses núcleos fazendo uma média em muitos estados quânticos de aproximadamente a mesma energia. O tratamento do processo de desexcitação para êstes núcleos, em termos do decaimento de um sistema em equilíbrio transitório, é baseado no Modelo Estatístico de Weisskopf⁶ e em outras contribuições teóricas importantes de outros autores³⁶⁻³⁸. O modelo referido mostra que é possível descrever a desintegração do núcleo composto como um processo semelhante ao de evaporação de

moléculas. A diferença fundamental entre os dois processos está em que, no caso comum de evaporação, a energia de excitação do sistema é muito maior que as energias de ligação e cinética da partícula emitida ($E^* \gg B; E^* \gg E_c$), enquanto que, no caso de evaporação nuclear, a energia de ligação de uma partícula afeta substancialmente a energia de excitação final do núcleo após a emissão ($(E^* - B) \gg E_c$). Por este motivo, em cada estágio da evaporação nuclear, a temperatura do núcleo diminui sensivelmente, ao invés de manter-se praticamente constante como acontece na evaporação molecular.

A dedução das fórmulas de probabilidade de emissão de partículas origina-se usualmente da expressão:

$$P_n(E) dE = \sigma(E_X, E) \frac{g_n m_n E}{\pi^2 h^3} \frac{\rho_B(E_Y)}{\rho_A(E_X)} dE \quad (5)$$

onde $P_n(E)dE$ é a probabilidade por unidade de tempo, de um núcleo A com uma energia de excitação E_X emitir uma partícula com energia cinética entre E e $E+dE$. E_Y é a energia de excitação do núcleo final dada por $E_Y = E_X - B - E$ onde B é a energia de ligação da partícula no núcleo. As densidades de nível dos núcleos A e B são respectivamente ρ_A e ρ_B ; g_n é o fator que dá o número de estados de spin da partícula considerada ($g=2$ para neutrons e protons; $g=1$ para partículas alfa), m_n é a massa da partícula e h é a constante de Planck dividida por 2π . $\sigma(E_X, E)$ é a seção de choque do proces-

so inverso isto é, a seção de choque de colisão da partícula com o núcleo $B(E_X - B - E)$.

Para evaporação de neutrons a seção de choque $\sigma(E_X, E)$ é a seção de choque geométrica σ_0 ; entretanto, para aplicar a fórmula acima à emissão de partículas carregadas, devemos levar em conta o fato de que o campo coulombiano exerce uma forte influência em $\sigma(E_X, E)$, para o processo inverso. Neste caso $\sigma(E_X, E)$ será dado por:

$$\sigma(E_X, E) \begin{cases} = \sigma_0 (1 - V/E) & \text{para } E > V \\ = 0 & \text{para } E < V \end{cases} \quad (6)$$

onde $V = Z Z' e^2 / r$. Por outro lado, o fato de ser diferente de zero a probabilidade quântica de emissão com $E < V$, deve originar um aumento na seção de choque, pois as partículas carregadas podem penetrar a barreira de potencial (efeito túnel). Dêsse modo

$$\sigma(E_X, E) \begin{cases} = \sigma_0 (1 - V'/E) & \text{para } E > V' \\ & 0 < V' < V \\ = 0 & \text{para } E < V' \end{cases} \quad (7)$$

onde V' representa a barreira de potencial corrigida^{15,36}.

Em altas energias de excitação, a emissão de uma única partícula deixará o núcleo resultante com energia ainda suficiente para continuar o processo de evaporação. O que se deve obter é a probabilidade integrada para emissão sucessiva de partículas, até a energia de excitação reduzir-se a tal ponto que nenhuma partícula

possa ser evaporada. Para um dado tipo n de partícula, a probabilidade de emissão será dada por:

$$P_n = \int_0^{E_X - B - V_n} P_n(E) dE = \int_0^{E_X - B - V_n} \frac{\sigma(E_X, E) g_n m E \sigma_Y(Y)}{\pi^2 h^3 \sigma_X(E_X)} dE \quad (8)$$

A integração pode obter-se por processo analítico^{36,37}. Entretanto, alguns autores^{15,40,41} propuseram o método de Monte Carlo para resolver este tipo de problema, considerando que, após a emissão de cada partícula, seria possível calcular as novas probabilidades de emissão e fazer os necessários ajustes nas constantes nucleares. Para tal, em cada estágio de evaporação é preciso conhecer o tipo de partícula evaporada e a sua energia. Levando em conta a fórmula mais frequente para $\rho(E)$ proveniente de considerações no modelo de Fermi, podemos escrever:

$$\rho(E) = c \exp \left[2(a E)^{1/2} \right] \quad (9)$$

onde c e a são parâmetros ajustáveis por comparação com a experiência. Usando (7) e (9) e integrando (8) obtém-se³⁶:

$$P_n = \frac{g_n m_n}{\pi^2 h^3} (\pi R^2) \left(\frac{W_n}{a_n} \right) \exp 2 \left[(a_n W_n)^{1/2} - (a_c E_X)^{1/2} \right] \quad (10)$$

onde a_c e a_n são os parâmetros de densidade de nível para os núcleos antes e depois da evaporação, respectivamente. Deste modo, é

fácil obter a expressão para a probabilidade relativa de emissão de duas partículas n e m numa dada energia de excitação E_X .

$$\frac{P_n}{P_m} = \frac{g_n m_n}{g_m m_m} \left(\frac{W_n}{W_m}\right) \left(\frac{a_m}{a_n}\right) \exp 2 \left[(a_n W_n)^{1/2} - (a_m W_m)^{1/2} \right] \quad (11)$$

onde $W = E_X - B - V_n$ é o máximo valor da excitação que um núcleo pode possuir depois de evaporar uma partícula n.

Por intermédio da fórmula (11), é possível determinar o tipo de partícula evaporada para o cálculo de Monte Carlo, determinando as probabilidades relativas para emissão de neutrons, protons, deuteron, tritons, etc. (fig. 2.13 e 2.14). A soma destas probabilidades é normalizada a 1 e por escolha ao acaso entre 0 e 1 decide-se qual partícula será emitida.

Tendo em vista a aproximada distribuição de Maxwell (numa determinada temperatura nuclear) para a energia cinética dos neutrons emitidos de um dado núcleo como mostrado por Weisskopf⁶, podemos considerar essa mesma distribuição para as energias das partículas carregadas evaporadas, adicionando contudo a energia de barreira coulombiana equivalente. Dêsse modo, a energia de uma partícula emitida é escolhida ao acaso dentro das possibilidades permitidas na distribuição de Maxwell. Esses processos serão repetidos até o núcleo perder quase toda a sua energia de excitação.

As informações finais que se obtêm por esse método quantitativo de evaporação são as seguintes:

- i - o número médio de cada tipo de partículas evaporadas

ii - o espectro de energia média para cada tipo de partículas

iii - os números atômico e de massa dos núcleos residuais.

Esses resultados e os obtidos pelo mesmo método para o processo de cascata nuclear, podem ser comparados com as medidas experimentais. As partículas resultantes da evaporação, tendo distribuições isotrópicas no sistema centro de massa e energias médias mais baixas, são distinguíveis das partículas de cascata em experiências de emulsão nuclear. Por outro lado, podemos comparar os resultados de Monte Carlo com a experiência no que se relaciona aos rendimentos dos produtos finais. Isto é possível por meio de técnicas de separação radioquímica pois os núcleos residuais são em geral radioativos. A tabela 2.1 compara os resultados, para o número médio de partículas evaporadas para diferentes energias de excitação, obtidos analiticamente^{36,38,42} para números de massa aproximadamente igual a 100 e pelo método de Monte Carlo¹⁵ com o núcleo inicial de As⁷⁴.

Como podemos notar, o número médio para cada tipo de partícula evaporada aumenta com a energia de excitação inicial e diminui como esperado, conforme aumenta a carga da partícula emitida. As figuras 2.15 e 2.16 mostram alguns resultados obtidos também para o processo de evaporação nuclear. Entretanto, para elementos pesados, o fato da probabilidade de fissão ser acentuada, os cálculos de evaporação tornam-se inconsistentes com os obtidos experimentalmente. O parágrafo seguinte mostrará como este

Tabela 2.1

E* (MeV)	Partícula	Nº médio part.evap. - Ref.			
		(4)	(18)	(14)	(12)
50	p	0.30	0.27		0.60
50	n	3.40	2.70		
100	p	1.10	1.20	1.10	0.90
100	n	5.00	4.80	5.70	
100	α	0.20		0.20	0.40
150	p	2.20	2.20		1.90
150	n	6.10	6.50		
150	d	0.20			0.20
150	α	0.40			0.70

problema tem sido contornado e discute com algum detalhe o processo de competição entre os dois processos no estágio lento da reação.

2.2.2 - Fissão Nuclear

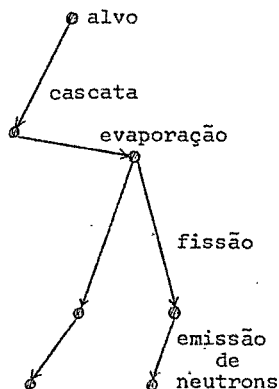
Para núcleos pesados onde o valor crítico da barreira de fissão é aproximadamente igual ao da energia de ligação do último neutron, quando para um dado Z^2/A , a energia de excitação do núcleo residual for maior que o limiar para fissão, deve esperar-se uma forte competição entre a fissão e a evaporação no estágio lento da reação nuclear. Por este motivo e devido ao fato de que o processo de cascata dá lugar a um espectro de núcleos residuais em vários níveis de excitação, os produtos de fissão observáveis provêm de uma variedade complexa de núcleos produtos. Para núcleos mais leves no entanto, como a fissionabilidade é muito baixa, apenas alguns núcleos provenientes do processo de cascata e da subsequente evaporação nuclear contribuirão para os núcleos produtos de fissão. É difícil, entretanto, estimar qual o tempo de fissão (Γ_f/Γ_n), isto é, em que etapa da evaporação ocorre o processo de fissão. Podemos, contudo, discutir seu comportamento em termos de dois mecanismos extremos como mostra a figura da página 33. Essas considerações serão feitas levando em conta apenas a evaporação mais provável de neutrons.

No primeiro caso, a evaporação de neutrons terá sequência até que seja formado um isótopo de alto Z^2/A favorável à fissão do núcleo apesar de sua baixa energia de excitação. Explica-se o segundo caso considerando que a fissionabilidade dos núclídeos resultantes da cascata seja uma função fortemente dependente da energia

de excitação e que as larguras de nível para fissão aumentem muito mais rapidamente que as larguras para evaporação de neutrons em altas energias de excitação.

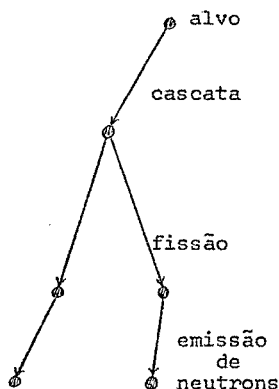
1 - FORTE DEPENDÊNCIA DE

Z^2/A



2 - FORTE DEPENDÊNCIA DA

ENERGIA DE EXCITAÇÃO



O comportamento do processo de fissão em termos desses dois mecanismos extremos do estágio lento da reação tem sido alvo de discussão entre vários autores que têm obtido resultados favoráveis a qualquer dos dois mecanismos.

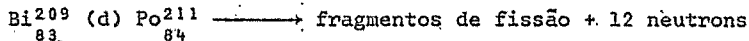
Goeckerman e Perlman⁴³, em experiências de interação de deutrons de 190MeV com núcleos de bismuto, obtiveram a distribuição de massa dos fragmentos produtos de fissão e como para o bismuto a fissão é essencialmente simétrica em altas energias, verificaram

que o pico da distribuição de massa dos fragmentos individuais estava na região de 100 unidades de massa. Considerando este fato, estipularam um esquema específico para o processo de fissão no bismuto induzido por deuterons de 190MeV como se segue:



Numa forma simplificada, o mecanismo proposto consistia no seguinte: o núcleo composto (ou núcleo excitado se a partícula não fosse capturada) desexcitar-se-ia por emissão de neutrons (de preferência) e por consequência a barreira de fissão diminuiria gradualmente enquanto aumentaria a energia de ligação do neutron no núcleo. Neste caso, a barreira de fissão seria da ordem de grandeza da energia de ligação do neutron, após a emissão de aproximadamente 10 neutrons, o que tornaria o núcleo instável o suficiente em relação à fissão.

Entretanto, o mecanismo da fissão por emissão anterior de neutrons proposto por estes autores, deve ser considerado como um dos possíveis mecanismos. Na verdade, o fato de o máximo do espectro de massa estar em torno de 100 unidades de massa não significa necessariamente que o núcleo que se fissionou tivesse tido 200 unidades de massa. O esquema da reação poderá ser dado por :



Neste caso, o processo de fissão teria tido uma forte dependência

da energia de excitação do núcleo.

Dessa forma, a curva de massa por si só parece não levar a uma conclusão sobre o mecanismo de fissão para núcleos pesados em altas energias.

Harding e Farley⁴⁴ realizaram experiências de correlação angular entre a direção de movimento dos fragmentos de fissão e a dos neutrons evaporados, para determinar se o processo de fissão, em altas energias de excitação, ocorria após ou antes da evaporação de partículas. No primeiro caso, a distribuição dos neutrons em relação aos fragmentos de fissão é isotrópica enquanto que no segundo se observa uma anisotropia considerável no sistema laboratório. Definindo o coeficiente de anisotropia K como sendo a razão do número de neutrons em 0° e 90° ($K=N_0/N_{90}$), este será maior que a unidade se a emissão de neutrons for em sua maioria após o processo de fissão. Por meio de medidas de coincidência entre neutrons e fragmentos de fissão, o autor determinou o valor $K=1,27 \pm 0,11$ para fissão do urânio por protons de energia $E_p=147\text{MeV}$. Com este valor, pode-se determinar o número de neutrons emitidos antes e depois da fissão, levando em conta as hipóteses de que: os fragmentos de fissão são dois com massas comparáveis ($A=119$); a energia de excitação média $E_f=20\text{MeV}$; a velocidade dos fragmentos de fissão é, para todos os casos, $v_f=1,2 \times 10^9\text{cm/seg}$ e o espectro de energia dos neutrons emitidos pelos fragmentos é descrito pela fórmula de evaporação de Le Couteur.

Com estas considerações, o autor mediu os seguintes valores

para os coeficientes de anisotropia:

- 1 - $K > 2,25$ para todos os neutrons evaporados após a fissão
- 2 - $K = 1,01$ para todos os neutrons evaporados antes da fissão
- 3 - $K = 1,29 \pm 0,05$ para 1,5 neutrons evaporados depois da fissão e os restantes antes deste processo
- 4 - $K = 1,42 \pm 0,07$ para 3,5 neutrons evaporados depois da fissão e os restantes antes deste processo.

Sabendo que o número médio de neutrons emitidos por evento de fissão⁴⁵ é $13,1 \pm 1,6$ para fissão do urânio induzida por protons de 147MeV e comparando os valores obtidos para os coeficientes de anisotropia com o determinado experimentalmente ($K = 1,27 \pm 0,11$), o autor chegou à conclusão de que 11,5 neutrons foram evaporados antes e $2,5 \pm 1$ depois do processo de fissão. Considerando ainda o fato de que na fissão do urânio induzida por neutrons térmicos, são evaporados em média 2,5 neutrons, este resultado justifica a conclusão de que em altas energias de excitação o processo de fissão ocorre nos últimos estágios da evaporação. Resultados análogos foram obtidos por outros autores⁴⁶ usando técnicas em emulsões nucleares.

Dostrovsky, Fraenkel e Rabinowitz⁴⁷ usaram o método de Monte Carlo para lançar luz sobre o problema da dependência da fissão com a energia de excitação e o parâmetro de fissionabilidade Z^2/A . Para tal os autores estimaram a razão entre as probabilidades de fissão e emissão de neutrons em diferentes energias de excitação, usando

Γ_f de acôrdo com a teoria de Bohr e Wheeler⁴⁸ do modelo da gôta líquida e Γ_n de acôrdo com a teoria de Weisskopf⁶ do modelo estatístico do núcleo composto. No entanto, para poder usar-se a fórmula clássica do modelo para o caso da fissão nuclear em altas energias de excitação é necessário admitir-se que o ponto de sela está em equilíbrio estático para estas condições. Por outro lado, torna-se necessário determinar os novos parâmetros de fissão E_s e $(Z^2/A)_{cr}$, pois êstes variam com a energia de excitação do núcleo fissionável. De acôrdo com o modelo da gôta líquida Γ_f é dado por:

$$\Gamma_f = \frac{1}{2\pi\rho(E)} \int_0^{E-E_f} \rho^*(E_X - E_f - E) dE \quad (12)$$

onde $\rho(E_X)$ é a densidade de nível do núcleo excitado antes da fissão, $\rho^*(E_X)$ a densidade de nível no ponto de sela E_f a energia da barreira de fissão.

Por outro lado, de acôrdo com o modelo estatístico, Γ_n é dado por:

$$\Gamma_n = P_n(E)h = h \int_0^{E_X - B} \sigma(E_X, E) \frac{g_n M_n}{\pi^2 h^3} E \frac{\rho_Y(E_Y)}{\rho_X(E_X)} dE \quad (13)$$

$$\Gamma_n = h \int_0^{E_X - B} \sigma(E_X, E) \frac{g_n M_n}{\pi^2 h^3} \exp \left[S_Y(E_X - B - E) - S_X(E_X) \right] dE \quad (14)$$

onde E_X é a energia de excitação inicial do núcleo X, B é a energia de ligação do neutrón, $\sigma(E_X, E)$ é a seção de choque do processo inverso, g é o fator de spin ($g=2$ para neutrons), M é a massa do neutrón, E é a energia cinética do neutrón e S_X e S_Y são as entropias do núcleo inicial e final respectivamente.

Considerando o núcleo como um gás de Fermi degenerado:

$$\rho(E) = \text{const.} \exp \int_0^E \frac{1}{T(E)} dE \quad (15)$$

e com $E = aT^2$ vem:

$$\rho(E) = \text{const.} \exp \left[2(aE)^{1/2} \right] \quad (16)$$

assumindo $(E_X, E) = \frac{1}{g} = R$ em altas energias de excitação e integrado (12) e (14) obtém-se:

$$\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n} = \frac{h^2}{8A^{2/3} m^2 (E_X - B)} \left[2(a(E_X - B))^{1/2} - 1 \right] \exp \left[2(a(E_X - B))^{1/2} - 2(a(E - B))^{1/2} \right] \quad (17)$$

onde $E_f = E_S A^{2/3} f(x)$, sendo $f(x)$ uma função de $(Z^2/A)/(Z^2/A)_{cr}$ e determinado por Fraenkel e Metropolis. Como a razão $(Z^2/A)_{cr}/E_S$ é uma constante, dependendo apenas do valor do parâmetro nuclear r_0 , várias comparações desta razão com resultados experimentais leva -

ram a valores de $(Z^2/A)_{cr} = 47,8$ e $E_G = 17,5 \text{ MeV}$ com $r_0 = 1,18 \times 10^{-13} \text{ cm}$. Com a fórmula (17), os autores⁴⁷ obtiveram por intermédio do método de Monte Carlo valores das fissionabilidades σ_f/σ_i que concordaram com os obtidos experimentalmente por outros autores⁴⁹. Dêste modo, os mesmos autores²³ determinaram valores para a probabilidade de fissão em níveis de excitação diferentes, diferentes energias de excitação iniciais e elementos diferentes.

A análise de todos os resultados levou à conclusão de que para núcleos pesados com energias de excitação até 200 MeV, a fissão pode dar-se em todos os estágios de emissão de neutrons embora com uma probabilidade maior de ocorrer nos estágios finais do processo de evaporação. No caso do Th^{229} , por exemplo, em energias de excitação de 100 MeV, 60% dos eventos de fissão ocorrem após a emissão de mais de sete neutrons.

Embora êstes resultados não sejam definitivos e dêem apenas informação estimativa para o mecanismo de competição entre os processos lentos de fissão e evaporação, são de grande valor para a análise dos resultados do nosso trabalho.

CAPÍTULO III

PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

A técnica experimental usada para obtenção dos resultados deste trabalho foi a de emulsões nucleares, a qual oferece, entre outras, a vantagem de poder ser alvo e detetor simultaneamente. O procedimento experimental dividiu-se em cinco etapas diferentes como descrito abaixo:

- Preparação das películas de emulsão nuclear carregadas
- Irradiação
- Revelação
- Exame ao microscópio e processamento de dados
- Eficiência das medidas

3.1 - PREPARAÇÃO DAS PELÍCULAS DE EMULSÃO NUCLEAR CARREGADAS

Para que uma película de emulsão nuclear funcione como detetor e alvo simultaneamente, é necessário que se incorpore o elemento alvo de maneira uniforme na emulsão nuclear sem que suas propriedades de detecção sejam alteradas. Isto é conseguido adicionando à emulsão o elemento sob a forma de complexo. Este método evita que os elementos, reagindo com os componentes da emulsão ou introduzindo cargas elétricas incompatíveis com ela, levem o coloide à floculação.

Os elementos alvo de interesse deste trabalho são urânio, tório e bismuto e as formas das soluções de complexo respectivas, apresentadas a seguir:

a) Solução de complexo urânio

- 100 ml de solução 0,5 M de nitrato de uranila
- 100 ml de solução 1 M de citrato de amônia
- 4 ml de amônia

b) Solução de complexo tório

- 100 ml de solução 0,5 M de nitrato de tório
- 50 ml de solução 1 M de citrato de amônia
- amônia até dissolver
- 50 ml de solução 1 M de carbonato de amônia

c) Solução de complexo bismuto

- 1,7g de amônia (25%) dissolvida em 100g de água
- 4 g de citrato de bismuto

Essas soluções de complexo foram adicionadas à emulsão nuclear (K0 da Ilford) sob a forma de gel, à temperatura de 50°C e numa quantidade correspondente a 10,4g para cada centímetro cúbico de emulsão seca. A solução final foi então posta num recipiente de lúcite devidamente nivelado na câmara de secagem em ambiente com 40% de umidade relativa. Após a secagem, as películas foram cuidadas -

mente pesadas e cortadas em pedaços com dimensões adequadas ao trabalho de microscopia. Em seguida, medimos a espessura, o comprimento e largura das novas películas para, após o processo de revelação, determinarem-se o fator de contração e o fator de dilatação em ambas as direções.

Com os resultados de todas as medidas e a suposição da homogeneidade da distribuição dos complexos na emulsão nuclear, determinamos a quantidade em mg de cada elemento alvo por grama de emulsão por centímetro quadrado de película e o respectivo número de átomos de elementos em cada centímetro quadrado de película de emulsão. A tabela 3.1 mostra os valores obtidos para cada uma dessas medidas.

Tabela 3.1

Elemento alvo	mg/g Em.	mg/cm ² Pelíc.	Nºatom/cm ² Pelíc.
Urânio	15,3	1,6	4,1 x 10 ¹⁸
Tório	15,2	1,5	3,9 x 10 ¹⁸
Bismuto	21,3	1,9	5,4 x 10 ¹⁸

Finalmente, empilhamos uma película de cada tipo de carregamento como mostra a figura 3.1 e a pilha assim obtida foi encapsulada a vácuo para evitar o desaparecimento gradual da imagem latente.

A película de emulsão pura (K0 da Ilford) foi adicionada pa-

ra posterior determinação dos eventos provenientes da interação das partículas incidentes com os núcleos dos próprios constituintes da emulsão. Todas as películas foram preparadas também, com cuidados especiais para evitar qualquer tipo de contaminação externa.

3.2 - IRRADIAÇÃO

As películas de emulsão, preparadas como descrito no parágrafo anterior, foram irradiadas no Z.G.S. do Laboratório Nacional de Argonne, por um feixe de protons de energia 12,3GeV e fluxo total de $1,06 \times 10^{10}$ partículas (fig. 3.2). O fluxo foi medido por meio de produção de Na^{24} em folhas de alumínio como descrito por J.B. Cumming⁵⁰.

Uma autorradiografia tirada durante a calibração serviu para localizar as regiões de incidência do fluxo, nas emulsões nucleares. A área de incidência do fluxo foi de 2cm x 1,5cm e a intensidade de protons nesta região, por conseguinte, cerca de $0,3 \times 10^{10}$ protons /cm² de emulsão.

Tendo por base um trabalho de J. Hudis e S. Katcoff¹², não foram levadas em conta correções devido a efeitos de partículas secundárias. Esses autores realizaram uma experiência com cinco pilhas justapostas de alvos de U, Bi e Au e todos esses distribuídos entre trinta e três lâminas finas de mica. Estas cinco pilhas foram expostas a um mesmo feixe ao qual tinha sido também exposta uma única pilha padrão com alvos de U, Bi, Au e Ag e oito lâminas de mica. A intensidade do fluxo de protons foi medida por meio da ativação de Na^{24} em folhas de Al e não foi observada qualquer contribuição secundária considerável nas medidas de seção de choque. Com os resultados obtidos acima, chegamos à conclusão de que, dentro dos erros experimentais, o efeito de partículas secundárias é negligenciável também no nosso trabalho.

3.3 - REVELAÇÃO

Após a irradiação das partículas de emulsão nuclear estas são submetidas a um processo químico que tem por finalidade tornar visíveis as trajetórias das partículas carregadas. Como se sabe, a emulsão nuclear é constituída de brometo de prata e gelatina numa relação de volume de 49/51⁵¹. Entretanto, quando uma partícula carregada atravessa uma película de emulsão nuclear sensibiliza os grãos de brometo de prata ao longo de sua trajetória formando em cada um deles centros de imagem latente constituídos de prata metálica que, por sua vez, funcionam como catalizadores da redução de mais íons de prata em prata metálica. Por este motivo, quando a emulsão nuclear é imersa numa solução reveladora, os grãos de brometo de prata que contêm centros de imagem latente tornam-se agentes catalizadores da reação redutora do agente revelador e os grãos assim revelados mais rapidamente definem a trajetória da partícula que mais tarde será objeto de análise ao microscópio.

No nosso caso entretanto, é necessário utilizar um método de revelação tal que permita apenas o registro dos traços de partículas fortemente ionizantes tais como fragmentos de fissão e demais partículas pesadas provenientes da interação dos protons com os elementos alvo e os elementos da própria emulsão. Isto é conseguido através de um revelador e um controle de tempo de revelação, adequados⁵². A tabela 3.2 mostra os reveladores usados para as emulsões com diferentes carregamentos:

Tabela 3.2

Revelador	U	Th	Bi
Ácido bórico	2,0g/l	2,0g/l	2,0g/l
Sulfito de sódio	3,0g/l	3,0g/l	3,0g/l
Brometo de potássio	1,2g/l	1,2g/l	1,2g/l
Amidol	0,2g/l	0,15g/l	0,3g/l
Água destilada	1 l	1 l	1 l

Antes da revelação porém, as películas foram lavadas por muitas horas (~10h) em água a aproximadamente 5°C. Então foram imersas no banho revelador, primeiramente à temperatura de 5°C durante 3h e depois à temperatura de 8°C durante 1 h.

Após a revelação, as películas foram imersas durante duas horas em uma solução composta de 10% de ácido acético e 5g/l de sulfito de sódio, tendo por efeito cessar a ação do revelador. Em seguida e com a finalidade de dissolver os grãos de brometo de prata não revelados a fim de tornar as películas completamente transparentes, estas foram imersas num banho fixador de hipossulfito a 350g/l e 5g de sulfito de sódio (a 5°C). Após a fixação, as películas foram lavadas durante 24h em água corrente a 10°C e depois colocadas num recipiente com água à mesma temperatura, onde se diluiu álcool até uma concentração de 65%. Finalmente, foram colocadas em suportes de vidro e deixadas secar até atingir equilíbrio com a umidade relativa ambiente.

3.4 - EXAME AO MICROSCÓPIO E PROCESSAMENTO DOS DADOS

Para um exame ao microscópio dos eventos registrados na emulsão, foram utilizadas oculares de aumento 10x e objetivas de 53x e 100x, estas últimas para contagem e medida desses eventos, respectivamente. Para tal, colocamos sobre a superfície da película uma rede formada de células numeradas de 1mm^2 de área, permitindo assim que, com um mapeamento preciso de posição dos traços, se evitassem tanto a contagem repetida como a perda de um evento.

Para determinar o alcance verdadeiro de um evento na emulsão nuclear (fig. 3.4.1) mediram-se: a distância entre as extremidades da projeção da trajetória no plano da emulsão por meio de uma escala calibrada numa das oculares do microscópio, a distância vertical entre as extremidades da trajetória por meio de um micrômetro adaptado ao microscópio e o ângulo da projeção da trajetória no plano da emulsão com um eixo arbitrário previamente escolhido por meio de um goniômetro adaptado à ocular do microscópio. Entretanto, devido à alteração nas dimensões da película causada pela revelação, estes valores foram corrigidos por intermédio de três fatores apropriados à obtenção dos valores verdadeiros dessas grandezas. A razão entre a média das medidas de espessura da película tiradas antes da revelação e a média das medidas de espessura tiradas diariamente durante o exame ao microscópio, é denominada fator de contração (FC) e quando multiplicada pela distância vertical entre as extremidades da trajetória (CD) dá a medida verdadeira da

profundidade de penetração do evento na emulsão. Para a correção da distância entre as extremidades da projeção da trajetória (EF) no plano da emulsão, multiplicamos o comprimento e largura da película respectivamente, pelo fator de calibração horizontal (CALH) dado pelo produto da razão entre o comprimento inicial (antes da revelação) e o comprimento final (após a revelação) pela calibração feita por meio de uma escala micrométrica numa das oculares do microscópio, e o fator de calibração vertical (CALV) dado pelo produto da razão entre as larguras inicial e final de películas e a mesma calibração.

A projeção verdadeira do traço no plano da emulsão é então dada por:

$$PV = \left[(EF \times \text{sen} \theta \times \text{CALV})^2 + (EF \times \text{cos} \theta \times \text{CALH})^2 \right]^{1/2}$$

Finalmente, o alcance verdadeiro do evento na emulsão é dado por:

$$\text{ALCANCE VERDADEIRO} = \left[(\text{CD} \times \text{FC})^2 + \text{PV}^2 \right]^{1/2}$$

Os cálculos dos alcances verdadeiros para todos os eventos são feitos por intermédio de um programa em linguagem FORTRAN, no computador IBM-1620 II do C.B.P.F.

3.5 - EFICIÊNCIA DAS MEDIDAS

A eficiência das medidas foi determinada por comparação entre o mapeamento dos eventos registrados, feitos por duas microscopistas, numa mesma região da emulsão. Para tal, determina-se o número de coincidências entre os traços dos dois mapeamentos e acha-se o número de eventos mais provável N nessa região pela razão $n_1 n_2 / n$, onde n_1 e n_2 são os números de eventos encontrados pela primeira e segunda microscopistas respectivamente e n o número de coincidências encontradas.

As eficiências individuais definidas como: as razões entre os números de eventos encontrados por cada microscopista e o número mais provável N existente, serão dadas respectivamente por:

$$E_1 = \frac{n_1}{N}$$

$$E_2 = \frac{n_2}{N}$$

Como a eficiência de uma observação varia com a densidade de eventos nessa região de observação, é necessário escolher previamente o aumento do conjunto ocular-objetiva do microscópio, a fim de assegurar um resultado satisfatório para estas medidas. Por experiências realizadas em nosso laboratório, tem-se achado que o número ideal é de dez eventos por campo de observação. Por um campo entende-se a região da emulsão nuclear visível dentro de um quadrado gravado numa das oculares do microscópio e que supomos ser uma amostra representativa do fluxo nessa região.

CAPÍTULO IV

ANÁLISE DOS RESULTADOS

Os resultados para o urânio, tório e bismuto basearam-se na contagem e medida dos eventos, provenientes do processo de fissão desses elementos, num determinado volume da emulsão nuclear. Para tal, foi necessário usar uma técnica especial de revelação que permitisse uma discriminação precisa desses eventos na película de emulsão. A análise desses resultados será feita nos parágrafos subsequentes.

4.1 - DISCRIMINAÇÃO DE EVENTOS

Medidas das seções de choque de fissão em altas energias têm sido realizadas por meio de técnicas experimentais diferentes. Esses resultados no entanto são pobres e muitas vezes inconsistentes entre si. Isso deve-se ao fato de que existem várias dificuldades para a investigação desse tipo de processo especialmente em energias superiores a 1GeV.

Pelo método de separação radioquímica, torna-se bastante difícil determinar o valor das seções de choque de fissão pois a curva bem definida de distribuição de massa dos fragmentos em baixas energias desaparece em energias acima de aproximadamente 0,6GeV.

Em mica, o critério usado para identificar como traço de fis

são qualquer evento binário registrado, leva à determinação de um valor da seção de choque pouco preciso, devido à dificuldade em distinguir um traço desse tipo de um aparentemente binário proveniente de um outro tipo de reação. Esta dificuldade aumenta ainda pela pouca precisão na medida dos comprimentos dos traços registrados e conseqüentemente uma discriminação pouco nítida entre os eventos de fissão e os demais fragmentos pesados.

Com o vidro, as dificuldades são ainda maiores não só pela pouca precisão nas medidas dos alcances dos eventos como pela baixa eficiência apresentada. Como se sabe, nesse material, sendo a velocidade de ataque e dissolução da superfície, pelo agente revelador, mais rápida que a velocidade de ataque e dissolução ao longo do traço proveniente da penetração do fragmento no material, pode ocorrer que os traços fazendo um pequeno ângulo com a superfície não sejam revelados ou em outras palavras, os traços não são revelados uniformemente em todo o material.

Essas dificuldades são totalmente eliminadas usando técnicas de emulsões nucleares, para as medidas de seção de choque de fissão. Para tal, um dos fatores mais importantes é o de ser a emulsão, detector e alvo simultaneamente, permitindo desse modo 100% de eficiência. Por outro lado, usando um método especial de discriminação de eventos é possível uma diferenciação precisa entre os traços de fissão e aqueles provenientes de outras reações dos prótons incidentes com os elementos constituintes da emulsão, principalmente bromo e prata. Podemos afirmar que a emulsão nuclear é o

único detector em que o pico de fissão, na curva representativa da distribuição de alcances, aparece nitidamente. Devemos lembrar entretanto, que isso só se torna possível usando um processo de revelação apropriado que permita discriminar com precisão os traços de partículas bastante ionizantes dos traços de partículas menos ionizantes tais como íons de $Z \leq 30$. A situação ideal deve ser aquela, em que sejam revelados apenas os traços das partículas mais ionizantes (como fragmentos de fissão) deixando totalmente inobservável um intenso fundo ("background") das partículas menos ionizantes.

Esse processo foi realizado pela primeira vez por H. G. de Carvalho e A. da Silva⁵² num trabalho de discriminação dos traços dos fragmentos de fissão dos provenientes de partículas alfa, na emulsão nuclear. No nosso caso, a situação foi idêntica com respeito à discriminação entre fragmentos de fissão e os fragmentos menos ionizantes tais como: fragmentos leves até o número de massa de aproximadamente 30 unidades provenientes dos processos de cascata e evaporação e o intenso fundo de partículas alfa provenientes dos elementos alfa-radioativos existentes. No caso do urânio, em particular, tendo em vista o longo intervalo de tempo desde a preparação da película carregada até o instante da revelação, êsse processo de discriminação foi fundamental, pois o número de partículas alfa acumuladas durante êsse intervalo de tempo é bastante elevado. A técnica do processo consiste essencialmente em diminuir o potencial químico do agente revelador (baixa concentração de amidol), e usar a temperatura prática mais baixa (a mínima permitida para que não ha-

ja precipitação e formação de gelo da solução), um pH baixo e uma quantidade adequada de brometo de potássio necessária também a uma diminuição da taxa de formação de "fog", isto é, grãos revelados não pertencentes às trajetórias das partículas. Um ajuste perfeito desses fatores permite que o "tempo de indução"^{*} para os traços de partículas carregadas do fundo ("background"), que normalmente é de alguns segundos, aumente para tempos de revelação de algumas horas. Dêsse modo, o tempo de indução para partículas alfa é tão longo, em relação ao tempo suficiente para que os traços de fissão sejam bem revelados (fig. 4.1), que a discriminação é perfeita pela ausência visual do fundo das partículas menos ionizantes.

A figura 4.2 mostra a fotografia de uma região na emulsão carregada com urânio, onde podemos observar os traços de fragmentos de fissão sem o aparecimento de quaisquer traços provenientes do fundo de radiação de partículas alfa.

Com a perfeita nitidez desses fragmentos em todas as películas do nosso trabalho, procedemos então, numa região da emulsão incluindo completamente a área atingida pelo fluxo, à medida de todos os eventos registrados em duas películas "testemunha", uma de emulsão pura e outra carregada com urânio, reveladas nas mesmas condições. Essa área foi determinada por intermédio de uma autorradiografia do fluxo tirada no Laboratório Nacional de Argonne duran

* Tempo de indução - tempo de imersão no revelador, antes que qualquer densidade de grãos ao longo da trajetória das partículas seja observável.

te a irradiação. Os histogramas das medidas dos alcances dos eventos nas duas películas são mostrados nas figuras 4.3 e 4.4, respectivamente.

Observando êsses histogramas, podemos separar nítidamente a distribuição dos eventos da película de emulsão carregada em duas partes distintas: uma, pela semelhança com a distribuição dos eventos da película de emulsão pura, devido à contribuição dos eventos provenientes das reações induzidas nos elementos constituintes da emulsão principalmente bromo e prata, outra, devido à contribuição dos eventos da fissão do urânio.

A perfeita discriminação entre os processos mencionados permite também que o número de eventos de fissão seja determinado na emulsão carregada, a partir de uma simples subtração do fundo (observável) na mesma emulsão, o que normalmente é feito por intermédio da emulsão pura irradiada e revelada nas mesmas condições. Isso aumenta a margem de segurança nos resultados pois evita a interferência de medidas em películas diferentes que, apesar das mesmas condições de revelação, reagem de maneira diferente.

É importante realçar ainda o fato de não ter sido encontrado, nas distribuições mencionadas, qualquer contribuição significativa proveniente do processo de "fragmentação". De acordo com as curvas de rendimento de massa dos produtos da interação de prótons de 2,9 GeV e 28 GeV (fig. 4.5) do trabalho de Friedlander⁵³, a maior contribuição devido a êsse processo situa-se na região de pequenas massas ($A < 30$); assim sendo, a forte discriminação de eventos feita

neste trabalho excluiu completamente os traços devidos a êsses frag
mentos menos ionizantes. Para os produtos de massa maior, a sua con
tribuição é tão pequena que ficou mascarada pela própria flutuação
estatística do trabalho.

Com os resultados obtidos com as películas "testemunha", pro-
cedemos então, à contagem e medida dos eventos em todas as pelícu
las do trabalho com o propósito de medir as seções de choque de fis
são.

4.2 - SEÇÕES DE CHOQUE

Um dos objetivos mais importantes da parte experimental do nosso trabalho é a medida da seção de choque de fissão do urânio, $t\bar{u}$ rio e bismuto induzida por protons de 12,3GeV. Como se sabe, a seção de choque de fissão é definida por:

$$\sigma_f = \frac{n_f}{\phi N} \quad (4.1)$$

onde n_f é o número total de eventos de fissão, ϕ é o fluxo total integrado no tempo e N é o número de átomos do elemento alvo por cm^2 .

Conhecendo o valor de ϕ (determinado por Andrew F. Stehney no Laboratório Nacional de Argonne) e o valor de N (por nós determinado durante o processo de preparação das películas de emulsão), resta conhecer o número total de eventos de fissão registrados na emulsão durante o tempo em que foi atravessada pelo feixe de protons para se ter o valor da grandeza σ_f .

Entretanto, considerando o trabalho exaustivo necessário à contagem, medida de alcance e mapeamento da enorme quantidade de eventos registrados na área total atingida pelo fluxo, fizemos essas medidas numa área de aproximadamente 1/20 da área total e apenas em eventos apresentando um alcance maior ou igual a 6μ . Essa área foi distribuída uniformemente pela área total (fig. 4.6) e segundo experiências anteriores realizadas em nosso laboratório, é suficiente para a determinação em boa precisão do número total de even

tos na película. Sua determinação foi feita a partir da área de um campo multiplicada pelo número de campos percorridos. Por "campo" entende-se a região da emulsão nuclear visível dentro de um quadrado gravado numa das oculares do microscópio e que contém uma amostra representativa do fluxo nessa região. Dêste modo, sabendo-se que a área de um campo é dada por:

$$a = \frac{(60 \times C)^2}{FH \times FV} \quad (4.2)$$

onde C é um fator de calibração do conjunto microscópio-microscopista, FH e FV são os fatores de contração horizontal e vertical da emulsão respectivamente e o fator 60 corresponde ao número de divisões da escala na ocular do microscópio; temos para a área de medidas o valor

$$a_m = n_c \times a \quad (4.3)$$

onde n_c é o número de campos percorridos.

Os histogramas dos alcances dos eventos para o urânio, tório e bismuto são mostrados nas figuras 4.7, 4.8 e 4.9, respectivamente. O número total de eventos n_t registrados na emulsão é então:

$$n_t = n \times r \quad (4.4)$$

onde r é a razão entre as áreas total e percorrida e n é o número de eventos contados nesta última.

Com a finalidade de determinar o número total de eventos de fissão em cada uma das películas, calculamos em cada histograma a razão R entre o número total de eventos e o número de eventos de fissão. Este último foi obtido considerando uma distribuição t_i po gaussiana².

Levando em conta a correção devida à eficiência ξ no trabalho da microscopista, encontra-se o número n_f de eventos de fissão:

$$n_f = \frac{n_t}{R\xi}$$

A tabela 4.2.1 mostra os valores de n_f , ϕ , N e σ_f , obtidos para cada um dos elementos alvo.

Tabela 4.2.1

Alvo	ϕ	N	n_f	σ_f (mb)
U	$1,06 \times 10^{10}$	$4,1 \times 10^{18}$	$34,5 \times 10^3$	794 ± 80
Th	$1,06 \times 10^{10}$	$3,9 \times 10^{18}$	$24,7 \times 10^3$	597 ± 60
Bí	$1,06 \times 10^{10}$	$5,4 \times 10^{18}$	$6,5 \times 10^3$	114 ± 12

Com as medidas das seções de choque de fissão podemos determinar então, as fissionabilidades para êsses elementos. A fissionabilidade f, definida como a razão entre a seção de choque de fissão e a seção de choque total inelástica, dá-nos uma informação

mais significativa sobre a probabilidade de fissão em relação aos demais processos de reação. A seção de choque total inelástica pode ser calculada a partir da fórmula:

$$\sigma_i = \sigma_g(1-T) \quad (4.6)$$

onde σ_g é a seção de choque geométrica e T a transparência nuclear definida como

$$T = 1 - \sigma_a / \pi R^2 \quad (4.7)$$

Esta última foi calculada por intermédio do modelo ótico considerando a aproximação semi-clássica do espalhamento do próton pelo potencial complexo do núcleo $V = V_0 + iW_0$. Essa aproximação é adequada já que o comprimento de onda da partícula incidente é pequeno quando comparado às dimensões nucleares. A expressão para T é dada pela fórmula

$$T = \frac{1 - (1 + 2KR) e^{-2KR}}{2K^2 R^2} \quad (4.8)$$

O raio nuclear R é dado por $R = r_0 A^{1/3}$ e K é o coeficiente de absorção

$$K = \frac{W}{h} \left[2\mu / (\epsilon_0 + V_0) \right]^{1/2} \quad (4.9)$$

A quantidade K está relacionada ao livre percurso médio pela relação

$$K = \frac{1}{2\xi} \quad (4.10)$$

onde ξ estabelece a relação entre os parâmetros do modelo ótico e a seção de choque média efetiva de interação do próton com os nucleões na matéria nuclear

$$\xi = \frac{1}{\rho \bar{\sigma}_p} \quad (4.11)$$

onde ρ é a densidade de nucleões no núcleo

$$\rho = 3/4\pi r_0^3 \quad (4.12)$$

e $\bar{\sigma}_p$ é a seção de choque individual média para prótons, dada por :

$$\bar{\sigma}_p = \left[Z(\sigma_{pp} - \sigma_{pn}) + A \sigma_{pn} \right] / A \quad (4.13)$$

Foram usados os valores $\sigma_{pp} = 39,4 \text{ mb}$ e $\sigma_{pn} = 40,4 \text{ mb}$ obtidos por W. Galbraith⁵⁷ e o valor $r_0 = 1,25$ de A.E. Glassgold⁵⁸. Como na região de altíssimas energias, aqui considerada, as seções de choque individuais livres independem da energia de incidência, não foi necessário levar em conta a movimentação dos nucleões no núcleo para qual-

quer correção nos valores de σ_{pp} e σ_{pn} .

A tabela 4.2.2 mostra os valores de T, σ_i e f para o urânio, tório e bismuto:

Tabela 4.2.2

Alvo	T	σ_i	f
U	0,033	1,80	0,44
Th	0,034	1,79	0,33
Bi	0,036	1,67	0,07

Os resultados serão a seguir discutidos e confrontados com os obtidos por outros autores.

4.3 - CONCLUSÃO

Na região de altas energias, a seção de choque total inelástica decresce muito lentamente com o aumento da energia das partículas incidentes. Deve-se isso ao fato de que a transparência nuclear é uma função levemente crescente da energia. Dêsse modo as fissionabilidades para o urânio, tório e bismuto, dependem quase que exclusivamente das correspondentes seções de choque de fissão para êsses elementos. Em altíssimas energias ($>0,6\text{GeV}$) as primeiras medidas feitas por de Carvalho⁵⁹ em emulsões nucleares e as posteriores por Friedlander⁵³ usando métodos radioquímicos de separação, mostraram haver uma tendência para um decrescimento sensível nas seções de choque de fissão de elementos pesados tais como urânio, tório e bismuto. Ainda sem uma taxa de decrescimento bem definida, em função da energia incidente, êsse fato tem levado a interpretações pouco precisas sobre o comportamento do processo de fissão em energias altíssimas.

Uma das finalidades dêste trabalho, foi dar uma contribuição para melhor esclarecer alguns pontos fundamentais, tais como: taxa de variação da seção de choque de fissão com a energia das partículas incidentes; razão pela qual essa variação se faz sentir a partir de energias de aproximadamente $0,6\text{GeV}$; competição entre a energia de excitação e o parâmetro de fissionabilidade Z^2/A na probabilidade de fissão.

Medidas em $0,6\text{GeV}$, repetidas muitas vezes em condições diver-

sas em nosso laboratório, têm-nos indicado com boa margem de precisão os valores de 1400mb e 220mb^{11} das seções de choque máximas de fissão para o urânio e bismuto respectivamente. Por outro lado, Friedlander⁵³, por meio de técnicas de separação radioquímica, esta beleceu limites superiores e inferiores para as seções de choque de fissão nas energias de $2,9\text{GeV}$ e 28GeV ; a partir das curvas de rendimento de massa dos produtos desses elementos.

As seções de choque de fissão por nós medidas, estão em perfeito acôrdo com os resultados de Friedlander, mostrando existir um decrescimento acentuado nas referidas seções de choque, dentro dos limites determinados e da faixa de energias considerada.

Em 1968, Matusevitch⁶² fez medidas de seções de choque de fissão do urânio e bismuto, com técnicas em vidro, em energias de $0,66\text{GeV}$, 1GeV , 2GeV , 5GeV e 9GeV . Entretanto, os resultados para o urânio são muito baixos e os do bismuto bastante altos quando comparados com os deste trabalho e situam-se inclusive fora dos limites dados por Friedlander.

Na mesma época de nosso trabalho, Katcoff¹² e Brandt⁶⁰, em laboratórios diferentes e usando mica como detector, chegaram a resultados bastante diferentes para as seções de choque de fissão desses mesmos elementos. Os resultados de Katcoff porêm, concordam perfeitamente com as medidas por nós feitas, enquanto que os valores de Brandt são sensivelmente mais altos. Além disso, estes últimos contradizem o esperado decrescimento gradativo das seções de choque de fissão em energias superiores a aproximadamente 1GeV , já que no ca-

so do urânio os valores obtidos em 11GeV são mais altos que os de 2,9GeV.

Um melhor confronto entre as medidas das seções de choque de fissão para o urânio e bismuto feitas neste laboratório e os resultados obtidos pelos demais autores, pode ser feito por intermédio das figuras 4.10 e 4.11. As curvas tracejadas delimitam a região entre os valores dos limites superiores e inferiores de Friedlander e as curvas apresentadas com traço cheio mostram o comportamento das seções de choque de fissão em função da energia incidente, tendo como base não só os resultados obtidos neste trabalho como também as previsões decorrentes do modelo convencional para reações nucleares em altas energias.

A partir das curvas de Metropolis^{16,17} da energia de excitação média do núcleo residual de cascata E^* em função da energia dos protons incidentes E_p (fig. 4.12) e do número médio de nucleons emitidos durante a cascata \bar{N}_n em função da mesma energia incidente E_p (fig. 4.13), foi possível determinar o número médio de nucleons emitidos \bar{N}_n , e conseqüentemente o número de massa médio \bar{A} do núcleo residual, para cada energia de excitação. Dêsse modo, usando a fórmula comum de probabilidade de evaporação de partículas do modelo estatístico de Weisskopf (cap. II) e a fórmula dada por Lang e Le Couteur⁵³ para a densidade de níveis do núcleo excitado, calculamos para cada energia de excitação e respectivo A residual (para o caso do urânio) a probabilidade relativa de emissão de protons e neutrons P_p/P_n pela fórmula final:

$$\frac{P_p}{P_n} = \frac{Y_p}{Y_n} \left(\frac{A_p}{A_n}\right)^{5/12} \left(\frac{Y_{on}}{Y_{op}}\right)^{1/2} \left(\frac{K_n}{K_p}\right)^2 \frac{1 + \frac{2}{K_p Y_{op}}}{1 + \frac{2}{K_n Y_{on}}} \exp \left[b_p Y_{op} - b_n Y_{on} \right] + c(Y_{op}^{4/3} - Y_{on}^{4/3})$$

onde:

$$\gamma = \frac{gm}{\pi^2 h^3}$$

A_i (i=p,n) - número de massa do núcleo após a emissão de um proton (ou neutron)

$$Y_{oi} (i=p,n) = (E^* - B_i - V_i)^{1/2}$$

$$K_i (i=p,n) = 2(A_i/11)^{1/2} + 11^{5/3}/96 Y_{oi}^{1/3}$$

$$c = 3 \times 11^{2/3}/32$$

E^* - energia de excitação do núcleo emissor

B_i (i=p,n) - energia de ligação do proton (ou neutron)

Os valores de E^* , \bar{A} , \bar{N}_p e P_p/P_n para cada energia incidente, são mostrados na tabela 4.3.1.

Tabela 4.3.1

E_i (GeV)	E^* (GeV)	$\bar{A}(u)$	N_p	P_p/P_n
0,48	0,145	234,9	3,1	0,047
0,60	0,175	234,3	3,7	0,078
0,80	0,215	233,3	4,7	0,125
1,00	0,260	232,4	5,6	0,182
1,50	0,380	230,5	7,5	0,328
2,00	0,500	228,9	9,1	0,446
3,00	0,780	226,7	11,3	0,629
4,00	1,050	225,2	12,8	0,730
5,00	1,350	224,0	14,0	0,798
6,00	1,650	223,0	15,0	0,842
7,00	1,950	222,1	15,9	0,872
8,00	2,300	221,4	16,6	0,897
9,00	2,650	220,7	17,3	0,915
10,00	3,000	220,1	17,9	0,928
12,00	3,600	219,1	18,9	0,944

Finalmente, traçamos a curva da probabilidade relativa P_p/P_n em função da energia incidente das partículas, juntamente com as curvas de seção de choque de fissão para o urânio, tório e bismuto (fig. 4.14).

Como se pode observar pela figura em questão, ao decrescimento sensível das seções de choque de fissão desses elementos a partir de aproximadamente 0,6GeV corresponde um crescimento acentuado da probabilidade de evaporação de protons. Além disso, para

energias maiores que aproximadamente 10GeV onde a probabilidade P_p/P_n tende à unidade, as referidas seções de choque de fissão tendem a um decrescimento mais suave. Apesar do escasso número de medidas experimentais para o tório, o comportamento da seção de choque com a energia incidente deve ser análogo ao dos outros dois elementos e a curva aquela da figura 4.15.

Embora com o aparecimento do fenômeno de "fragmentação" alguns autores tenham admitido ser este o processo mais responsável pelo decrescimento das probabilidades de fissão em altíssimas energias, os resultados do nosso trabalho contudo sugerem a existência de uma forte dependência dessas probabilidades do mecanismo de emissão de partículas carregadas (essencialmente prótons) no processo de evaporação. Por outras palavras, o processo de fissão deve ocorrer com probabilidade maior nos últimos estágios da evaporação, quer dizer, com uma dependência forte do parâmetro de fissionabilidade Z^2/A . Embora isso não fosse aceite unânimemente por todos os autores, Harding⁴⁴, Dostrovsky⁴⁷ e Ostroumov⁴⁶ chegaram a essa mesma conclusão em trabalhos sobre a competição entre fissão e evaporação de neutrons, para energias onde a probabilidade de emissão de partículas carregadas é quase desprezível.

De fato, essa afirmativa explica de modo coerente o comportamento da seção de choque de fissão, para elementos tais como urânio, tório e bismuto, em toda a faixa de energias considerada. Em energias até aproximadamente 0,6GeV (onde a seção de choque de fissão é máxima), a evaporação quase que exclusiva de neutrons do

núcleo excitado leva a um aumento do valor do parâmetro de fissio-
nabilidade Z^2/A e, conseqüentemente, a um núcleo favorável à fis-
são. Entretanto, para energias mais altas esse valor tenderá a di-
minuir acentuadamente como consequência da emissão de partículas
carregadas (preferencialmente protons) durante o processo de evapo-
ração. Lembrando que Z está elevado ao quadrado e que por isso a
emissão de partículas carregadas deverá alterar mais acentuadamen-
te o valor de Z^2/A que a emissão simples de neutrons, deve-se es-
perar, por esse motivo, um decrescimento sensível nas seções de
choque de fissão.

. Baseados no modelo de Serber, estas são as conclusões que
nos parecem válidas para a explicação do comportamento relativo da
fissão nas reações nucleares em altas energias.

R E F E R Ê N C I A S

- 1 - E. Amaldi, O. D'Agostino, E. Fermi, B. Pontecorvo, F. Rasetti and E. Segré, Proc.Roy., A, 149, 522 (1935).
- 2 - O. Hahn, L. Meitner and F. Strassmann, Zeits.F.Phys., 106, 249 (1937).
- 3 - I. Curie and L. Savitch, Your de Phys., 9, 355 (1938).
- 4 - L. Meitner and O. Frisch, Nature, 143, 471 (1939).
- 5 - N. Bohr, Nature, 137, 344 (1936).
- 6 - V. Weisskopf, Phys. Rev. 52, 295 (1937).
- 7 - R. Serber, Phys. Rev. 72, 1114 (1947).
- 8 - Earl K. Hyde - the Nuclear Properties of the Heavy Elements vol. III pag 463.
- 9 - H. M. Steiner and J. A. Jungerman, Phys. Rev. 101, 810 (1956)
- 10 - de Carvalho, H.G.; Potenza, G.; Rinzivillo, R. and Sassi, E. Nuovo Cimento, 25, 880 (1962).
- 11 - G. B. Baptista - Seções de choque do urânio, tório e bismuto induzidas por protons de 600MeV - Tese 02-1970, Departamento de Radioatividade do C.B.P.F.
- 12 - J. Hudis and S. Katcöff, Phys. Rev. 180, 1122 (1969).
- 13 - Goldberger, M.L., Phys. Rev. 74, 1269 (1948).
- 14 - Bernardini, G.; Booth, E.T., and Lindenbaum, S.J., Phys. Rev. 85, 826 (1952).
- 15 - Gösta Rudstam, Spallation of Medium Weight Elements - Werner Institute for Nuclear Chemistry (1956).

- 16 - N. Metropolis, R. Bivins, M. Storm, Anthony Turkevich and G. Friedlander, Phys. Rev. 110, 185 (1957).
- 17 - N. Metropolis, R. Bivins, M. Storm, J.M. Miller, G. Friedlander and Anthony Turkevich, Phys. Rev., 110, 204 (1958).
- 18 - Hugo W. Bertini, Phys. Rev. 131, 1801 (1963).
- 19 - Hugo W. Bertini, Phys. Rev. 188, 1712 (1969).
- 20 - R. Hofstadter, Rev. Mod. Phys. 28, 214 (1965).
- 21 - N.A. Perfilov, O.V. Lozhkin and V.P. Shamov, Soviet Phys. Usp. 3, 1 (1960).
- 22 - V.S. Ostroumov and In. P. Iakovler, Soviet Phys. - JETP 8, 949 (1959).
- 23 - O. Skjeggstad and S.O. Sørensen, Phys. Rev. 113, 1115 (1959).
- 24 - G. Friedlander, Z. Fraenkel and I. Dostrovsky, Phys. Rev. 116, 638 (1959).
- 25 - J. Hudis and J.M. Miller, Phys. Rev. 112, 1322 (1958).
- 26 - E.W. Baker and S. Katcoff, Phys. Rev. 123, 641 (1961).
- 27 - S.G. Goldsack, W.O. Lock and B.A. Munir, Phyl. Mag. 2, 149 (1957)
- 28 - Vitor P. Crespo, John M. Alexander and Earl K. Hyde, Phys. Rev., 131, 1765 (1963).
- 29 - John M. Alexander, Christiane Baltzinger and M.F. Gazdik, Phys. Rev. 129, 1826 (1963).
- 30 - R. Brandt, Phys. and Chem. of Fission - Int. At. En. Ag., Vienna Vol. II, 329 (1965).
- 31 - Friedlander, G.L. Friedman, B. Gordon and L. Yaffe, Phys. Rev. 129, 1809 (1963).
- 32 - Hicks, H.G. and Gilbert, R.S., Phys. Rev. 100, 1286 (1955).
- 33 - V.P. Crespo, J.B. Cumming and A.M. Poskanzer, Phys. Rev. 174, 1455 (1968).

- 34 - R. Wolfgang, E.W. Baker, A.A. Caretto, J.B. Cumming, G. Friedlander and J. Hudis, Phys. Rev. 103, 394 (1956).
- 35 - Roland Stein, Contribution à l'étude expérimentale de l'émission de fragments dans les noyaux de Brome et d'Argent des émulsions ionographiques par des protons de 25GeV, These présentée à la Faculté des Sciences de l'Université de Strasbourg - 1965.
- 36 - K.J. le Couteur, Proc. Phys. Soc. (London) 63 A, 259 (1950).
- 37 - K.J. le Couteur, Proc. Phys. Soc. (London) 65 A, 718 (1952).
- 38 - Yamaguchi, Y., Progr. Theor. Phys. 5, 142 (1950).
- 39 - Ericson, T. - Adv. Phys. 9, 425 (1960).
- 40 - I. Dostrovsky, P. Rabinowitz and R. Bivins, Phys. Rev. 111, 1659 (1958).
- 41 - I. Dostrovsky, P. Rabinowitz and R. Bivins, Phys. Rev., 166, 683 (1959).
- 42 - Fujimoto, Y., and Yamaguchi, Y., Progr. Theor. Phys. 4, 468 (1949).
- 43 - R. Goeckerman and I. Perlman, Phys. Rev. 76, 628 (1949).
- 44 - G.N. Harding and F.J. Farley, Proc. Phys. Soc. A69, 853 (1956).
- 45 - G.N. Harding, Proc. Phys. Soc. A69, 330 (1956).
- 46 - V. Ostroumov and R. Filov, JETP 33, 1335 (1957), Soviet Phys. JETP 6, 1026 (1958).
- 47 - I. Dostrovsky, Z. Fraenkel and P. Rabinowitz, "A Monte Carlo Calculation of Fission-Spallation Competition", paper p/1515, Proceedings of the Second United Nations Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy 15, Geneva (1958).
- 48 - N. Bohr and I. Wheeler, Phys. Rev. 56, 426 (1939).
- 49 - H. Steiner and I. Jungerman, Phys. Rev. 101, 807 (1956).
- 50 - J.B. Cumming, Ann. Rev. Nucl. Science 13, 82 (1963).

- 51 - H.G. de Carvalho - the Processing and Loading of Nuclear Emulsions - cap. V do livro "Progress in Nuclear Techniques and Instrumentation" - North Holland Publishing Co. Amsterdam (1965).
- 52 - H.G. de Carvalho e A.G. da Silva - N. 1 del Supplemento al vol. 19, serie X, del Nuovo Cimento - pag. 24-29 (1961).
- 53 - G. Friedlander, Proc. Salzburg Conf. 1965, vol. II (IAEA, Vienna 1965), p. 265.
- 54 - H. G. de Carvalho - PhD Thesis - (1954).
- 55 - P. E. Nemirovskii - Nuclear Models - pag. 229.
- 56 - Kikuchi Kawai - Nuclear Matter and Nuclear Reactions - pag. 228.
- 57 - W. Galbraith et al. - Physical Review 138, B 913 (1965).
- 58 - A. E. Glassgold - Rev. Mod. Phys. 30, 419 (1958).
- 59 - H. G. de Carvalho, G. Cortini, M. Muchnik, G. Potenza, R. Rinzivillo and W. O. Lock - Nuovo Cimento 27, 468 (1963).
- 60 - R. Brandt, F. Carbonara, E. Cieslak, H. Piekarczyk, J. Piekarczyk and J. Zakrzewski - The study of Nuclear Fission induced by high - energy protons - Submitted to Nuclear Physics - Geneva-Maio 1970.
- 61 - N.A. Perfilov, V.F. Darovskikh, G.F. Demisenko and A.J. Obukhov, Zh. Eksper. Teor. Fiz. 38, 716 (1960).
- 62 - E.S. Matusевич and V.I. Regushevsky, Yadernaya Fizika 7, 1187 (1968).
- 63 - P. Kruger and N. Sugarman - Phys. Rev. 99, 1459 (1955).
- 64 - Lang, J.M.B. and Le Couteur, K.J. Proc. Phys. Soc. (London) 67A, 586 (1954).

RELAÇÃO DE FIGURAS

- Fig. 1.1 - Curvas de rendimento de massa dos produtos de fissão do urânio, para várias energias das partículas incidentes; A - neutrons térmicos; B - protons de 10MeV; C - protons de 70MeV; D - protons de 340MeV. Figura extraída da referência 8.
- Fig. 1.2 - Curvas de rendimento de massa dos produtos de fissão do chumbo e bismuto, obtidas para várias energias dos protons incidentes. A curva de 3GeV é a do chumbo; as outras são do bismuto. Figura extraída da referência 8.
- Fig. 1.3 - Distribuição dos alcances (em emulsão) dos fragmentos de fissão do urânio para várias energias de excitação E^* . N é a percentagem de núcleos com um determinado alcance: + - fissão do U^{235} com neutrons térmicos; 0 - fissão do U^{238} em $E^*=75\text{MeV}$; Δ - fissão do U^{238} em $E^*=240\text{MeV}$; O - fissão do U^{238} em $E^*=540\text{MeV}$. Figura extraída da referência 8.
- Fig. 2.1 - Divisão da esfera de momentos de Fermi. Apenas são mostrados na figura, 16 raios e 4 círculos. Figura extraída da referência 15.
- Fig. 2.2 - Curva da distribuição de massa no núcleo. Figura extraída da referência 18.
- Fig. 2.3 - Energia de excitação média E^* do núcleo residual, para quatro núcleos alvo. Figura extraída da referência 17.
- Fig. 2.4 - Número médio de neutrons de cascata em função do núcleo alvo em várias energias incidentes. Figura extraída da referência 17.

- Fig. 2.5 - Número médio de protons de cascata em função do núcleo alvo, em várias energias incidentes. Figura extraída da referência 17.
- Fig. 2.6 - Seção de choque de formação do Na^{24} , para várias energias dos protons e partículas alfa incidentes, em função da massa do núcleo alvo. Figura extraída da referência 28.
- Fig. 2.7 - Seção de choque de formação do Mg^{28} para várias energias dos protons e partículas alfa incidentes, em função da massa do núcleo alvo. Figura extraída da referência 28.
- Fig. 2.8 - Seção de choque de formação dos isótopos do I, para energias até $0,72\text{GeV}$. Figura extraída da referência 29.
- Fig. 2.9 - Seção de choque de formação dos isótopos do I, para energias até $6,2\text{GeV}$. Figura extraída da referência 29.
- Fig. 2.10 - Funções de excitação para os isótopos do I, produzidos pela irradiação do urânio. Figura extraída da referência 29.
- Fig. 2.11 - Distribuição angular, no sistema laboratório, para os núclídeos Ba^{131} e Ba^{140} formados pela interação de protons de $2,2\text{GeV}$ com o núcleo de urânio. Figura extraída da referência 33.
- Fig. 2.12 - Espectro das energias cinéticas dos núclídeos de Ba^{131} e Ba^{140} . Figura extraída da referência 33.
- Fig. 2.13 - Probabilidade de evaporação de partículas em função das energias de excitação do núcleo residual Ge^{73} . Figura extraída da referência 15.

- Fig. 2.14 - Probabilidade de evaporação de partículas em função das energias de excitação do núcleo residual Ge^{66} . Figura extraída da referência 15.
- Fig. 2.15 - Número N de traços em números de protons, deuteronos, tritons e partículas alfa, evaporadas de um núcleo com energia de excitação E^* . Figura extraída da referência 36.
- Fig. 2.16 - Espectro de energia das partículas evaporadas de carga e para cinco valores diferentes da energia de excitação inicial. Figura extraída da referência 36.
- Fig. 3.1 - Sistema de empilhamento das películas de emulsão pura e carregadas.
- Fig. 3.2 - Esquema da irradiação das películas de emulsão.
- Fig. 3.3 - Orientação no espaço da trajetória das partículas na emulsão.
- Fig. 3.4 - Variação da densidade de grãos revelados dos traços dos fragmentos de fissão e de partículas alfa, em função do tempo de revelação. Figura extraída da Tese para concurso a Professor Catedrático na Universidade do Brasil - H.G. de Carvalho - 1964.
- Fig. 4.2 - Fotografia de uma região na emulsão carregada com urânio onde podem observar-se os traços dos fragmentos de fissão sem o aparecimento do intenso fundo de radiação.
- Fig. 4.3 - Histograma das medidas dos alcances dos eventos na película de emulsão pura.
- Fig. 4.4 - Histograma das medidas dos alcances dos eventos na película de emulsão carregada com urânio.

- Fig. 4.5 - Curvas de rendimento de massa para o urânio e chumbo nas energias de 2,9GeV e 28GeV. Figura extraída da referência 53.
- Fig. 4.6 - Distribuição da área de esquadramento na área total.
- Fig. 4.7 - Histograma dos alcances dos eventos para o urânio .
- Fig. 4.8 - Histograma dos alcances dos eventos para o tório .
- Fig. 4.9 - Histograma dos alcances dos eventos para o bismuto .
- Fig. 4.10- Seções de choque de fissão do urânio em função da energia dos protons incidentes: \odot - presente trabalho ; \circ - ref. 12; $\nabla\Delta$ - ref. 53; \square - ref. 60; \boxtimes - ref. 11 ; \diamond - ref. 59; Δ - ref. 62; $\nabla\blacklozenge$ - ref. 8; \blacklozenge - ref. 9 .
- Fig. 4.11- Seções de choque de fissão do bismuto em função da energia dos protons incidentes: \odot - presente trabalho ; \circ - ref. 12; $\nabla\Delta$ - ref. 53; \square - ref. 60; \boxtimes - ref. 11 ; \diamond - ref. 59; Δ - ref. 62; $\nabla\blacklozenge$ - ref. 8; \blacklozenge - ref. 9 .
- Fig. 4.12- Energia de excitação média do núcleo residual do urânio em função da energia dos protons incidentes. Figura extraída da referência 17.
- Fig. 4.13- Número médio de partículas emitidas na cascata nuclear em função da energia dos protons incidentes. Figura extraída da referência 17.
- Fig. 4.14- Taxa de decrescimento das seções de choque de fissão do urânio, tório e bismuto e curva de P_p/P_n em função da energia dos protons incidentes.
- Fig. 4.15- Seções de choque de fissão do tório em função da energia dos protons incidentes: \odot - presente trabalho ; \boxtimes - ref. 11; \diamond - ref. 59; ∇ - ref. 8; \blacklozenge - ref. 9 .

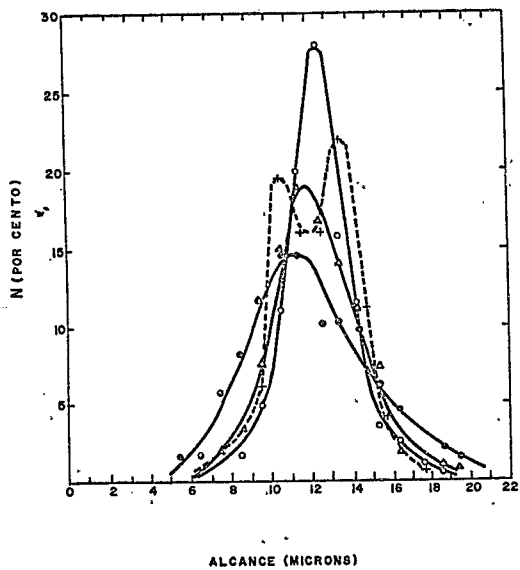
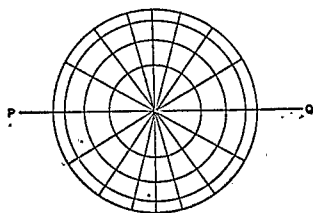


FIG. 1.3



DIVISÃO DA ESFERA DE MOMENTOS DE FERMI

FIG. 2.1

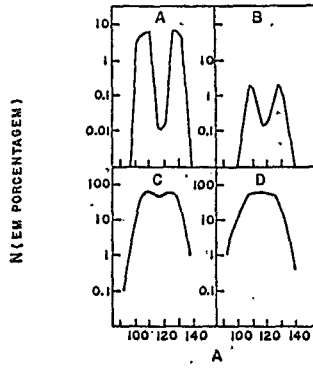


FIG. 1.1

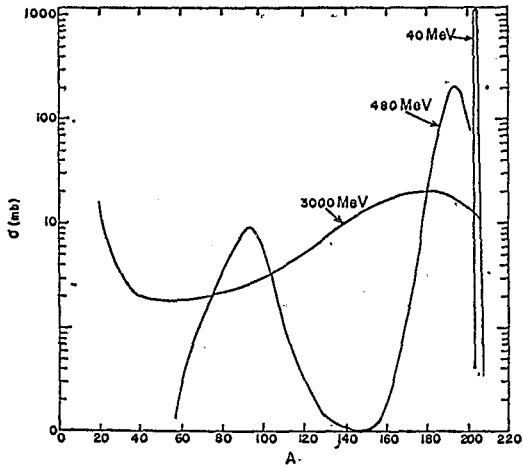


FIG. 1.2

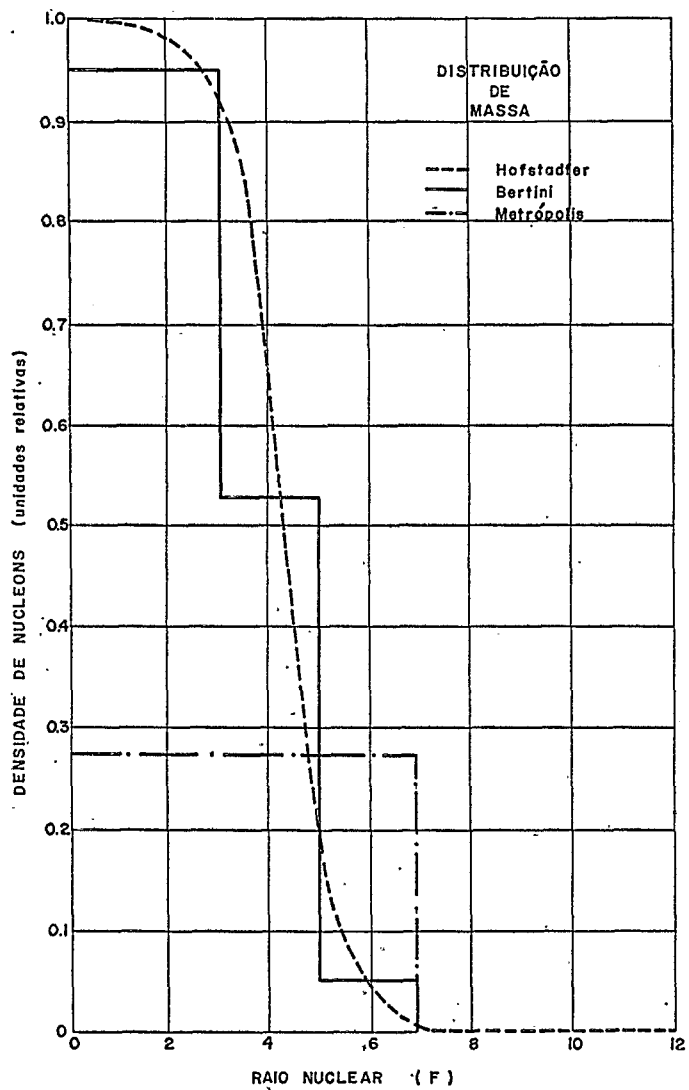


FIG. 2,2

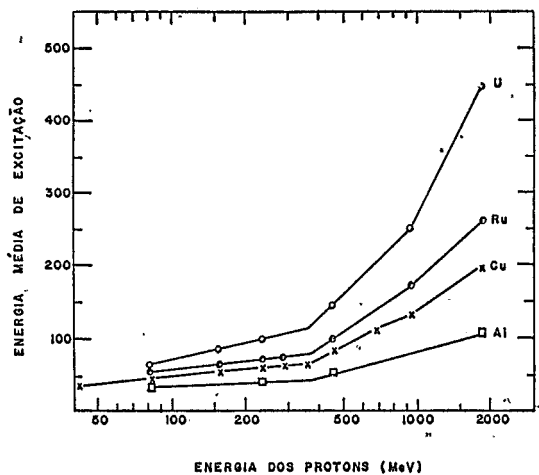


FIG. 2.3

NÚMERO MÉDIO DE NEUTRONS DE CASCATAS N_n

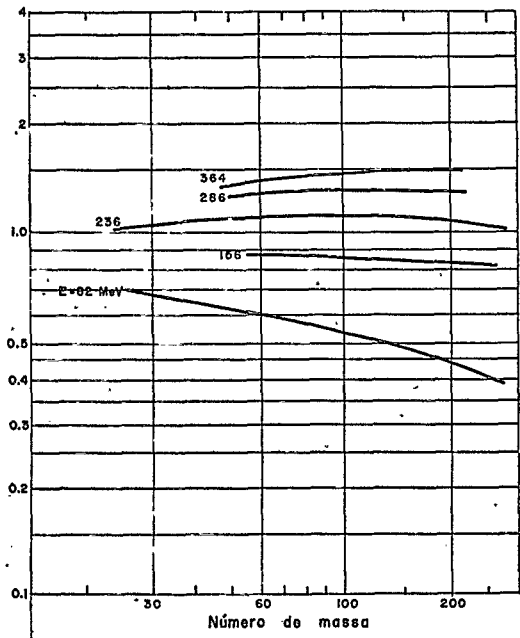


FIG. 2.4

NUMERO MÉDIO DE PROTONS DE CASCATAS N_p

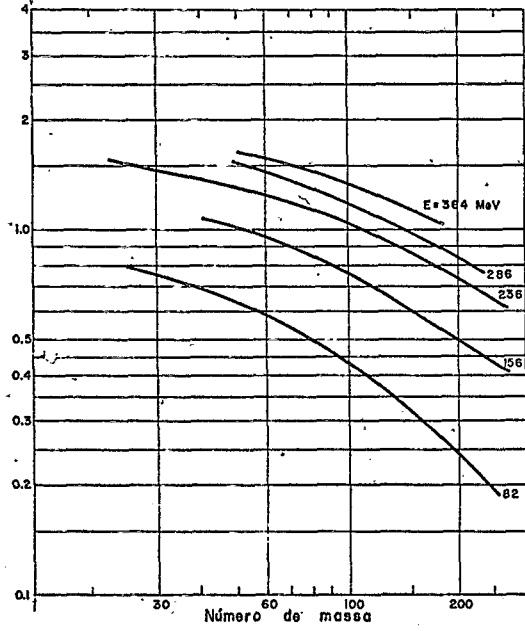


FIG. 2.5

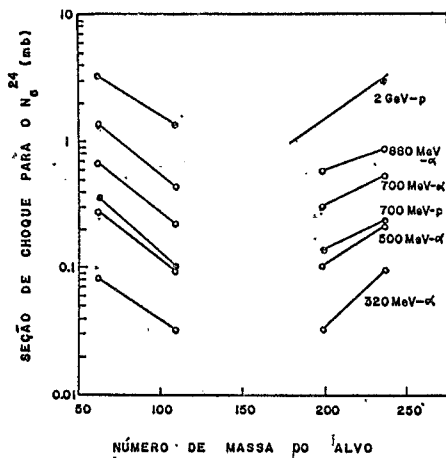


FIG. 2.6

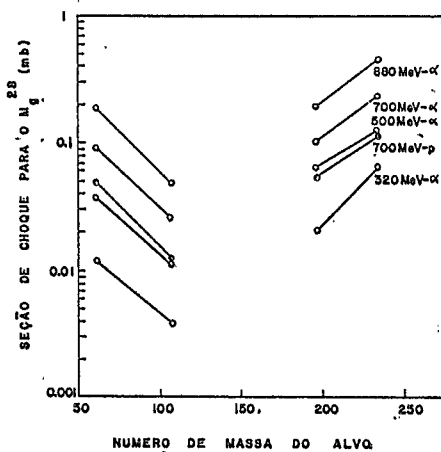


FIG. 2.7

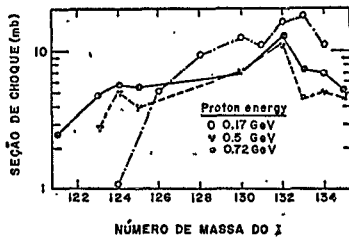


FIG. 2.8

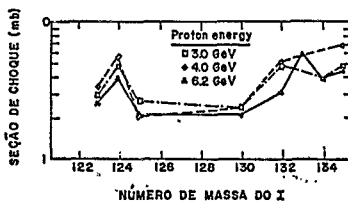


FIG. 2.9

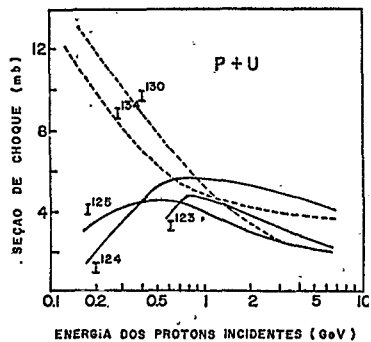


FIG. 2.10

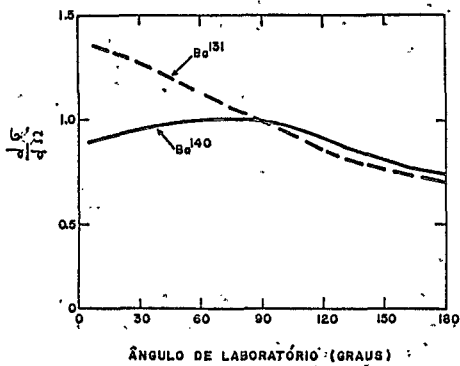


FIG. 2.11

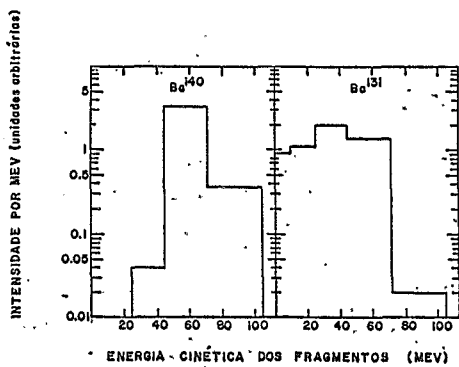


FIG. 2.12

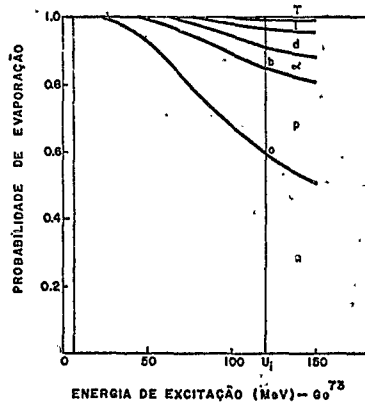


FIG. 2.13

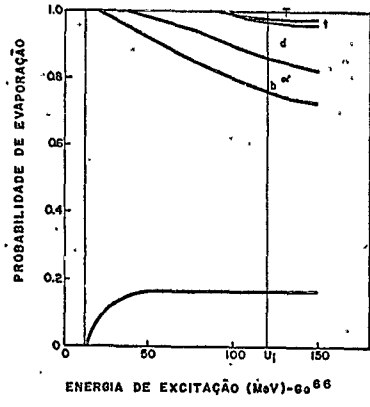


FIG. 2.14

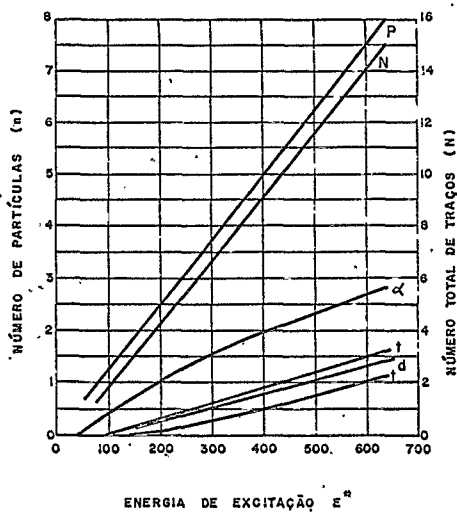


FIG. 2.15

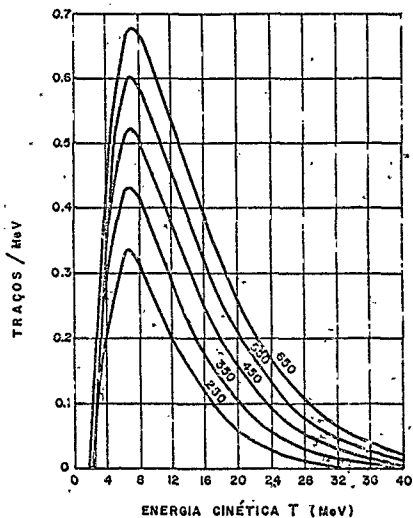


FIG. 2.16

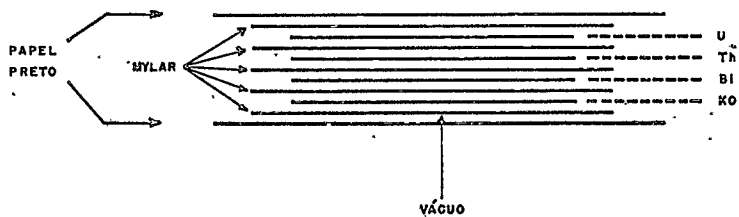


FIG. 3.1

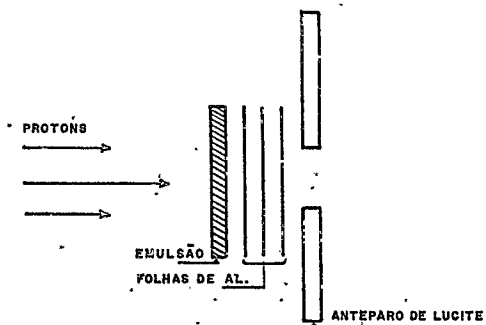


FIG. 3.2

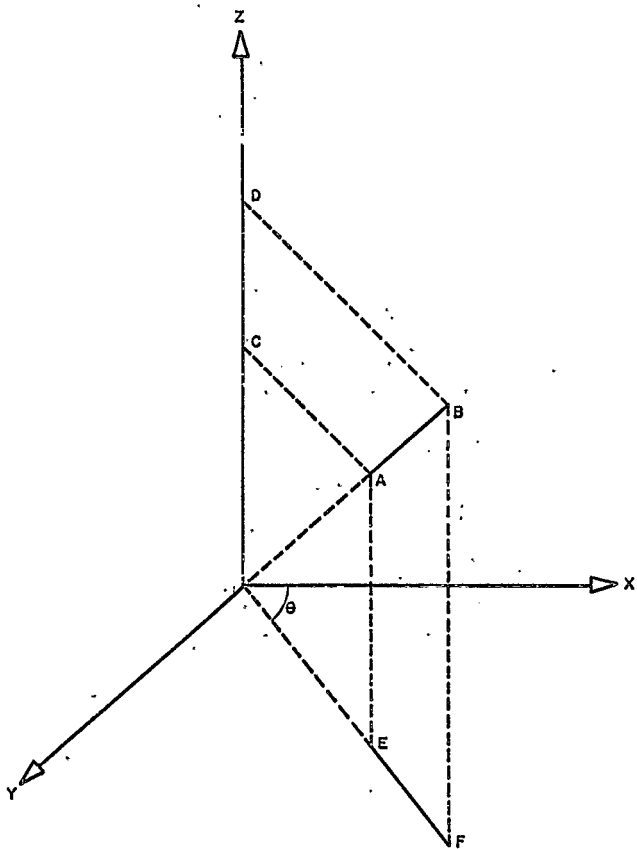


FIG. 3.3.

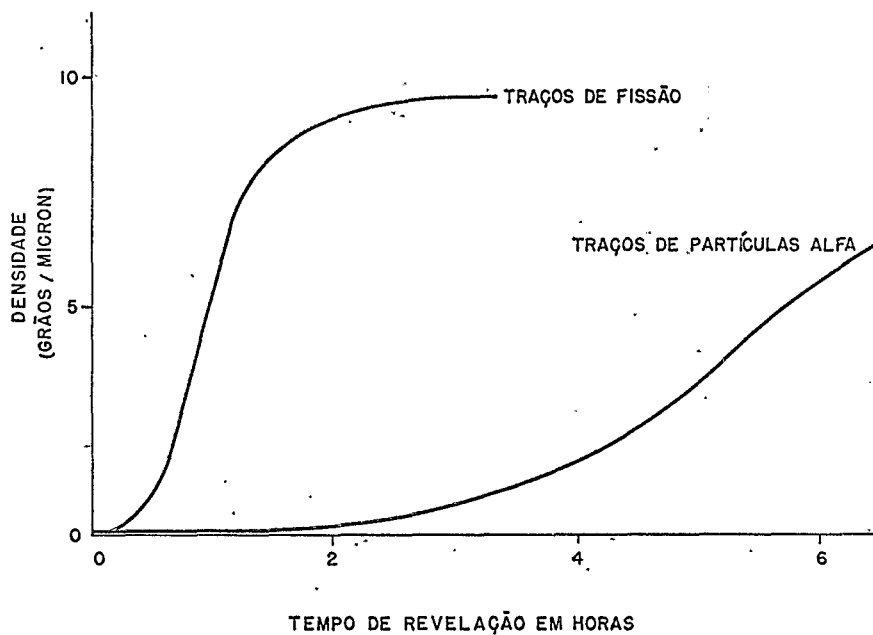


FIG. 4.1

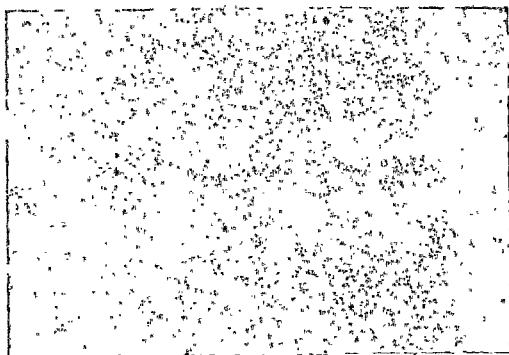


Fig. 4.2

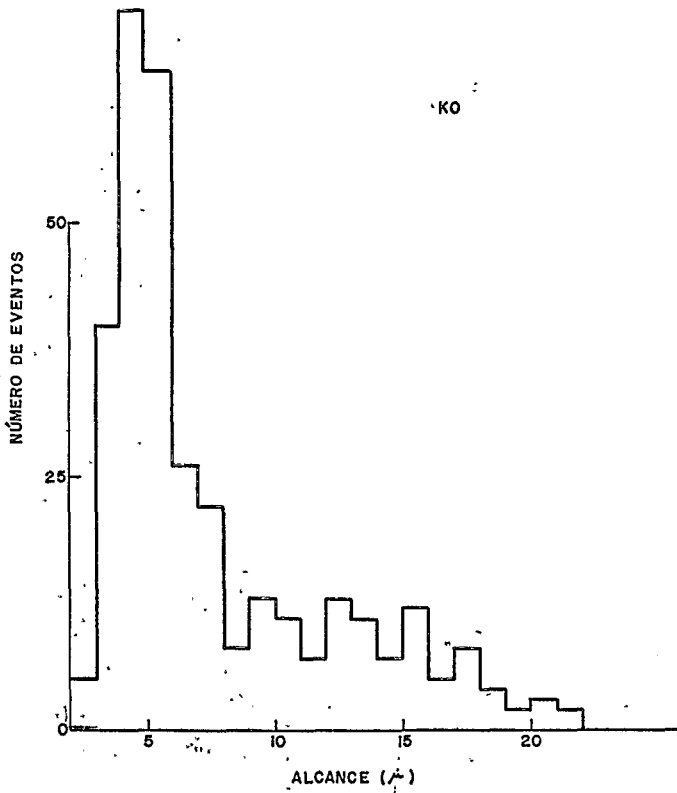


FIG. 43

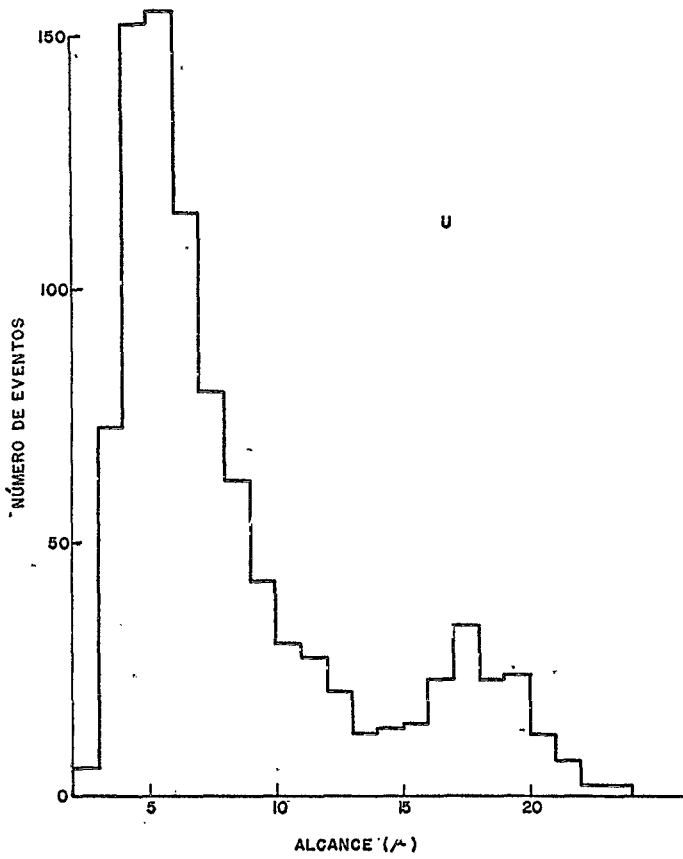


FIG. 4.4

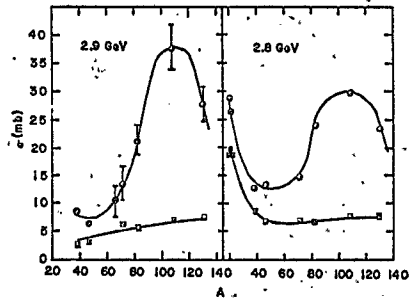


FIG. 4.5

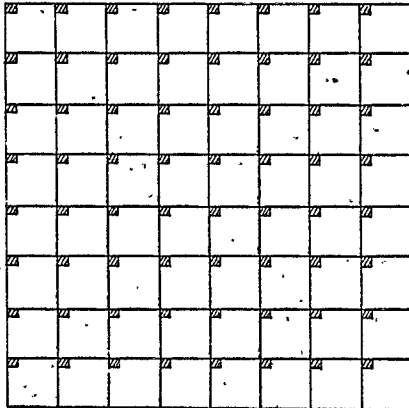


FIG. 4.6

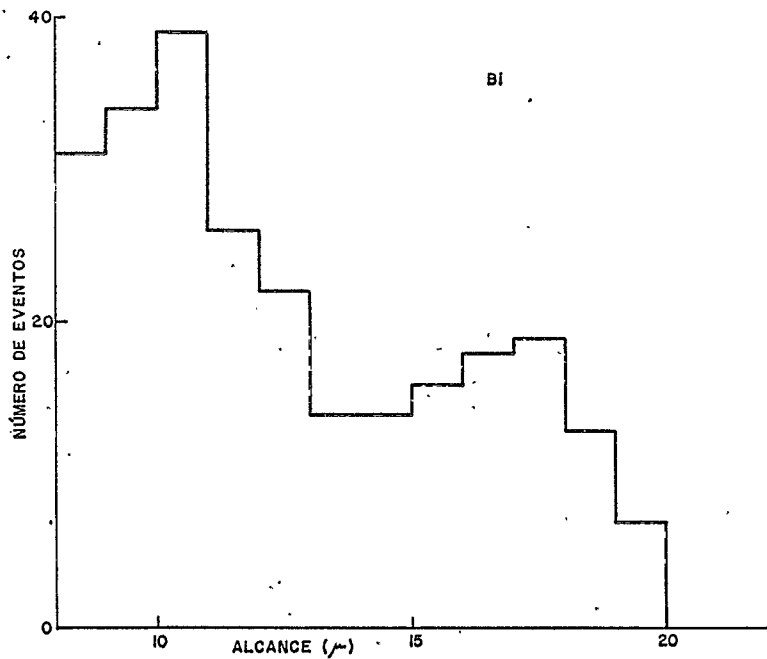


FIG. 4.9.

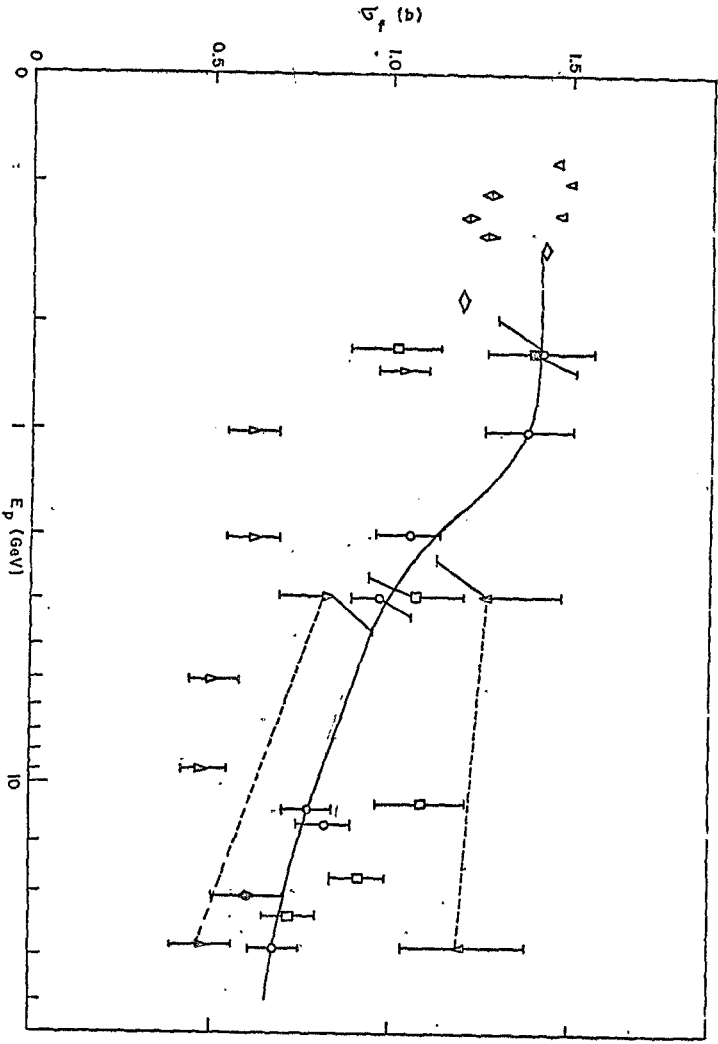
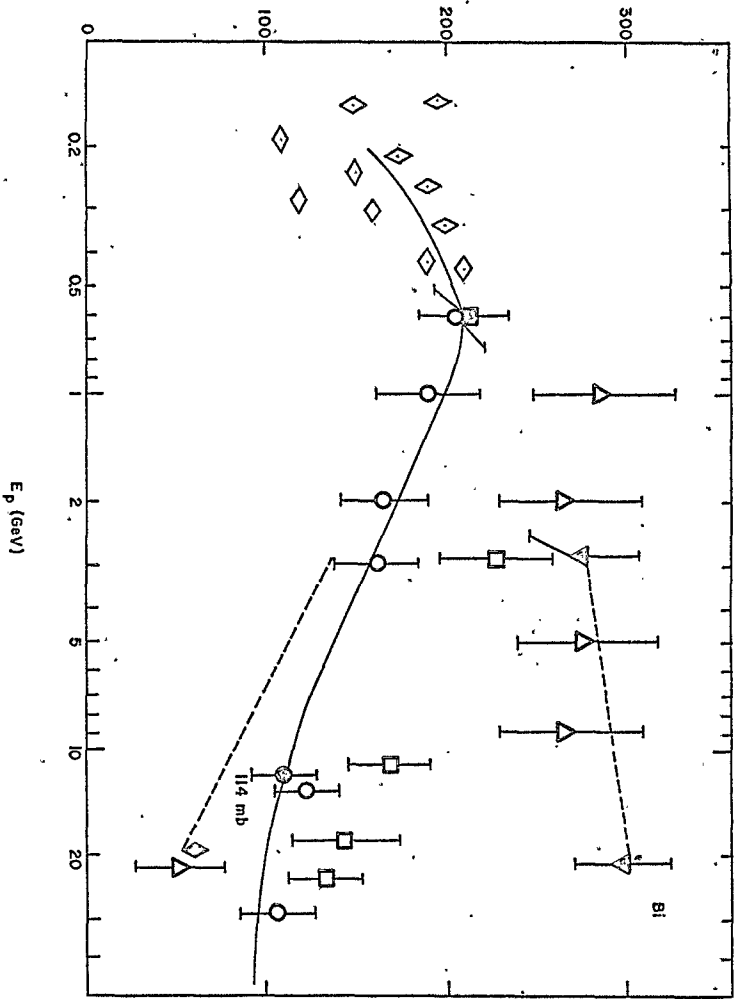


FIG.4.10

σ_i (mb)

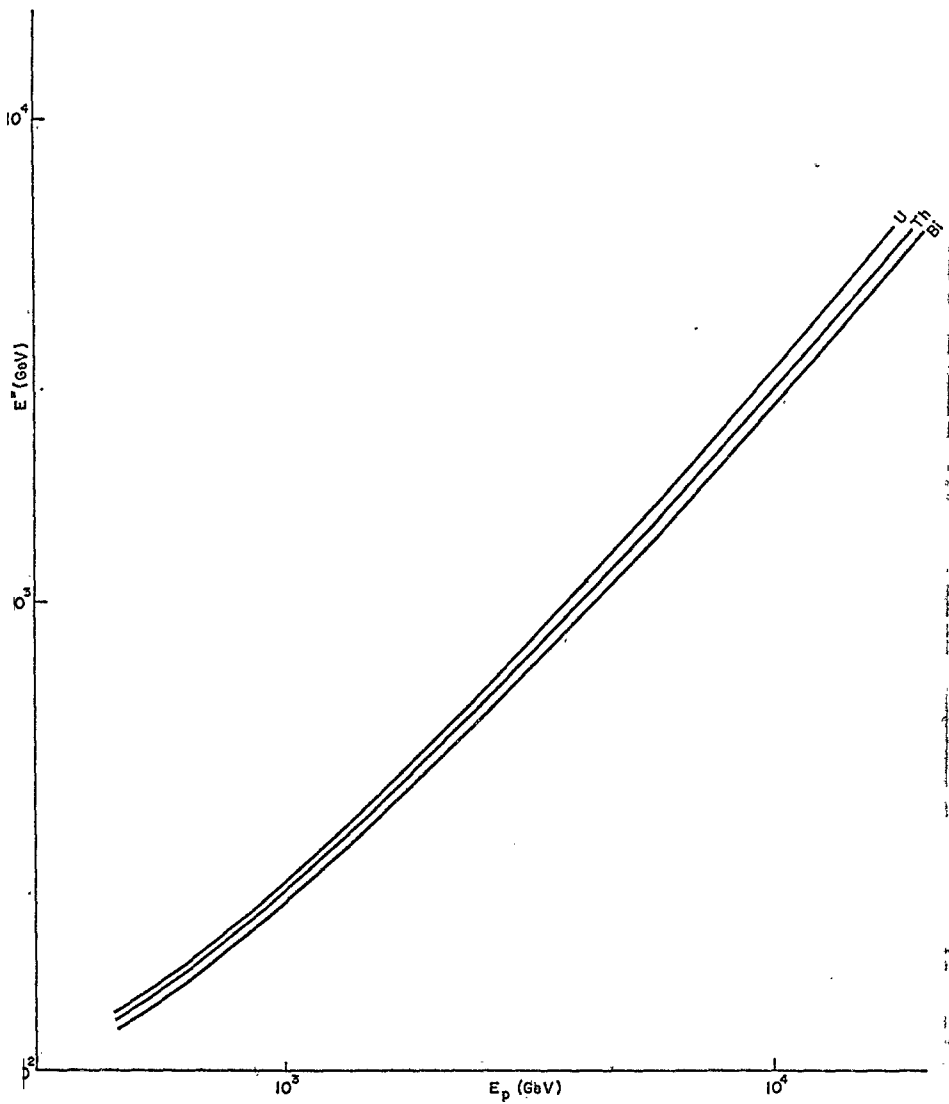
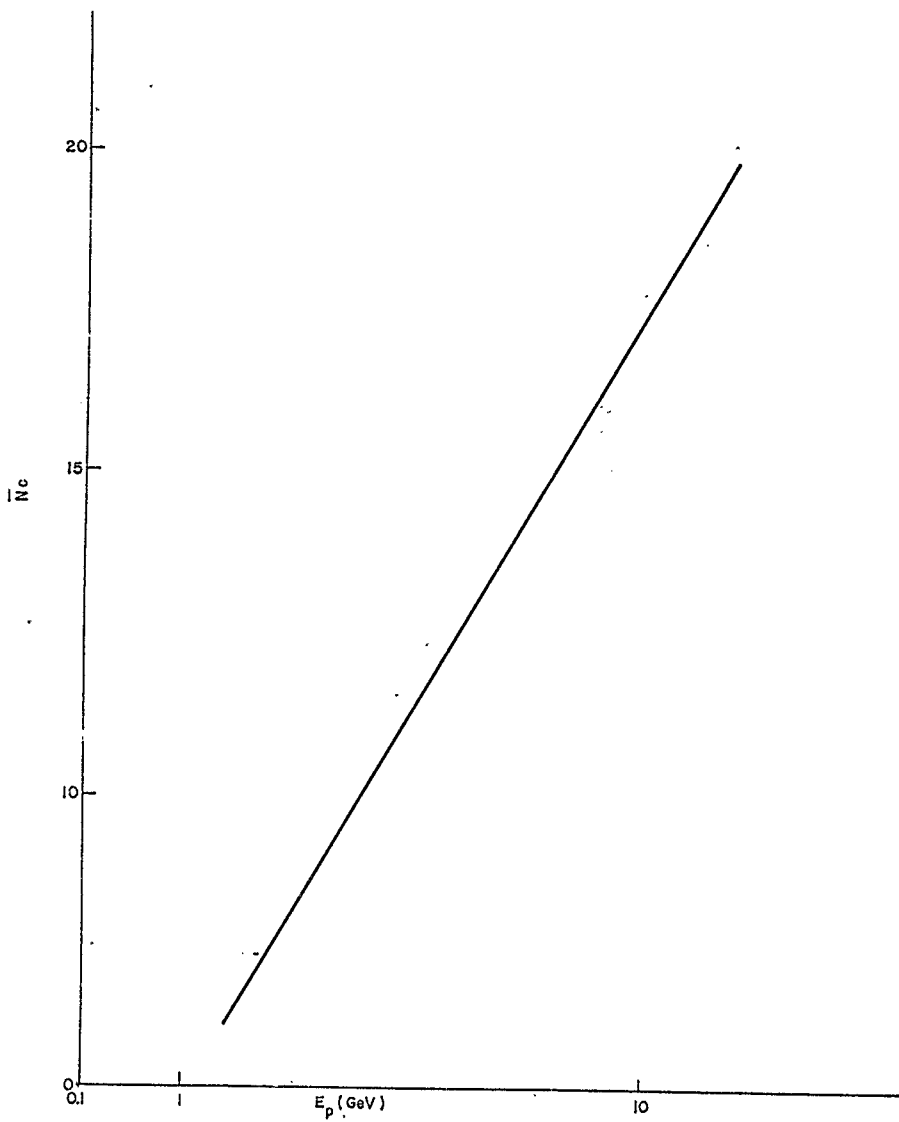
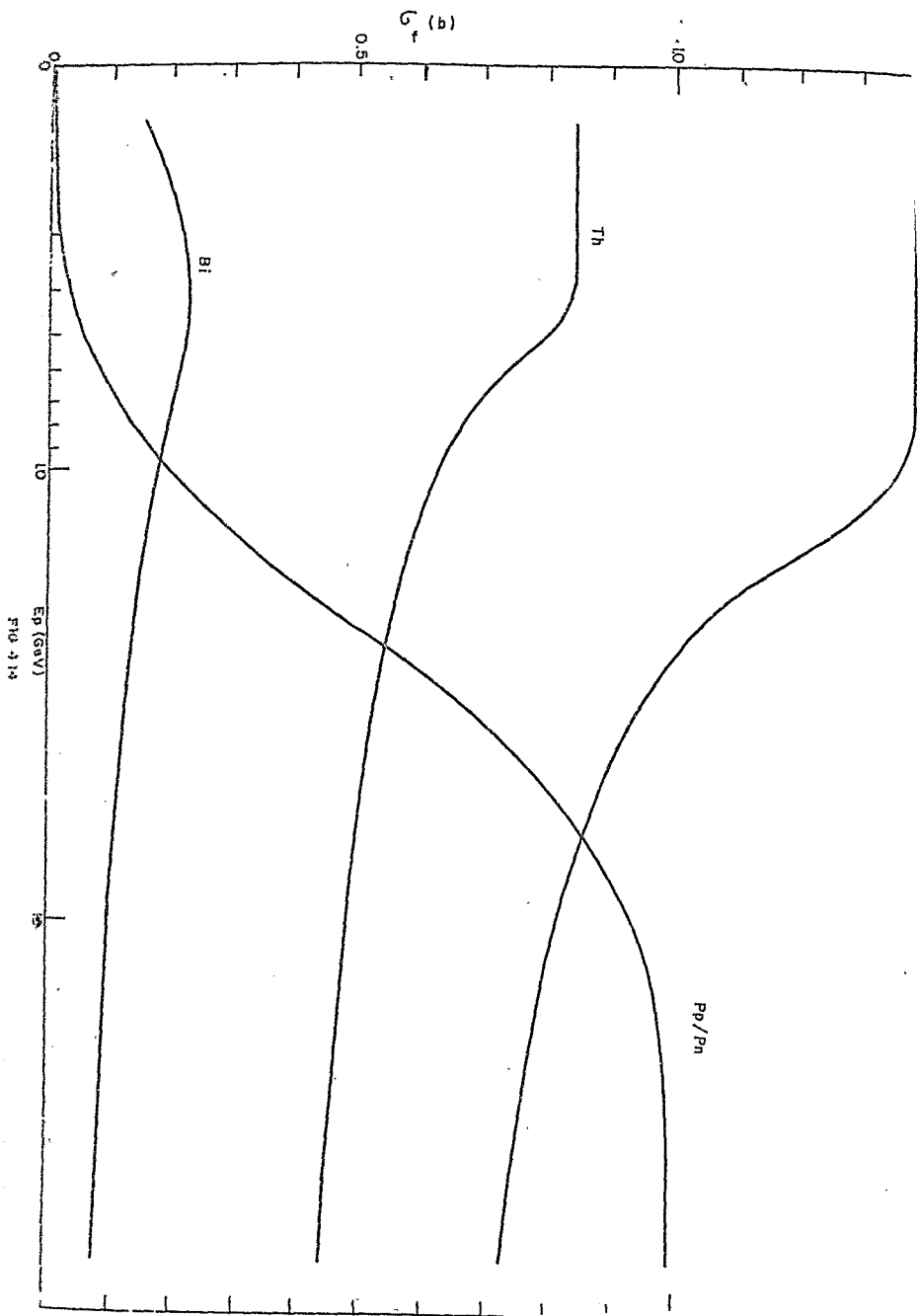
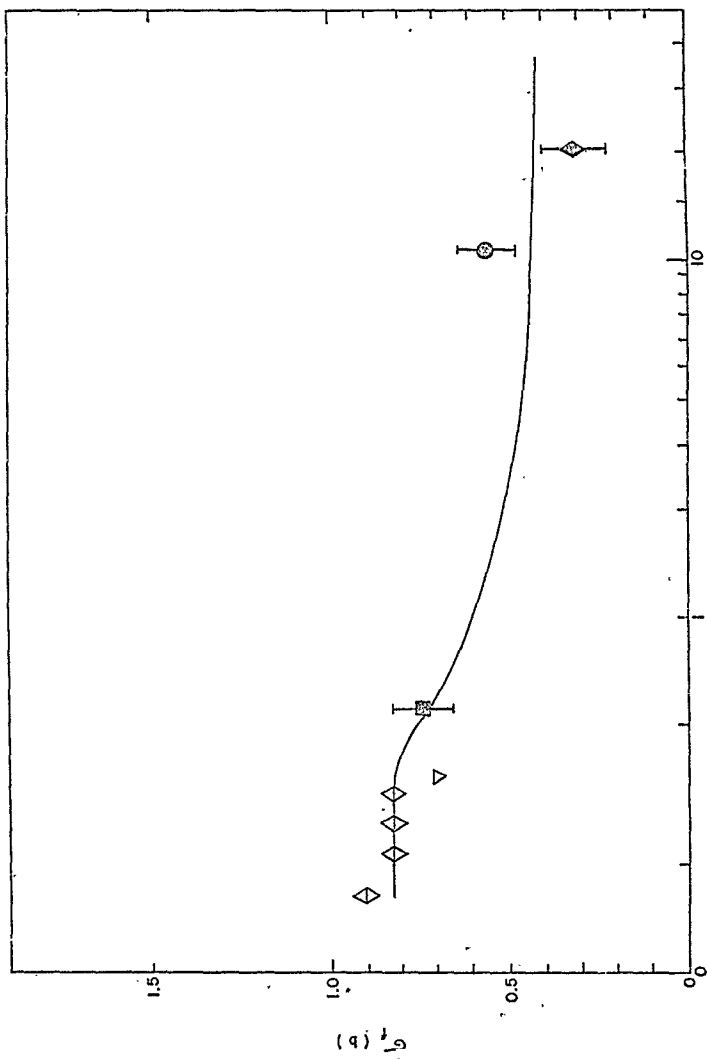


FIG. 4.12







E_p (GeV)

FIG.4.15