

JOÃO DE DEUS PINHEIRO FILHO

FISSÃO E FRAGMENTAÇÃO DE NÚCLEOS DE PRATA
E BROMO POR FÓTONS DE ENERGIA 1-6 GEV

TESE DE

DOUTORADO

CENTRO BRASILEIRO DE PESQUISAS FÍSICAS/CNPq

Rio de Janeiro, Dezembro, 1983

— Para João e Laís, meus pais.

— Para Polly, minha mulher.

AGRADECIMENTOS

Na elaboração deste trabalho, contei com a ajuda de diversas pessoas e instituições. Nesta oportunidade, quero deixar registrado aqui os meus especiais agradecimentos:

ao Prof. Jader Benuzzi Martins, pela orientação e oportunidade proporcionada à minha formação científica, pela confiança e compreensão de nossas dificuldades, pelo apoio dado à realização deste trabalho;

ao Prof. Odilon Antonio Paula Tavares, pela especial atenção dada a este trabalho, pelas sugestões e correções do texto, pelo exemplo constante de conduta e dedicação ao trabalho científico;

à Profa. Iraci Oliveira de Souza, da UFRJ, pela valiosa colaboração na análise dos dados experimentais deste trabalho;

à Profa. Maria Letizia Terranova, da Universidade de Roma, pelas proveitosas discussões mantidas durante sua permanência no CBPF, na fase preliminar deste trabalho;

aos Profs. Emil de Lima Medeiros (CBPF), Djair Aquino de Lima (UFPb), colegas de Pós-Graduação no CBPF, pela colaboração nas diversas etapas deste trabalho;

a Elizabeth Lima Moreira, Marcos de Castro Falleiros, Mioco Foshina, João Lucio Vieira e Luiz Reis, pela cooperação prestada, no campo de atuação de cada um, que foi de grande valia;

à Helena Ferreira Pinto, Hilda Vieira da Silva, Lésia Hryhorczuk e Luiza Ferreira dos Reis, Microscopistas do DNE-CBPF, pela excelente qualidade de seus trabalhos;

à Celeste Aida Brito Lopes, Calculista do DNE-CBPF, pela eficiente colaboração na compilação e cálculo de dados de microscopia;

à Helena de Souza Ferreira, Secretária do DNE-CBPF, pela especial assistência prestada ao longo de todo este trabalho, e pela excelente apresentação datilográfica do mesmo;

à Myriam Simões Coutinho, Secretária de Ensino, CFC-CBPF, por sua constante atenção e boa vontade na prestação de serviços aos estudantes de Pós-Graduação do CBPF;

a Hynam Cordeiro, pelos excelentes gráficos e diagramas contidos neste trabalho;

à Universidade Federal Fluminense e aos Professores do Instituto de Física da UFF, pelo apoio recebido e pelas facilidades a mim oferecidas para a realização deste trabalho;

ao Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas e ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico, pelo que me foi proporcionado, sem o que seria impossível chegar a este estágio de minha carreira científica.

RESUMO

Estudam-se a fissão e a fragmentação de núcleos de prata e bromo induzidas por fótons de "bremsstrahlung" no intervalo de energia máxima 1 - 6 GeV.

Uma técnica especial de emulsão nuclear para detecção de fragmentos nucleares altamente ionizantes é usada na discriminação entre eventos de fissão e fragmentação nuclear. São utilizadas películas de emulsão nuclear Ilford-KO ($\sim 10^{20}$ átomos/cm² de Ag, Br) que haviam sido expostas a feixes de bremsstrahlung no Deutsches Elektronen Synchrotron (DESY, Hamburgo) com doses totais de $\sim 10^{11}$ fótons equivalentes. Mediante uma análise detalhada das distribuições de alcance, angular e de ângulo entre fragmentos, e relações empíricas que permitem estimar a energia, alcance, e velocidade dos fragmentos nucleares, é feita a discriminação entre eventos de fissão e fragmentação.

São apresentados e discutidos resultados relativos a distribuições de alcance de fragmentos, distribuições angulares, distribuições de ângulo entre fragmentos, distribuições da razão entre alcances, distribuições de velocidade, razão "forward"/"backward", seções de choque de fissão e fragmentação, fissionabilidade nuclear e frequência de fissão ternária. Estes dados são, em sua quase totalidade, únicos na literatura.

Os resultados indicam que a seção de choque média de fotofragmentação no intervalo 1 - 6 GeV ($0,09 \pm 0,02$ mb) é significativa quando comparada à de fotofissão ($0,29 \pm 0,05$ mb). Mostra-se também que a seção de choque média de fotofissão entre 1 e 6 GeV é maior por um fator ~ 10 quando comparada à prevista pelo modelo nuclear de cascata-evaporação para fótons monoenergéticos de 0,6 GeV.

SUMÁRIO

	<u>PÁG.</u>
AGRADECIMENTOS	iii
RESUMO	iv
LISTA DE FIGURAS	vii
LISTA DE TABELAS	xi
INTRODUÇÃO	1
<u>CAPÍTULO I</u> - ORIGENS E ESTADO ATUAL DAS REAÇÕES DE FOTOFRAGMENTA ÇÃO E FOTOFISSÃO DE NÚCLEOS DE MASSA INTERMEDIÁRIA.....	5
<u>CAPÍTULO II</u> - MODELO DE CASCATA-EVAPORAÇÃO PARA REAÇÕES FOTONUCLE ARES EM ALTA ENERGIA ($\sim 1 - 6$ GeV)	14
2.1 - INTRODUÇÃO	14
2.2 - REAÇÕES FOTONUCLEARES	17
2.2.1 - Região Fotomesônica	18
2.3 - MODELO FOTOMESÔNICO PARA REAÇÕES DE FISSÃO E FRAGMEN TAÇÃO NUCLEAR	20
2.4 - PARÂMETROS DA FISSÃO	23
2.5 - PROBABILIDADE DE FISSÃO	27
<u>CAPÍTULO III</u> - PROCESSAMENTO E ANÁLISE DOS DADOS EXPERIMENTAIS	31
3.1 - INTRODUÇÃO	31
3.2 - SEÇÕES DE CHOQUE	32
3.2.1 - Intensidade do Espectro de Bremsstrahlung.....	34
3.2.2 - Relação entre σ_Q e σ_K	35
3.3 - IRRADIAÇÃO	38
3.4 - REVELAÇÃO	41
3.5 - MICROSCOPIA	43
3.5.1 - Contagem dos Eventos	44
3.5.2 - Distribuições de Alcance	48
3.5.3 - Distribuições Angulares	50
3.5.3.1 - Distribuições de Ângulo entre Frag mentos	52
3.5.4 - Eficiência das Medidas	53

	<u>PÁG.</u>
3.6 - PERDA DE ENERGIA DE FRAGMENTOS NUCLEARES EM EMULSÃO....	54
3.6.1 - Perda de Energia por Radiação	55
3.6.2 - Perda de Energia por Ionização	56
3.6.2.1 - Ionização em Emulsão	57
3.6.3 - Perda de Energia por Colisão Nuclear	59
3.6.4 - Limiar de Detecção	62
<u>CAPÍTULO IV</u> - RESULTADOS E DISCUSSÃO	68
4.1 - CONSIDERAÇÕES GERAIS	68
4.2 - DISTRIBUIÇÕES DE ALCANCE	69
4.2.1 - Traços Colineares	70
4.2.2 - Traços Não-Colineares	70
4.2.2.1 - Fragmentos Leve e Pesado	79
4.2.2.2 - Razão Entre Alcances (R_L/R_H)	87
4.3 - DISTRIBUIÇÕES DE ÂNGULO ENTRE FRAGMENTOS	91
4.4 - ALCANCES E ÂNGULOS MÉDIOS	91
4.5 - DISTRIBUIÇÃO ANGULAR	95
4.6 - SEÇÕES DE CHOQUE DE FISSÃO E FRAGMENTAÇÃO	100
4.7 - FISSIONABILIDADE NUCLEAR	111
4.8 - COMPARAÇÃO ENTRE ALCANCES CALCULADOS E DETERMINADOS EXPERIMENTALMENTE	116
4.9 - DISTRIBUIÇÕES DE VELOCIDADE DE FRAGMENTOS NUCLEARES....	124
4.10 - FISSÃO TERNÁRIA	125
4.11 - CONCLUSÕES	127
<u>APÊNDICE A</u> - EMULSÃO NUCLEAR	132
A.1 - CARACTERÍSTICAS E PROPRIEDADES	132
A.2 - A IMAGEM LATENTE	135
A.3 - REVELAÇÃO DE TRAÇOS	136
<u>APÊNDICE B</u> - MEDIDA DE ALCANCES E DISTRIBUIÇÕES ANGULARES DE FRAG MENTOS NUCLEARES EM EMULSÃO	138
B.1 - MEDIDA DE ALCANCES	138
B.2 - DISTRIBUIÇÕES ANGULARES E DE ÂNGULO ENTRE FRAGMENTOS NUCLEARES	140
<u>BIBLIOGRAFIA</u>	143

LISTA DE FIGURAS

<u>FIG.</u>	<u>PÁG.</u>
2.2.1.1 - Esquema dos possíveis mecanismos das reações fotonucleares em alta energia ($E_\gamma \sim 1$ GeV) segundo o modelo de cascata -evaporação	21
2.4.1 - Altura da barreira de fissão para núcleos segundo o modelo da gota líquida (reproduzida de Myers e Swiatecki, Ref.(6)). A curva tracejada mostra o efeito de camadas	27
2.5.1 - Fissionabilidade nuclear <i>versus</i> Z^2/A . As curvas I, II, III, IV, V e VI são estimativas de Nix e Sassi ⁽⁵⁾ . A reta tracejada é a relação empírica de fissionabilidade obtida por Perfilov ⁽⁶⁸⁾ para reações induzidas por prótons	29
3.2.1 - Intensidade do espectro de bremsstrahlung para as energias máximas de 0,3; 1 e 5,49 GeV. A reta é a aproximação $1/K$ do espectro de bremsstrahlung	39
3.3.1 - Esquema das irradiações no Eletro-Sincrotron (DESY)	40
3.5.2.1 - Distribuição de alcance de traços colineares em emulsão nuclear Ilford K0 carregada com bismuto (a) e não-carregada (b) irradiadas em 1,2 GeV (bremsstrahlung) e reveladas nas mesmas condições	49
3.5.3.1 - Sistema de coordenadas usado na determinação das distribuições angulares de fragmentos nucleares registrados nas emulsões irradiadas	51
3.5.3.1.1 - Ângulo ω entre dois traços R_1 e R_2 em emulsão	52
3.6.4.1 - Perda de energia por ionização de diversos íons em emulsão nuclear Ilford-K0. A reta tracejada é o limiar de detecção determinado	63
3.6.4.2 - Perda de energia por ionização e colisão de ^{50}Ti e ^{87}Rb em emulsão nuclear Ilford-K0	65
4.2.1.1 - Distribuição de alcance de traços colineares (parte superior da figura). Distribuições da soma de alcances $R=R_L + R_H$ de traços não-colineares: total de eventos não-colineares,	

eventos com $2 < R_L/R_H < 3$, eventos com $R_L/R_H \geq 3$ e eventos com $R_L/R_H \leq 2$ (partes inferiores da figura). Alcances de traços colineares e não-colineares de eventos resultantes da interação de fótons de bremsstrahlung de energia máxima $E_0 = 1,0$ GeV com núcleos de prata e bromo	71
4.2.1.2 - O mesmo como na Figura 4.2.1.1 para $E_0 = 1,2$ GeV	72
4.2.1.3 - O mesmo como na Figura 4.2.1.1 para $E_0 = 1,8$ GeV	73
4.2.1.4 - O mesmo como na Figura 4.2.1.1 para $E_0 = 1,9$ GeV	74
4.2.1.5 - O mesmo como na Figura 4.2.1.1 para $E_0 = 2,61$ GeV	75
4.2.1.6 - O mesmo como na Figura 4.2.1.1 para $E_0 = 3,2$ GeV	76
4.2.1.7 - O mesmo como na Figura 4.2.1.1 para $E_0 = 5,49$ GeV	77
4.2.2.1.1 - Distribuições de alcance dos fragmentos leve R_L e pesado R_H (traços não-colineares) resultantes da interação de fótons de bremsstrahlung de energia máxima $E_0=1,0$ GeV com núcleos de prata e bromo (lado esquerdo: fragmento pesado R_H e lado direito: fragmento leve R_L).....	80
4.2.2.1.2 - O mesmo como na Figura 4.2.2.1.1 para $E_0 = 1,2$ GeV	81
4.2.2.1.3 - O mesmo como na Figura 4.2.2.1.1 para $E_0 = 1,8$ GeV	82
4.2.2.1.4 - O mesmo como na Figura 4.2.2.1.1 para $E_0 = 1,9$ GeV	83
4.2.2.1.5 - O mesmo como na Figura 4.2.2.1.1 para $E_0 = 2,61$ GeV	84
4.2.2.1.6 - O mesmo como na Figura 4.2.2.1.1 para $E_0 = 3,2$ GeV	85
4.2.2.1.7 - O mesmo como na Figura 4.2.2.1.1 para $E_0 = 5,49$ GeV	86
4.2.2.2.1 - Distribuição da razão R_L/R_H para $E_0 = 1,0$ GeV	88
4.2.2.2.2 - Distribuição da razão R_L/R_H para $E_0 = 1,2$ GeV	88
4.2.2.2.3 - Distribuição da razão R_L/R_H para $E_0 = 1,8$ GeV	88
4.2.2.2.4 - Distribuição da razão R_L/R_H para $E_0 = 1,9$ GeV	88
4.2.2.2.5 - Distribuição da razão R_L/R_H para $E_0 = 2,61$ GeV	89
4.2.2.2.6 - Distribuição da razão R_L/R_H para $E_0 = 3,2$ GeV	89
4.2.2.2.7 - Distribuição da razão R_L/R_H para $E_0 = 5,49$ GeV	89
4.2.2.2.8 - Distribuição da razão R_L/R_H para o total de eventos não-colineares encontrados entre 1-5,5 GeV	89

4.3.1 - Distribuições de ângulos entre fragmentos ($E_0 = 1,0\text{GeV}$)....	92
4.3.2 - Distribuições de ângulos entre fragmentos ($E_0=1,2\text{GeV}$).....	92
4.3.3 - Distribuições de ângulos entre fragmentos ($E_0=1,8\text{GeV}$).....	92
4.3.4 - Distribuições de ângulos entre fragmentos ($E_0=1,9\text{GeV}$).....	92
4.3.5 - Distribuições de ângulos entre fragmentos ($E_0=2,61\text{GeV}$).....	93
4.3.6 - Distribuições de ângulos entre fragmentos ($E_0=3,2\text{GeV}$).....	93
4.3.7 - Distribuições de ângulos entre fragmentos ($E_0=5,49\text{GeV}$).....	93
4.3.8 - Distribuição de ângulo entre fragmentos para o total de eventos de fissão e fragmentação ($E_0 = 5,49 \text{ GeV}$)	93
4.5.1 - Distribuições angulares de eventos de fissão e fragmentação de Ag e Br ($E_0 = 1,0 \text{ GeV}$)	96
4.5.2 - Distribuições angulares de eventos de fissão e fragmentação de Ag e Br ($E_0 = 1,2 \text{ GeV}$)	96
4.5.3 - Distribuições angulares de eventos de fissão e fragmentação de Ag e Br ($E_0 = 1,8 \text{ GeV}$)	96
4.5.4 - Distribuições angulares de eventos de fissão e fragmentação de Ag e Br ($E_0 = 1,9 \text{ GeV}$)	96
4.5.5 - Distribuições angulares de eventos de fissão e fragmentação de Ag e Br ($E_0 = 2,61 \text{ GeV}$)	97
4.5.6 - Distribuições angulares de eventos de fissão e fragmentação de Ag e Br ($E_0 = 3,2 \text{ GeV}$)	97
4.5.7 - Distribuições angulares de eventos de fissão e fragmentação de Ag e Br ($E_0 = 5,49 \text{ GeV}$)	97
4.5.8 - Distribuições angulares dos fragmentos leve R_L e pesado R_H na fissão de Ag e Br ($E_0 = 5,49 \text{ GeV}$)	97
4.6.1 - Rendimentos de fissão de Ag e Br em função da energia máxima E_0 de bremsstrahlung. A linha reta representa o ajuste dos pontos experimentais pelo método dos mínimos quadrados	107
4.6.2 - Rendimentos de fragmentação de Ag e Br em função da energia máxima E_0 de bremsstrahlung. A linha reta é um ajuste dos pontos experimentais pelo método dos mínimos quadrados	107

4.6.1.1 - Espectro da radiação de bremsstrahlung na energia máxima de 5,49 GeV. A curva tracejada é a aproximação espectral $1/K$	110
4.7.1 - Fissionabilidade nuclear \bar{f} versus Z^2/A . Resultados de estimativas do presente trabalho, curvas teóricas de fissionabilidade e resultados experimentais existentes para fótons de energias (1-6 GeV) e em energias próximas de 1 GeV	115
4.7.2 - Seção de choque de fissão versus o número de massa do núcleo alvo. Resultados de estimativas do presente trabalho, curva teórica obtida por Iljinov et al. ⁽²⁾ para fótons monoenergéticos de 0,6 GeV (linha tracejada) e curva ajustada "a olho" aos pontos experimentais existentes entre 1-6 GeV	117
4.8.1 - Valores experimentais da energia cinética total média liberada na fissão simétrica de núcleos de massa intermediária e pesados	123
4.9.1 - Distribuições de velocidade de fragmentos nucleares (fragmento leve R_L e pesado R_H) nas energias máximas de bremsstrahlung de 1,8 e 3,2 GeV	125
A.3.1 - Traço de uma partícula carregada em emulsão.....	137
B.1.1 - Orientação no espaço do traço de um fragmento nuclear registrado em emulsão nuclear quando o feixe incide perpendicularmente à emulsão	139
B.2.1 - Ângulos θ , β , α , em emulsão dos fragmentos R_L e R_H	141

LISTA DE TABELAS

<u>TAB.</u>	<u>PÁG.</u>
3.3.1 - Dados relativos às películas de emulsão Ilford-KO irradiadas	41
3.4.1 - Etapas complementares à revelação das películas de emulsão.....	43
3.5.1 - Aumentos e calibrações usadas nos trabalhos de microscopia.....	45
4.4.1 - Alcances e ângulos médios determinados na fissão e fragmentação de Ag e Br	94
4.5.1 - Razão de emissão para frente e para trás em relação ao feixe incidente ("forward"/"backward"), F/B, de fragmentos da desintegração de prata e bromo	101
4.5.2 - Fissão de (Ag,Br). Orientação dos traços observados em eventos não-colineares	102
4.6.1 - Dados relativos à obtenção dos rendimentos das reações de fissão e fragmentação de (Ag,Br) induzidas por fótons de bremsstrahlung de energia máxima E_0	103
4.7.1 - Estimativas de fissionabilidades e seções de choque para núcleos de prata e bromo (valores médios no intervalo 1-6 GeV)	114
4.8.1 - Dados relativos a fragmentos típicos de fissão de Ag, Br induzida por fótons de alta energia	121
4.8.2 - Comparação entre alcances calculados e alcances medidos para fragmentos típicos de fissão de Ag e Br induzida por fótons de bremsstrahlung de energia máxima E_0	122
4.10.1 - Dados referentes a um evento típico de fissão ternária registrado em emulsão nuclear	126
A.1.1 - Composição média da emulsão nuclear Ilford das séries, G, K e L a 58% de umidade relativa ($\rho=3,827\pm 0,036 \text{ g/cm}^3$).....	134

INTRODUÇÃO

Atualmente, existe um crescente interesse no estudo da fissão de núcleos de número de massa $A \lesssim 160$ induzida por partículas de energias intermediárias ($E \lesssim 1 \text{ GeV}$) ^(1,2), em particular na região de núcleos de massa intermediária na vizinhança da prata ^(3,4). A razão disto, é a previsão teórica da existência de um mínimo para a fissionabilidade de núcleos em torno da prata ⁽⁵⁾, causado por um aumento na altura da barreira de fissão ⁽⁶⁾. Esses cálculos têm motivado algumas investigações experimentais para confirmar a prevista dependência da fissionabilidade com o parâmetro Z^2/A através da tabela periódica ⁽⁷⁻¹¹⁾. Entretanto, os resultados obtidos no estudo da fissão de núcleos de massa intermediária e leves por prótons e mésons ^(1,2), partículas alfa ⁽⁸⁾, íons de ^{14}N ⁽⁹⁾ e fótons ^(7,10,11) de energias intermediárias, com o uso de diferentes técnicas experimentais, nem sempre são concordantes entre si. Os dados experimentais existentes ainda não permitem uma confirmação definitiva da previsão do modelo da gota líquida ^(5,12,13) de que existe um aumento da fissionabilidade com o decréscimo do número de massa a partir de $A \approx 100$ ^(1,2).

Por outro lado, nos últimos anos, uma atenção especial tem sido dada ao estudo da fragmentação nuclear ⁽¹⁴⁻²¹⁾. Este fenômeno consiste na produção de núcleos leves, no intervalo de número de massa $6 \lesssim A \lesssim 40$, em reações nucleares iniciadas por partículas de alta energia em núcleos de massa intermediária e pesados. Até o momento, existe uma grande quantidade de dados experimentais sobre a fragmentação nuclear induzida por prótons, dêute

rons, partículas alfa, mésons e íons pesados de altas energias^(*). Entretanto, a fotofragmentação tem sido muito pouco estudada. Podemos mencionar especificamente o trabalho de Kasilov e co-autores⁽²⁹⁾, com o uso de detetores sólidos de traços (vidro, mica e lavsan), na determinação das seções de choque de fissão e fragmentação e das respectivas distribuições angulares dos produtos de fissão e fragmentação do tântalo por bremsstrahlung entre 0,6 e 1,7 GeV. Outros trabalhos existentes sobre a fotofragmentação referem-se somente a medidas de produção de fragmentos leves, como ^{24}Na a partir do chumbo⁽³⁰⁾, ^7Be e ^{11}C da desintegração de núcleos de alumínio e enxofre⁽³¹⁾, ^7Be , ^{11}C e ^{13}N a partir da desintegração de núcleos entre o alumínio e cálcio⁽³²⁾ e a fotoprodução de ^{24}Na a partir de vários núcleos entre o alumínio e urânio por pesquisadores da Universidade de Lund⁽³³⁻³⁶⁾. Estes rendimentos são explicados, em geral, com base na hipótese de que os principais mecanismos responsáveis pela produção de tais fragmentos podem ser os de fissão ou fragmentação nuclear^(31, 32, 35). Embora a fragmentação nuclear seja conhecida a quase 30 anos, desde o trabalho pioneiro de Wolfgang e colaboradores⁽²²⁾, as hipóteses sobre a natureza deste fenômeno são ainda bastante controversas^(14-19, 22-26).

Propusemo-nos à realização deste trabalho com a finalidade de contribuir com informações adicionais sobre as reações nucleares em altas energias, mais precisamente na obtenção de dados experimentais, a quase totalidade dos mesmos ainda inexistentes, sobre as reações de fissão e fragmentação de núcleos de Ag e Br induzidas por fótons de alta energia (1,0 - 5,5 GeV). Assim,

(*) Uma seleção destes dados pode ser encontrada nas referências (14) a (27).

com este propósito, determinamos as seções de choque de fissão e fragmentação, as distribuições angulares, de alcance, de velocidade e de ângulo entre fragmentos dos produtos de fissão e fragmentação. Além disso, determinamos a razão de emissão de fragmentos para frente e para trás em relação ao feixe incidente ("forward"/"backward") de reações de fissão e fragmentação e de reações nucleares de Ag e Br. Apresentamos, também, dados relativos à frequência de fissão ternária com relação à de fissão binária de núcleos de Ag e Br.

A técnica experimental utilizada no presente trabalho é a de emulsões nucleares. Películas de emulsão nuclear Ilford -KO contendo cerca de 10^{20} átomos por cm^2 de Ag e Br, as quais tinham sido expostas a feixes de bremsstrahlung (fótons de radiação de frenamento) de energias máximas entre 1 e 5,5 GeV no Deutsches Elektronen Synchrotron (DESY) de Hamburgo, com a finalidade de medir o nível de "background" numa experiência de determinação das seções de choque de fotofissão de urânio, tório e bismuto entre 1 e 5,5 GeV⁽³⁷⁾, são presentemente analisadas e os resultados interpretados neste trabalho.

No Capítulo I, apresentamos um estudo sobre as origens e estado atual das reações de fotofragmentação e fotofissão de núcleos de massa intermediária. No Capítulo II, apresentamos generalidades sobre reações fotonucleares em altas energias dando ênfase especial à fenomenologia das reações nucleares de fissão e fragmentação com base no modelo de cascata-evaporação para reações nucleares em alta energia. No Capítulo III, fazemos uma descrição dos procedimentos experimentais e métodos especiais de detecção e discriminação de fragmentos nucleares altamente ionizantes com a técnica de emulsão nuclear usados na obtenção de dados

de interesse deste trabalho. Finalmente, no Capítulo IV, são apresentados os resultados experimentais obtidos, discutindo-os e comparando-os com os existentes na literatura, e apresentadas as conclusões finais.

CAPÍTULO I

ORIGENS E ESTADO ATUAL DAS REAÇÕES DE FOTOFRAGMENTAÇÃO E FOTOFISSÃO DE NÚCLEOS DE MASSA INTERMEDIÁRIA

Em energias próximas ou acima de 1 GeV, são poucos, na literatura, os dados experimentais existentes sobre reações de fissão e de fragmentação induzidas por fótons em núcleos de número de massa $A \leq 160$, principalmente no caso da fragmentação. A fragmentação é entendida como um processo de divisão do núcleo semelhante ao de fissão porém, distingue-se deste pela rapidez do processo que é da ordem de 10^{-23} segundos⁽²⁶⁾, enquanto que o de fissão é lento, da ordem de 10^{-15} segundos⁽³⁸⁾. Além disso, as distribuições angulares e de energia e massa dos produtos de fragmentação diferem das correspondentes distribuições dos fragmentos de fissão^(22-24,29).

A primeira interpretação qualitativa da natureza do fenômeno de fragmentação foi dada por Wolfgang e colaboradores⁽²²⁾. Baseados no fato de que os fragmentos são produzidos em energias superiores ao limiar de produção de mésons e que o livre caminho médio dos mésons na matéria nuclear é pequeno, esses autores⁽²²⁾ admitiram a hipótese de que os mésons, produzidos durante a fase de cascata nuclear, seriam reabsorvidos por núcleons ou aglomerados de núcleons, dando origem a zonas localizadas no

núcleo com grande concentração de energia, provocando a quebra das ligações desses aglomerados de nucleons antes que a energia se redistribuísse pelo núcleo como um todo, em um intervalo de tempo pequeno comparado ao requerido para a equipartição de energia. Esta hipótese permite explicar razoavelmente a grande quantidade de energia transferida aos fragmentos emitidos.

Entretanto, experiências efetuadas por Perfilov, Lozhkin e Shamov com emulsões nucleares ⁽²³⁾, relatadas em uma publicação sobre os processos de fissão e fragmentação de núcleos por partículas de alta energia, mostraram que nas estrelas associadas às desintegrações produzidas por prótons de alta energia em núcleos de Ag e Br, a multiplicidade de mésons aumentava com a multiplicidade de fragmentos, e que em estrelas de um ou nenhum fragmento, o número de traços de mésons era praticamente constante. Assim, o fato de não se observar nenhuma redução significativa no número de traços de mésons em desintegrações de um ou nenhum fragmento, parecia indicar que a absorção mesônica não é um fator preponderante no processo de fragmentação. À mesma conclusão chegaram Crespo e colaboradores ⁽²⁵⁾ na interpretação das funções de excitação dos nuclídeos ^{24}Na e ^{28}Mg produzidos pela interação de prótons e íons de hélio com mesmas energias. A semelhança verificada entre esses resultados mostrou a independência do processo em relação à natureza da partícula incidente. Mesmo admitindo a hipótese de que os quatro nucleons da partícula alfa pudessem dar origem a uma cascata que contrabalança a diferença na intensidade da contribuição mesônica tal que os mésons sejam produzidos pelos íons de hélio com quase a mesma intensidade que pelos prótons, Crespo e colaboradores ⁽²⁵⁾ acharam pouco provável existir uma compensação tal que as probabilidades

de formação desses nuclídeos fossem tão semelhantes quer para reações induzidas por prótons, quer para as induzidas por partículas alfa em alvos e energias diferentes.

Perfilov, Lozhkin e Shamov⁽²³⁾ deram então uma outra interpretação para a fragmentação, segundo a qual, a emissão de fragmentos na fase rápida da reação nuclear é o resultado de deformações produzidas no núcleo pelas múltiplas colisões individuais durante o processo de cascata. Estas múltiplas colisões individuais produzem sub-estruturas excitadas no interior do núcleo e distorções de superfície. Por sua vez, as sub-estruturas excitadas poderiam ser emitidas do núcleo por efeito de mútua repulsão coulombiana rompendo, assim, as ligações dos aglomerados de nucleons. Entretanto, esta interpretação não explica a existência de sub-estruturas no interior do núcleo, hipótese esta ainda bastante controversa^(15-19,25).

Faissner e Schneider⁽²⁴⁾ também descrevem de uma maneira similar ao de Perfilov, Lozhkin e Shamov⁽²³⁾ um mecanismo para a indução de modos rápidos de fissão — a fragmentação — em núcleos pesados (tório) por partículas de alta energia (prótons de 600 MeV). Neste mecanismo, a "fissão rápida" é descrita por um modelo hidrodinâmico, como decorrente da deformação de uma gota de líquido viscoso pela cascata rápida, resultando assim, um fluxo de matéria nuclear movendo-se através do núcleo com pequeno afastamento angular em relação à direção primária sobre uma fração considerável do volume nuclear. No sistema em repouso do núcleo, então, tem-se a seguinte situação: um fluxo de fluido nuclear movendo-se aproximadamente na direção primária e um fluxo ao redor na direção oposta.

Os diferentes mecanismos de fragmentação discutidos an

teriormente podem ser divididos em duas grandes categorias ⁽¹⁹⁾. A primeira é a formação de um "hot-spot", isto é, a emissão de fragmentos é o resultado da transferência de alta energia de excitação para uma pequena região localizada no núcleo, provavelmente mas não necessariamente devido à produção de mésons. A segunda é o desenvolvimento de uma "cascata coerente", isto é, a emissão de fragmentos é descrita como o resultado da coalescência da cascata de nucleons movendo-se através do núcleo com pequeno momento relativo em direção à superfície nuclear. Em cada caso, a competição entre a tensão superficial e as forças repulsivas coulombianas possivelmente determinam o eventual êxito do processo. Entretanto, a natureza do estado inicial é muito diferente nos dois casos.

Nos últimos anos, algumas experiências ^(31,32,39) foram realizadas com bremsstrahlung de alta energia vindo a acrescentar novos dados a respeito do fenômeno da fragmentação nuclear. Kasilov e colaboradores ⁽³⁹⁾ investigaram a fotodesintegração de núcleos de Co, Cu, Nb, Ag e Ta com bremsstrahlung entre 0,5 e 1,5 GeV utilizando detector sólido de traços (vidro). Nesta investigação, eles não conseguiram discriminar a partir dos rendimentos medidos e das distribuições angulares obtidas, eventos de fissão daqueles de fragmentação nuclear nos núcleos estudados; Kasilov e colaboradores ⁽³⁹⁾ não obtiveram, assim, o mesmo sucesso do trabalho anterior ⁽²⁹⁾ quando foi possível, então, discriminar eventos de fissão daqueles de fragmentação nuclear do tântalo por bremsstrahlung entre 0,6 e 1,7 GeV com o uso de diversos detectores sólidos de traços (mica, vidro e lavsan). di Napoli e colaboradores ⁽³¹⁾ medindo os rendimentos de ^7Be e ^{11}C na desintegração de núcleos leves ^{27}Al e ^{32}S por bremsstrahlung de 1 GeV

do Eletro-Sincrotron de Frascati (Itália), concluíram, a partir das distribuições massa-rendimento de núclídeos fotoproduzidos, que os processos de fragmentação ou fissão podem dar uma importante contribuição à formação destes produtos (${}^7\text{Be}$ e ${}^{11}\text{C}$). Uma investigação semelhante foi realizada por Asaturyan e colaboradores⁽³²⁾ com feixes de bremsstrahlung de energias máximas entre 2 e 4,5 GeV do Acelerador de Elétrons de Erevan (URRS) em núcleos leves (${}^{27}\text{Al}$, ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{31}\text{P}$, ${}^{32}\text{S}$ e ${}^{40}\text{Ca}$). Da comparação de rendimentos encontrados de núclídeos residuais (${}^7\text{Be}$, ${}^{11}\text{C}$, ${}^{18}\text{F}$, ${}^{22}\text{Na}$ e ${}^{24}\text{Na}$) com os calculados pela fórmula semi-empírica de Rudstam^(40,41) modificada para reações fotonucleares, os autores⁽³²⁾ mostraram que existe uma acentuada diferença na formação de fragmentos leves ${}^7\text{Be}$, ${}^{11}\text{C}$ e ${}^{13}\text{N}$ daqueles outros núclídeos residuais ${}^{18}\text{F}$, ${}^{22}\text{Na}$ e ${}^{24}\text{Na}$. Estes resultados levaram Asaturyan *et al.*⁽³²⁾ a corroborar a hipótese de di Napoli *et al.*⁽³¹⁾, que os principais mecanismos em reações deste tipo podem ser devido à fragmentação ou fissão do núcleo.

Uma recente discussão sobre a importância da produção e reabsorção de mésons em reações induzidas por íons pesados de 100 a 300 MeV/nucleon^(42,43) não parece ter afetado a validade da conclusão, anteriormente já mencionada, dada por Crespo *et al.*⁽²⁵⁾ de que a produção e reabsorção de mésons era de pouca importância na fragmentação induzida por íons de hélio com energia de mais de 220 MeV/nucleon. A atual disponibilidade de intensos feixes de mésons levou Porile, Dropesky e Williams⁽¹⁹⁾ a adicionar novas informações sobre o mecanismo da fragmentação. Eles determinaram as funções de excitação para a produção de um típico fragmento leve (${}^{24}\text{Na}$) em reações induzidas no ${}^{197}\text{Au}$ por mésons π^\pm com energias entre 180 e 370 MeV e por prótons de 200 a 800 MeV.

Com o auxílio de cálculos de Monte Carlo baseados no modelo nuclear de cascata-evaporação, os autores⁽¹⁹⁾ concluíram que os processos de "hot-spot" e cascata coerente contribuem para a fragmentação induzida por prótons de energias intermediárias (200-800 MeV), e que, provavelmente, somente o mecanismo de "hot-spot" pode levar a fragmentação nuclear em reações induzidas por mésons de energias intermediárias (180-370 MeV).

Além do interesse em estudos de fragmentação, também nos últimos anos a fissão de núcleos de massa intermediária por partículas de alta energia tem sido assunto de interesse de vários pesquisadores^(1-4,7-11). Experiências nesta região de energia em núcleos de massa intermediária são de difícil realização pelo fato de serem pequenas as seções de choque medidas. No entanto, a obtenção de tais dados é importante para um melhor entendimento do processo de fissão.

Estudos teóricos da fissão de núcleos leves, intermediários e pesados realizados por Nix e Sassi⁽⁵⁾ indicaram que os valores da fissionabilidade como função do número de massa devem apresentar um mínimo na região da prata, refletindo um máximo na altura da barreira de fissão⁽⁶⁾. Também, a largura da distribuição de massa dos produtos de fissão é prevista aumentar acentuadamente quando a razão Z^2/A é reduzida ao valor no ponto de Businaro-Gallone, $(Z^2/A)_{BG}$ ⁽⁴⁴⁾. Várias estimativas deste valor⁽⁴⁴⁻⁴⁶⁾ foram feitas na base do modelo da gota líquida, no intervalo de Z^2/A de 19 a 25 (ródio ao praseodímio).

Alguns trabalhos experimentais foram realizados, nos últimos anos, na tentativa de confirmar as previsões teóricas sobre a fissão de núcleos de massa intermediária em torno do ponto de Businaro-Gallone. Methasiri e Johansson⁽⁷⁾ e Emma *et al.*⁽¹⁰⁾ in

investigaram com detectores sólidos de traços (vidro) a fissão induzida por bremsstrahlung de energia no intervalo 300 - 900 MeV e em 1000 MeV, respectivamente, em diversos núcleos alvos; uma fissionabilidade mínima foi encontrada para núcleos próximos do césio ou praseodímio ($Z^2/A = 24$ ou 25). Em outro trabalho, Pate e Péter⁽⁸⁾ também investigaram com detector sólido de traços (mica) a fissionabilidade de núcleos de massa média bombardeados por partículas alfa de 167 MeV; o resultado mostrou que a fissionabilidade diminuía com Z^2/A abaixo da vizinhança do molibidênio ($Z^2/A = 20$) e que foi observado um ligeiro aumento da fissionabilidade para núcleos alvos mais leves. No entanto, numa experiência realizada por Cabot *et al.*⁽⁹⁾ no estudo da fissão de núcleos intermediários por íons de ^{14}N de 126 MeV, por meio de detectores de barreira de superfície, nenhuma fissionabilidade foi determinada com um mínimo próximo daquele obtido pelo bombardeio de partículas alfa de 167 MeV⁽⁸⁾, mas foram determinadas as energias dos fragmentos e, a partir destas, calculadas suas massas, para obtenção de algumas informações quanto à localização do ponto de Businaro-Gallone. Outro trabalho foi ainda realizado com bremsstrahlung de energia máxima de 580 MeV por Kiely *et al.*⁽¹¹⁾ no estudo da fissão de núcleos intermediários e pesados, utilizando-se também detectores sólidos de traços (mica e vidro); as fissionabilidades determinadas para núcleos intermediários por esses autores, apesar das incertezas nas medidas, mostraram também diminuir com Z^2/A abaixo da vizinhança da prata, em acordo com os estudos de fissionabilidades nas experiências com partículas alfa⁽⁸⁾ e íons de ^{14}N ⁽⁹⁾. Estudos da fotofissão de núcleos de terras raras (Lu, Yb, Tm, Ho, Dy, Sm e Nd) por bremsstrahlung de 1 GeV com detectores de mica realizadas por Gann e colaborado

res⁽⁴⁷⁾ mostraram uma grande anomalia nas seções de choque quando comparadas com as previstas pelo modelo da gota líquida⁽⁵⁾, mostrando ainda uma irregularidade na dependência da fissionabilidade com o parâmetro Z^2/A ; as fissionabilidades experimentais de núcleos desde urânio até neodímio diminuem monotonicamente com a redução do parâmetro Z^2/A de aproximadamente 36 a 25 excluindo -se a faixa de elementos terras raras pesados, onde foi encontrada a anomalia, cuja existência necessita de confirmação futura .

Recentemente, ainda sobre a fissão de núcleos intermediários por partículas de energias próximas de 1 GeV, dois trabalhos foram realizados na tentativa de interpretar os resultados experimentais obtidos para a fissionabilidade de núcleos na vizinhança da prata. O primeiro, investiga a probabilidade de fissão de núcleos de número de massa $A \lesssim 160$ induzida por mésons, fótons, prótons e partículas alfa com energias menores ou próximas de 1 GeV⁽²⁾. O segundo, estuda as seções de choque de fissão de núcleos intermediários e pesados em reações nucleares induzidas por prótons de 1 GeV⁽¹⁾. Em ambos os trabalhos, o modelo de cascata-evaporação para reações nucleares em altas energias é usado para interpretar a dependência da fissionabilidade nuclear com o número de massa do núcleo alvo. Entretanto, a escassez de dados experimentais ainda não permite uma confirmação definitiva de que existe um aumento da fissionabilidade para os núcleos leves^(1,2) conforme as previsões do modelo da gota líquida^(5,12,13). À mesma conclusão chegaram Gann e Ranyuk⁽⁴⁸⁾ em recente estudo sobre a fissionabilidade de núcleos pré-actinídeos, ($A \lesssim 150$) por fótons de energias intermediárias ($E \lesssim 1$ GeV). Gann e Ranyuk afirmam que o aumento da fissionabilidade na região de núcleos leves observado nos trabalhos de Methasiri e Johansson⁽⁷⁾ e de

Emma, Lo Nigro e Milone ⁽¹⁰⁾ com detector sólido de traços (vidro) está ligado à aparente incapacidade do detector em selecionar traços de fragmentos de fissão em presença de um fundo de outros produtos de reações fotonucleares tais como núcleos de re-
cuo e fragmentos nucleares.

Atualmente, sob a orientação dos pesquisadores J. B. Martins e O.A.P. Tavares, do Departamento de Física Nuclear e Altas Energias do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas-CNPq, estão em andamento trabalhos sobre reações de fissão e fragmentação de núcleos de Ag e Br por fótons de alta energia no intervalo de 1,0 - 5,5 GeV (presente trabalho) e sobre a fotofissão de núcleos de massa intermediária (Al, Ti, Co, Zr, Nb, Ag, In, Sm e Ta) por bremsstrahlung de energias máximas no intervalo 0,8 a 1,8 GeV do Electron Synchrotron de 2,5 GeV da Universidade de Bonn utilizando detectores sólidos de traços (mica, makrofol e CR-39) ^(49,50).

CAPÍTULO II

MODELO DE CASCATA-EVAPORAÇÃO PARA REAÇÕES FOTONUCLEARES EM ALTA ENERGIA ($\sim 1 - 6$ GEV)

2.1 - INTRODUÇÃO

Com o crescente desenvolvimento de aceleradores de partículas em altas energias nos últimos quarenta anos (a energia máxima obtida por esses aceleradores neste período cresceu exponencialmente de cerca de 100 MeV a 1 TeV), os resultados experimentais encontrados para reações nucleares induzidas por fótons⁽⁵¹⁾ ou outras partículas⁽⁵²⁾ de energia $E \geq 100$ MeV deixaram de concordar com as previsões teóricas do modelo do núcleo composto formulado por Bohr⁽⁵³⁾. Essencialmente, o modelo do núcleo composto consiste na possibilidade de separar a reação nuclear originada da interação entre a partícula incidente e o núcleo em dois estágios distintos. O primeiro considerando a formação do núcleo composto em que a energia da partícula incidente é distribuída entre todos os constituintes do núcleo e o segundo admitindo a desintegração do sistema composto como processo independente do anterior. Entretanto, para energias de excitação mais altas do núcleo composto, Weisskopf⁽⁵⁴⁾ desenvolveu um tratamento estatístico para o cálculo dos processos nucleares (teoria da evaporação de partículas), baseado no fato de que sendo extremamente pequenas as distâncias entre os níveis de energia, as pro-

priedades individuais dos estados quânticos do núcleo deixavam de ter significado.

Serber⁽⁵⁵⁾ foi quem primeiro propôs um modelo para explicar os fenômenos observados nas reações nucleares induzidas por partículas de alta energia ($E \geq 100$ MeV), inteiramente diferente da descrição apropriada em baixa energia dada pelo modelo do núcleo composto. Baseado no fato de ser pequeno o comprimento de onda de uma partícula de alta energia (3,8 fermis para prótons de 100 MeV) e de que o tempo de interação entre a partícula incidente e uma partícula do núcleo é pequeno comparado ao tempo entre colisões de nucleons, Serber sugere que o primeiro passo do processo pode ser considerado em termos de colisões entre a partícula incidente e os nucleons individuais no núcleo, destacando dois pontos fundamentais no espalhamento entre nucleons em alta energia. O primeiro é que a seção de choque total de espalhamento de um nucleon por outro, σ_{iN} , é inversamente proporcional à energia da partícula incidente, E_i . Como o livre caminho médio $\bar{\lambda}$ de um nucleon através da matéria nuclear cresce com o aumento de sua energia e está relacionado com a seção de choque total de espalhamento nucleon-nucleon por $\bar{\lambda} = 1/\rho\sigma_{iN}$, onde ρ é a densidade de nucleons, em alta energia, então, o núcleo começa a ficar transparente para partículas incidentes. O segundo é que a partícula incidente perde somente uma pequena fração de sua energia na interação. O momentum transferido, o qual é aproximadamente perpendicular à direção da partícula incidente, é da ordem de \hbar/a , onde a é o alcance das forças nucleares, e não cresce com o aumento da energia.

Desde que o momentum transferido, \hbar/a , não é grande comparado ao momentum característico, \hbar/d , de nucleons no núcleo,

onde \bar{d} é a separação média dos nucleons, e os nucleons espalhados têm baixa energia e menor livre caminho médio do que a partícula incidente, os nucleons podem escapar do núcleo sem outras colisões somente se a colisão ocorrer próximo da região da superfície do núcleo onde a partícula incide. No caso de prótons incidentes de 100 MeV, os nucleons podem emergir do núcleo com parte desta energia, cerca de 15 a 20 MeV. Por outro lado, se o nucleon espalhado colide com outros nucleons, a energia será distribuída no núcleo, e os eventos subsequentes podem ser descritos em termos do modelo usual de evaporação; a energia de excitação nuclear sendo dissipada por sucessiva evaporação de partículas cada uma com poucos MeV de energia cinética. Assim, o mecanismo das reações nucleares induzidas por partículas de alta energia é explicado por meio do modelo de Serber⁽⁵⁵⁾ como ocorrendo também em dois estágios distintos e independentes:

- a) o primeiro estágio, ou fase rápida da reação, consiste no processo de "cascata nuclear" produzida a partir da interação individual entre a partícula incidente e os nucleons, assim como a interação dos núcleos de recuo com os seus vizinhos, em um intervalo de tempo da ordem de 10^{-23} segundos;
- b) o segundo estágio, ou fase lenta da reação, admite a desexcitação lenta do núcleo residual de cascata, em um intervalo de tempo da ordem de 10^{-15} segundos, por evaporação de partículas, podendo ocorrer em alguns núcleos uma competição entre fissão nuclear e evaporação de partículas.

Acima de 300 MeV, nos últimos anos, diversas experiências^(14-21,29,31,32) têm confirmado a existência de um processo de desexcitação nuclear por emissão de aglomerado de partículas

denominado "fragmentação" por Wolfgang et al. (22), que não é descrito adequadamente pelo modelo de Serber. Apesar de não existir ainda uma definição clara da natureza deste fenômeno, alguns autores (17,19,22,26) fundamentados em medidas experimentais, concluíram que a fragmentação é um processo que ocorre na fase rápida da reação nuclear. Contudo, até o momento, não existe um modelo nuclear estabelecido para interpretar adequadamente os resultados experimentais obtidos em reações nucleares de fragmentação. As recentes investigações (15,17-19) nesta área têm concentrado esforços em realizar variações do modelo nuclear de cascata-evaporação para reações nucleares iniciadas por partículas ou íons de alta energia, que levem em conta a emissão de partículas (fragmentos nucleares) de núcleos residuais de pré-equilíbrio.

2.2 - REAÇÕES FOTONUCLEARES

O mecanismo de absorção de fótons pelo núcleo depende do comprimento de onda λ do fóton incidente. É importante uma classificação das reações fotonucleares em função da energia do fóton incidente E_γ ou de seu comprimento de onda racionalizado χ ($\chi = hc/E_\gamma \approx 197/E_\gamma$ [MeV] fermis) para uma melhor compreensão dos fenômenos observados. Assim, as reações fotonucleares são consideradas em três regiões de energia:

I - *Região de Ressonância Gigante* - o fóton incidente tem um comprimento de onda racionalizado da ordem de grandeza das dimensões nucleares (~ 10 fermis). A seção de choque de interação depende fortemente do dipolo elétrico induzido no núcleo como um todo. Esta região vai aproximadamente de

5 a 30 MeV.

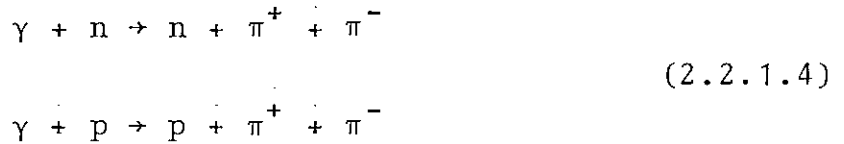
- II - *Região do Quase-Dêuteron* - o comprimento de onda racionalizado do fóton é da ordem de grandeza de sub-unidades nucleares. A absorção do fóton é pelo par neutron-próton, denominado de quase-dêuteron no modelo de Levinger⁽⁵⁶⁾. A interação do fóton com o quase-dêuteron é significativa desde o final da ressonância gigante até aproximadamente 400MeV.
- III - *Região Fotomesônica* - o fóton incidente tem um comprimento de onda racionalizado menor ou da ordem de grandeza das dimensões do nucleon. O livre caminho médio do fóton, neste caso, é grande e o núcleo pode ser considerado como um aglomerado de nucleons livres. A interação primária do fóton é com o nucleon individual, ocorrendo a produção de mésons. Esta região de energia tem início no limiar fotomesônico, aproximadamente 150 MeV.

2.2.1 - Região Fotomesônica

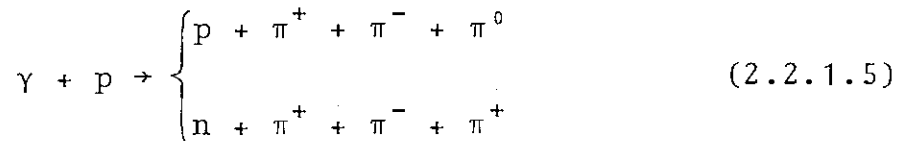
Na região de energia acima de 150 MeV a interação do fóton com o núcleo ocorre ou com um par neutron-próton, ou com o nucleon individual segundo o modelo do quase-dêuteron ou o modelo fotomesônico, respectivamente, através das seguintes reações primárias:



Acima de ~ 350 MeV, limiar para a dupla produção de mésons, e acima de ~ 550 MeV, limiar para a tripla produção de mésons, podem ocorrer, por exemplo, reações primárias de dupla produção de mésons



ou de tripla produção de mésons



Ao término da cascata iniciada pelo fóton, após a emissão de partículas (prótons, neutrons, mésons, etc) ou aglomerado de partículas (fragmentação), o núcleo residual de cascata deve apresentar uma energia de excitação abaixo da energia de corte ^(57,58), isto é, uma energia de excitação que não permita mais a emissão de outras partículas. Este é o caso das reações diretas do tipo (γ, n) , (γ, p) , (γ, π) e outras, bem como as de fragmentação. Caso o núcleo residual de cascata apresente uma energia de excitação maior que a energia de corte, o núcleo residual excitado dará início ao segundo estágio da reação, fase lenta ou de evaporação.

Na fase lenta, o núcleo residual de cascata se desexcita por evaporação de partículas, resultando, então, o núcleo final de evaporação ou núcleo de espalação ("spallation") ^(59,60). Os fenômenos decorrentes da emissão de prótons, neutrons, dêutrons, etc. pelo núcleo nesta fase podem ser descritos pela teoria de evaporação de Weisskopf ⁽⁵⁴⁾. Entretanto, poderá ocorrer uma competição entre fissão nuclear e evaporação de partículas,

em qualquer etapa da fase lenta⁽⁶¹⁻⁶³⁾.

Na Figura 2.2.1.1 mostramos de uma forma esquemática os possíveis mecanismos das reações fotonucleares segundo o modelo de cascata-evaporação para fótons incidentes com energia da ordem de 1 GeV. Este esquema está de acordo com os resultados experimentais observados nas reações fotonucleares em alta energia. Assim, a interação de fótons de altas energias com núcleos complexos dá origem a diferentes reações fotonucleares⁽⁶¹⁾, as quais podem ser classificadas como:

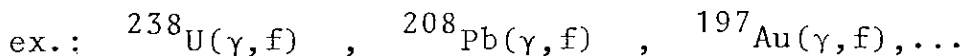
a) *diretas* - $(\gamma, n), (\gamma, p), (\gamma, \pi^+), \dots$



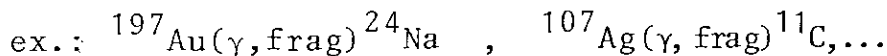
b) "*spallation*" - $(\gamma, ypxn)$



c) *fissão* - (γ, f)



d) *fragmentação* - $(\gamma, \text{frag.})$



2.3 - MODELO FOTOMESÔNICO PARA REAÇÕES DE FISSÃO E FRAGMENTAÇÃO NUCLEAR

As reações fotonucleares de fissão e fragmentação nuclear em altas energias ($E \geq 1$ GeV) podem ser descritas por um

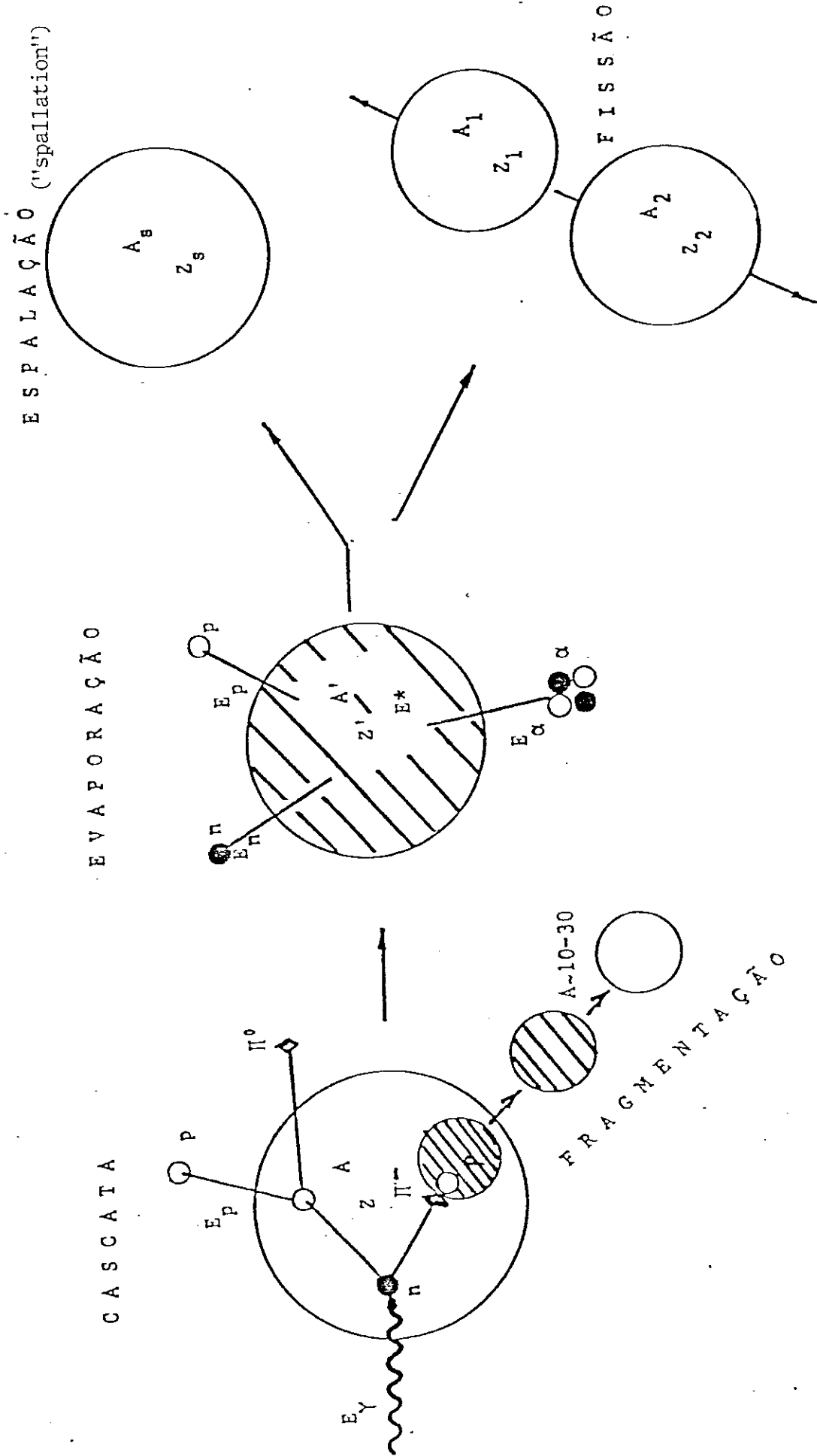


Figura 2.2.1.1 - Esquema dos possíveis mecanismos das reações fotonucleares em alta energia ($E_\gamma \sim 1$ GeV) segundo o modelo de cascata-evaporação.

modelo a dois estágios, similar ao proposto por Serber⁽⁵⁵⁾ para reações nucleares induzidas por partículas de alta energia ($E > 100 \cdot \text{MeV}$) em núcleos complexos. Este modelo foi desenvolvido para reações fotonucleares por Barashenkov et al.⁽⁶³⁾ até fôtons de energia de 1,3 GeV e ainda mais recentemente por Iljinov et al.⁽²⁾ para fôtons monoenergéticos de 0,6 GeV em cálculos de Monte Carlo que levam em conta, além dos estágios de cascata e evaporação, um estágio intermediário entre a formação do núcleo excitado e o estabelecimento do equilíbrio termodinâmico no núcleo final de cascata.

O mecanismo das reações de fotofissão e fotofragmentação segundo o modelo fotomesônico, compreende um primeiro estágio, rápido (da ordem de 10^{-23} segundos) segundo o qual o fóton interage com os nucleons, havendo a fotoprodução de mésons e nucleons de recuo, os quais podem ser reabsorvidos pelo núcleo, interagir com a matéria nuclear ou escapar do núcleo deixando ou não qualquer energia. Nesta fase de "cascata nuclear", a reabsorção de mésons e/ou colisões dos nucleons de recuo na matéria nuclear produz uma emissão de partículas (neutrons, prótons, mésons, etc) ou de aglomerados de nucleons (fragmentos leves do tipo ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$, ${}^{11}\text{C}$, etc) às expensas de alta energia de excitação transferida ao núcleo, podendo existir zonas localizadas de alta energia de excitação perto da superfície nuclear como no caso de "hot-spot", que é um mecanismo usado para explicar o fenômeno da fragmentação⁽¹⁹⁾.

Após a cascata, segue-se um segundo estágio, lento, no qual o núcleo residual excitado do final de cascata atinge um equilíbrio termodinâmico e então, pode se desexcitar por um processo competitivo entre a evaporação de partículas e a fissão nuclear.

A fissão poderá ocorrer durante ou após o processo de evaporação, sendo fortemente dependente do parâmetro Z_F^2/A_F do núcleo residual que sofre fissão, bem como de sua energia de excitação.

2.4 - PARÂMETROS DA FISSÃO

Parâmetros importantes para descrever o fenômeno da fissão, como a altura da barreira de fissão B_f e o parâmetro de fissionabilidade X que estão relacionados com Z^2/A , foram introduzidos por Bohr e Wheeler⁽⁶⁴⁾ em 1939, no primeiro estudo teórico da fissão nuclear com base no modelo da gota líquida. Mostraremos de forma resumida a aplicação deste modelo na obtenção destes parâmetros.

Admite-se no modelo da gota líquida que o núcleo é uma gota uniformemente carregada, de densidade constante e com uma superfície bem definida. A condição de densidade constante de matéria nuclear, isto é, incompressibilidade, impõe a condição de que o volume da gota permanece constante. Não deformada, a gota possui uma forma esférica. Excitada, a gota se deforma mantendo um eixo de simetria que é escolhido como eixo polar de um sistema de coordenadas esféricas. A coordenada radial R de um ponto da superfície pode ser expressa em termos de uma soma dos polinômios de Legendre

$$R(\theta) = R_0 \left[1 + \sum_{\ell=0}^{\infty} \alpha_{\ell} P_{\ell}(\cos\theta) \right] \quad (2.4.1)$$

onde R_0 é o raio da gota esférica não-deformada, α_{ℓ} são os parâmetros de deformação, e $P_{\ell}(\cos\theta)$ são os polinômios de Legendre.

A condição de volume constante impõe que $\alpha_0 = 0$ e $\alpha_1 = 0$ porque o centro de massa da gota deformada e não-deformada são os mesmos. Então,

$$R(\theta) = R_0(1 + \alpha_2 P_2 + \alpha_3 P_3 + \dots) \quad (2.4.2)$$

Segundo Bohr e Wheeler⁽⁶⁴⁾, a energia de superfície do núcleo de formado em termos dos parâmetros de deformação α_ℓ é

$$E_S = E_{S_0} (1 + 2/5 \alpha_2^2 + 5/7 \alpha_3^2 + \dots) \quad (2.4.3)$$

onde

$$E_{S_0} = 4\pi R_0^2 \tau \quad (2.4.4)$$

é a energia de superfície da gota não-deformada e τ é a tensão superficial. A energia coulombiana da gota deformada é dada por

$$E_C = \frac{1}{2} \int V \rho d^3r \quad , \quad V = V_0 + \delta V \quad e \quad \rho = \rho_0 + \delta \rho \quad (2.4.5)$$

onde V e ρ são o potencial elétrico e a densidade de carga da gota deformada. Pode-se mostrar através de cálculos⁽⁶⁵⁾ que a energia coulombiana é dada por

$$E_C = E_{C_0} (1 - 1/5 \alpha_2^2 - 10/49 \alpha_3^2 - \dots) \quad (2.4.6)$$

onde

$$E_{C_0} = \frac{3}{5} \frac{(2e)^2}{R_0} \quad (2.4.7)$$

A energia total da gota deformada é

$$E_T = E_S + E_C \quad (2.4.8)$$

A mudança na energia devido à deformação da gota, mantendo-se

apenas o termo em α_2 , é

$$\Delta E = (E_S + E_C) - (E_{S_0} + E_{C_0}) \cong \frac{1}{5} \alpha_2^2 [2E_{S_0} - E_{C_0}] \quad (2.4.9)$$

Para uma dada deformação, o núcleo será:

a) estável, se $\Delta E > 0$ ou $2E_{S_0} > E_{C_0}$

b) instável, se $\Delta E < 0$ ou $2E_{S_0} < E_{C_0}$

c) crítico, se $\Delta E = 0$ ou $2E_{S_0} = E_{C_0}$

Como $R_0 = r_0 A^{1/3}$ e $E_{S_0} = 17,80 A^{2/3}$ de acordo com Hyde ⁽⁶⁶⁾, tem-se, a partir da condição crítica $2E_{S_0} = E_{C_0}$, a relação

$$(Z^2/A)_{\text{crítico}} = \frac{40\pi r_0^3 \tau}{3e^2} \cong 50 \quad (2.4.10)$$

Para valores de Z^2/A maiores do que $(Z^2/A)_{\text{crítico}}$, o núcleo se fissiona espontaneamente. O parâmetro de fissionabilidade χ é definido como

$$\chi = \frac{Z^2/A}{(Z^2/A)_{\text{crítico}}} \cong \frac{Z^2/A}{50} \quad (2.4.11)$$

e indica de quanto do valor crítico um dado núcleo se acha. Para se verificar a estabilidade dos núcleos em relação a deformações é preciso calcular os valores ΔE , da variação de energia, para diferentes valores dos parâmetros de deformação α_n . Isto foi feito por Bohr e Wheeler para os termos de ordem par α_2 e α_4 (deformações simétricas em relação a reflexões). Para diferentes valores de α_2 e α_4 , o núcleo apresenta formas variadas ⁽⁶⁴⁾. No caso

de grandes deformações, o núcleo assume uma forma em que a tensão superficial não mais consegue contrabalançar a repulsão coulombiana. Isto ocorre no "ponto de sela"; para deformações maiores os fragmentos começam a se separar, o que ocorre no ponto de cisão. Com o uso de mapas de superfícies equipotenciais para diferentes valores de α_2 e α_4 , pode-se observar claramente o ponto de sela (ver, por exemplo, Fig. 5-16 da Ref. (65)). Este ponto tem uma estabilidade especial em relação a deformações em certas direções. Na direção da coordenada de fissão, o ponto de sela corresponde a um máximo da energia e define a barreira para a fissão (B_f). Esta energia corresponde à deformação crítica de equilíbrio instável. A barreira de fissão é calculada da variação de energia total ΔE para deformações α_2 e α_4 (na aproximação de Bohr e Wheeler) e da maximização de ΔE para os parâmetros α_2 e α_4 (67). Os melhores cálculos deste tipo são os de Myers e Swiatecki (6) que levaram em conta, numa primeira aproximação, o efeito de camadas na energia de ligação e que reproduzimos na Figura 2.4.1..

A energia crítica para a fissão B_f pode ser definida (65) como a energia necessária para deformar uma gota e ela quebrar-se em duas partes iguais:

$$B_f = 4\pi r_0^2 \tau A^{2/3} f(\chi) = E_{S_0} A^{2/3} f(\chi) \quad (2.4.12)$$

onde χ é dado pela Eq. (2.4.11). Uma expressão aproximada para pequenos valores do parâmetro de fissionabilidade χ (elementos leves e intermediários) é a seguinte (65):

$$\frac{B_f}{4\pi R_0^2 \tau} = f(\chi) = 0,260 - 0,215\chi \quad (2.4.13)$$

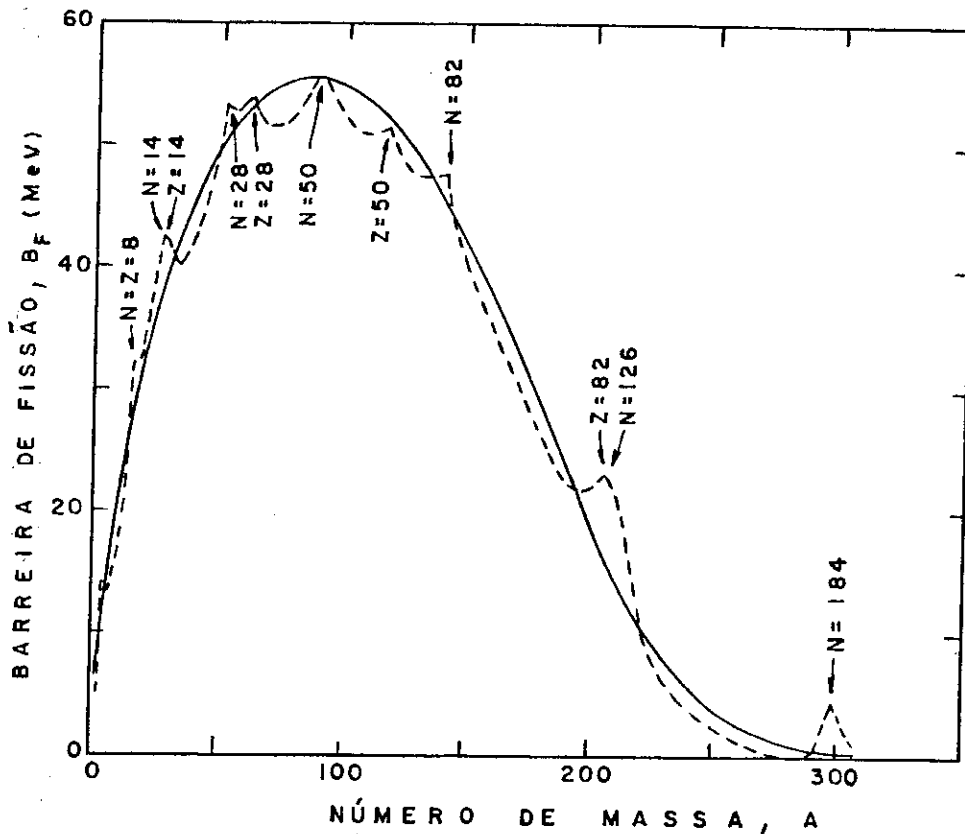


Figura 2.4.1 - Altura da barreira de fissão para núcleos segundo o modelo da gota líquida (reproduzida de Myers e Swiatecki, Ref. (6)). A curva tracejada mostra o efeito de camadas.

e é obtida pelo cálculo da diferença de energias entre o núcleo original e a energia de dois fragmentos esféricos de metade da massa, em contacto.

2.5 - PROBABILIDADE DE FISSÃO

Em reações nucleares, a probabilidade de fissão é expressa pela fissionabilidade nuclear (f), sendo esta definida como a razão entre a seção de choque de fissão e a seção de choque total inelástica. Até 1966 já havia sido investigada a fissionabilidade nuclear de vários elementos dentro do intervalo urânio-prata (5). Os resultados experimentais mostravam que a fissionabilidade diminuía com o decréscimo do número de massa entre nú -

CAPÍTULO III

PROCESSAMENTO E ANÁLISE DOS DADOS EXPERIMENTAIS

3.1 - INTRODUÇÃO

No presente trabalho, uma técnica especial ^(62,69) de emulsão nuclear de detecção de fragmentos nucleares altamente ionizantes foi usada para observação de eventos de fissão e fragmentação nuclear que resultaram da exposição de películas de emulsão nuclear do tipo Ilford-KO, contendo cerca de 10^{20} átomos por cm^2 de Ag e Br, a feixes de bremsstrahlung de energias máximas entre 1 e 5,5 GeV no Deutsches Elektronen Synchrotron (DESY) de Hamburgo, com doses de aproximadamente 10^{11} fótons equivalentes. Estas películas tinham sido irradiadas juntamente com outras películas de emulsão nuclear Ilford-KO carregadas com urânio, tório e bismuto em forma de "stack" (empilhamento), com a finalidade de medir o nível de "background" numa experiência realizada por nosso grupo de pesquisas no Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (CBPF) em colaboração com pesquisadores de DESY, naquela ocasião, para a determinação das seções de choque de fotofissão de urânio, tório e bismuto entre 1 e 5,5 GeV ⁽³⁷⁾.

Nas películas de emulsão nuclear analisadas ao microscópio ótico no presente trabalho, não foram observados traços produzidos por elétrons, prótons, dêuterons, partículas alfa e

cleos pesados próximos do urânio ($f \approx 1$) e núcleos intermediários na vizinhança da prata (valores de f no intervalo 10^{-3} a 10^{-4}).

Perfilov⁽⁶⁸⁾ estudando os resultados experimentais existentes sobre reações de fissão nuclear induzida por prótons, encontrou a seguinte relação empírica entre a fissionabilidade e o parâmetro Z^2/A :

$$f = \exp[0,682 \left(\frac{Z^2}{A} - 36,25 \right)] \quad . \quad (2.5.1)$$

Por esta relação, a fissionabilidade diminuiria sempre com o decréscimo de Z^2/A para núcleos mais leves do que a prata, tendendo praticamente para zero neste caso. Nix e Sassi⁽⁵⁾ observando que as fissionabilidades determinadas experimentalmente de núcleos como a prata, lantânio e antimônio eram maiores do que as obtidas pela relação de Perfilov⁽⁶⁸⁾, e principalmente, considerando os efeitos da barreira de fissão segundo o modelo da gota líquida sobre a fissionabilidade, fizeram várias estimativas de fissionabilidade ao longo da tabela periódica. As estimativas de fissionabilidades de Nix e Sassi⁽⁵⁾ podem ser vistas na Figura 2.5.1 (curvas I, II, III, IV, V e VI). Incluimos ainda nesta figura, para comparação, a relação empírica de fissionabilidade obtida por Perfilov⁽⁶⁸⁾ para reações induzidas por prótons (reta tracejada). Entretanto, nas estimativas de Nix e Sassi⁽⁵⁾ não foi considerada a fase de cascata nuclear, partindo-se tão somente de um "núcleo composto" excitado de final de cascata para a fase final de evaporação. Nesta fase, não foi considerada ainda a evaporação de partículas compostas como d , t , ${}^3\text{He}$ e α . Estimativas bem mais detalhadas de fissionabilidades com cálculos de Monte Carlo realizadas por Iljinov et al.⁽²⁾ baseadas no modelo de cas

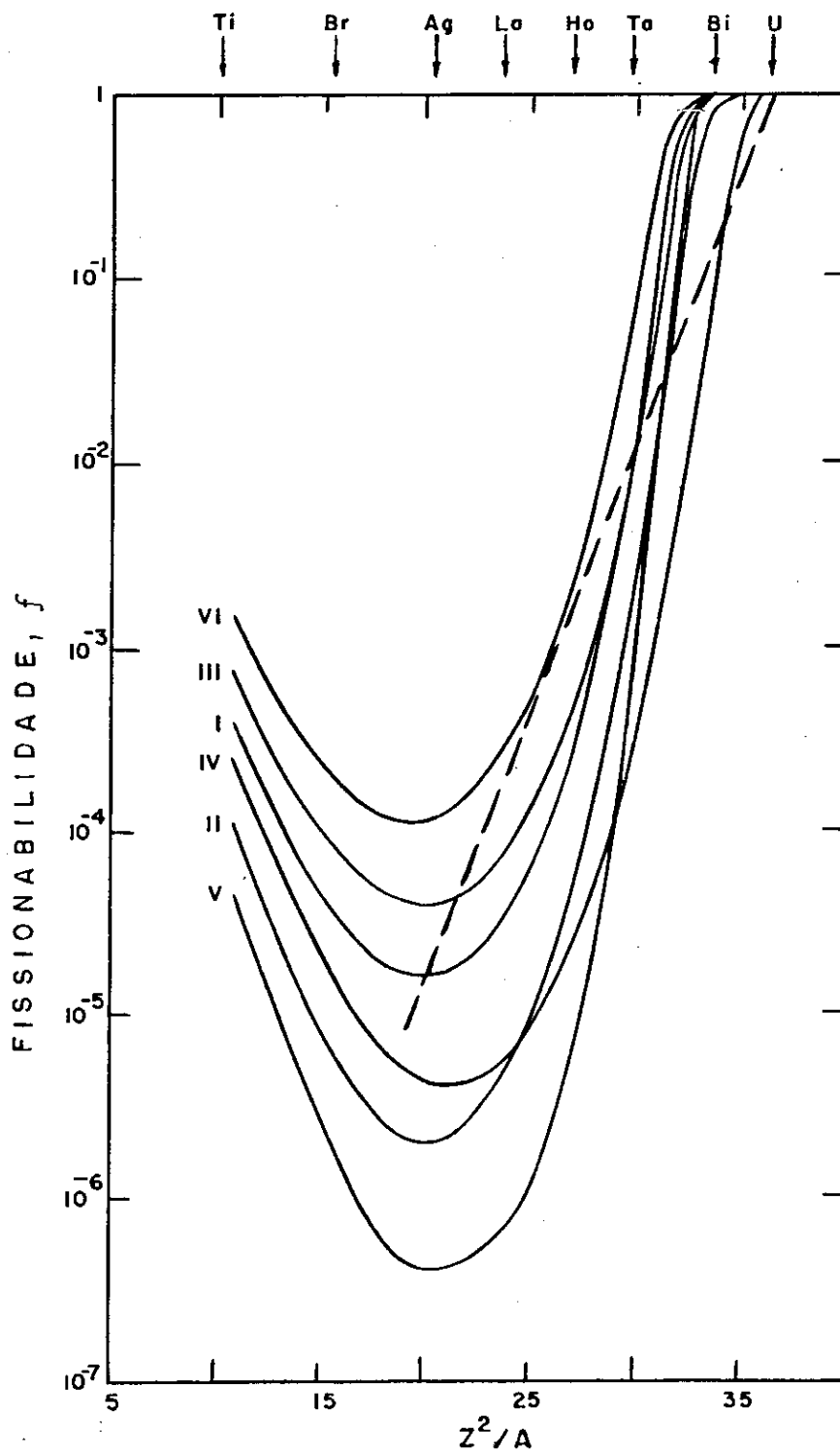


Figura 2.5.1 - Fissionabilidade nuclear *versus* Z^2/A . As curvas I, II, III, IV, V e VI são estimativas de Nix e Sassi (5). A reta tracejada é a relação empírica de fissionabilidade obtida por Perfilov (68) para reações induzidas por prótons.

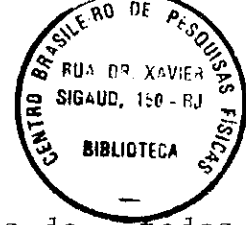
cata-evaporação para reações nucleares em alta energia ($E \sim 1\text{GeV}$) são também indicativas da existência de um largo mínimo para a fissionabilidade na região de núcleos de $15 < Z^2/A < 25$.

íons mais pesados até o ^{12}C . Isto é explicado devido ao limiar de detecção por nós determinado de $(1,4 \pm 0,2)$ MeV/ μm , que depende do tipo de emulsão usada (Ilford-KO é de baixa sensibilidade) e das condições de revelação (revelação com corte, isto é, baixa concentração do agente revelador e baixa temperatura), conforme veremos em detalhes em outra parte deste Capítulo.

Por outro lado, desenvolvemos um método para processamento e análise dos dados experimentais ^(70,71) tal que, eventos de fragmentação nuclear podem ser diferenciados dos eventos resultantes da fissão nuclear ordinária a partir da análise das distribuições de alcance e angular dos fragmentos observados. Em nosso trabalho, estas distribuições são obtidas mediante medidas ao microscópio ótico da projeção do traço, ângulo azimutal e "dip" (profundidade) de traços provenientes dos fragmentos emitidos e registrados nas películas de emulsão irradiadas. Nas seções seguintes, faremos uma descrição dos métodos e procedimentos experimentais para a obtenção de dados sobre as reações de fissão e fragmentação de núcleos de Ag e Br por fótons de alta energia (1,0 - 5,5 GeV).

3.2 - SEÇÕES DE CHOQUE

Reações fotonucleares em altas energias ^(31-37,39,49, 70-73) são realizadas com fótons de radiação de frenamento (bremsstrahlung) obtidos por colisões de feixes de elétrons em radiadores de alumínio, cobre, tungstênio e outros materiais ^(74,75). Este processo de obtenção de fótons entretanto apresenta dificuldades, tanto de caráter experimental quanto teórico, uma vez que



o feixe de bremsstrahlung é constituído por fótons de todas as energias, desde zero até a energia máxima do elétron incidente, segundo um espectro contínuo. Devido à quase inexistência de fontes intensas de fótons monoenergéticos em energias acima de 100 MeV, a alternativa para o estudo de reações fotonucleares em altas energias é o uso de fótons de bremsstrahlung, ainda que sujeito a erros experimentais inerentes ao processo de determinação das medidas.

Estamos interessados na obtenção da seção de choque por fóton monoenergético à energia K , $\sigma_K(K)$, para cada reação fotonuclear estudada. No entanto, o rendimento, isto é, a seção de choque por quantum (fóton) equivalente, σ_Q , é a grandeza determinada experimentalmente em cada irradiação com bremsstrahlung de energia máxima E_0 , sendo obtida mediante a equação

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

onde N_e é o número de eventos observados da reação em estudo, N_a o número de átomos por cm^2 do elemento alvo e Q a dose total, no caso, o número de "fótons equivalentes" incidente no alvo durante a irradiação. O número de fótons equivalentes Q é definido como o número de fótons que teria o feixe de bremsstrahlung se todos tivessem a energia E_0 . Uma relação entre a seção de choque por quantum equivalente σ_Q , e a seção de choque por fóton monoenergético σ_K será obtida posteriormente.

A determinação do número de eventos N_e da reação em estudo é obtida pela observação direta ao microscópio ótico destes eventos que aparecem sob a forma de traços nas películas de emulsão irradiadas e após o processo de revelação. A identificação

de eventos, contagem, medidas de traços e outros procedimentos usados nos trabalhos de microscopia serão apresentados em outra seção deste capítulo.

3.2.1 - Intensidade do Espectro de Bremsstrahlung

O número de fótons equivalentes Q é medido por intermédio de monitores tais como, calorímetros, quantômetros de Wilson, reações particulares, etc. Quando se usa o quantômetro de Wilson⁽⁷⁶⁾ na determinação do número de fótons equivalentes Q do feixe de bremsstrahlung é necessário considerar: a energia do fóton K do espectro de bremsstrahlung produzido por elétrons de energia máxima E_0 ; o número de fótons $N(K, E_0)dK$ que tem energia entre K e $K+dK$; a carga elétrica q coletada no quantômetro e a constante de quantômetro C (MeV/Coulomb). Define-se a intensidade do espectro de bremsstrahlung $I(K, E_0)$ através da expressão:

$$I(K, E_0) = KN(K, E_0) \frac{E_0}{qC} \quad . \quad (3.2.1.1)$$

O quantômetro fornece uma indicação da energia transmitida pelo feixe de bremsstrahlung através da carga elétrica medida, quando o feixe é depositado em seu interior, sendo

$$q = \frac{1}{C} \int_0^{E_0} KN(K, E_0) dK \quad . \quad (3.2.1.2)$$

A energia total E_t transmitida pelo feixe de bremsstrahlung é portanto



$$E_t = \int_0^{E_0} KN(K, E_0) dK \quad . \quad (3.2.1.3)$$

A intensidade do espectro de bremsstrahlung é então dada por combinação das equações (3.2.1.1), (3.2.1.2) e (3.2.1.3) como

$$I(K, E_0) = KN(K, E_0) \frac{E_0}{E_t} \quad . \quad (3.2.1.4)$$

A razão E_t/E_0 nos dá o "número de fótons equivalentes" Q , ou seja, o número de fótons que teria o feixe de bremsstrahlung se todos tivessem a energia E_0 . Assim, temos

$$Q = \frac{E_t}{E_0} \quad (3.2.1.5)$$

e

$$I(K, E_0) = \frac{KN(K, E_0)}{Q} \quad . \quad (3.2.1.6)$$

O conhecimento da intensidade do espectro de bremsstrahlung $I(K, E_0)$ é imprescindível para a determinação da seção de choque σ_K da reação estudada, à energia K , uma vez medido o valor da seção de choque por quantum equivalente $\sigma_Q(E_0)$.

3.2.2 - Relação Entre σ_Q e σ_K

Para estabelecer uma relação entre σ_K e σ_Q através da intensidade do espectro de bremsstrahlung $I(K, E_0)$, vamos admitir que dN_e é o número de eventos da reação em estudo produzidos na amostra, com N_a átomos/cm², por fótons de energia compreendida entre K e $K+dK$. Seja $N(K, E_0)$ o número desses fótons em

um espectro de bremsstrahlung de energia máxima E_0 . Então,

$$dN_e = N_a \sigma_K(K) N(K, E_0) dK \quad , \quad (3.2.2.1)$$

onde $\sigma_K(K)$ representa a seção de choque da reação à energia K . Integrando a eq. (3.2.2.1) para todas as energias do espectro, obtemos:

$$N_e = N_a \int_0^{E_0} \sigma_K(K) N(K, E_0) dK \quad (3.2.2.2)$$

e da eq. (3.2.1) que define σ_Q , podemos escrever

$$\sigma_Q(E_0) = \frac{1}{Q} \int_0^{E_0} \sigma_K(K) N(K, E_0) dK \quad . \quad (3.2.2.3)$$

A equação (3.2.2.3) transforma a seção de choque $\sigma_K(K)$ na seção de choque por quantum equivalente $\sigma_Q(E_0)$, sendo o núcleo da transformação a função $N(K, E_0)/Q$, que é o espectro de bremsstrahlung de energia máxima E_0 . Da equação (3.2.1.6) obtemos:

$$N(K, E_0) = \frac{Q}{K} I(K, E_0) \quad ; \quad (3.2.2.4)$$

então, podemos reescrever a equação (3.2.2.3) como:

$$\sigma_Q(E_0) = \int_0^{E_0} \sigma_K(K) \frac{I(K, E_0)}{K} dK \quad . \quad (3.2.2.5)$$

A seção de choque $\sigma_K(K)$ de uma reação fotonuclear pode ser determinada, em princípio, pela resolução da equação inte -

gral (3.2.2.5), uma vez estabelecida a dependência funcional de σ_Q com E_0 e conhecida a função intensidade do espectro de bremsstrahlung, $I(K, E_0)$. Em nossas condições experimentais fizemos uso da função intensidade do espectro de bremsstrahlung $I(K, E_0)$ dada pela fórmula de Schiff⁽⁷⁵⁾, para as irradiações realizadas com radiador fino de tungstênio ($Z = 74$). Segundo Schiff, a seção de choque diferencial para a produção de bremsstrahlung é dada por

$$\frac{d\sigma_{\text{brems}}}{dK}(K, E_0) = \frac{2Z^2 r_0^2}{137} \frac{1}{K} g(x, E_0) \quad , \quad x = \frac{K}{E_0} \quad (3.2.2.6)$$

onde r_0 é o raio clássico do elétron e $g(x, E_0)$ é a seguinte expressão:

$$g(x, E_0) = \left[x^2 - \frac{4x}{3} + \frac{4}{3} \right] \left[\ln M(0) + 1 - \left(\frac{2}{b} \right) \operatorname{arctg} b \right] + \\ + [1-x] \left[\left(\frac{2}{b^2} \right) \ln(1+b^2) + \frac{4(2-b^2)}{3b^3} \operatorname{arctg} b - \frac{8}{3b^2} + \frac{2}{9} \right] \quad , \quad (3.2.2.7)$$

sendo

$$b = \frac{2E_0 Z^{1/3}}{C \mu} \left(\frac{1}{x} - 1 \right) \quad (3.2.2.8)$$

e

$$M(0) = \left[\frac{\mu^2}{4E_0^2 \left(\frac{1}{x} - 1 \right)^2} + \left(\frac{Z^{1/3}}{C} \right)^2 \right]^{-1} \quad . \quad (3.2.2.9)$$

O valor da energia em repouso do elétron μ ($\mu = m_e c^2$) considerado foi de 0,511 MeV e o da constante de blindagem C de 111. A eq. (3.2.2.7) é obtida levando-se em conta o efeito de blindagem dos elétrons dos átomos do radiador, supondo um poten-

cial atômico da forma $(Z e/r)\exp(-r/a)$, onde a é inversamente proporcional a $Z^{1/3}$.

A intensidade do espectro de bremsstrahlung $I(K, E_0)$ é finalmente obtida pela normalização da função $g(x, E_0)$ dada pela equação (3.2.2.7), então

$$I(K, E_0) = \frac{g(x, E_0)}{\int_0^1 g(x, E_0) dx} \quad , \quad x = \frac{K}{E_0} \quad . \quad (3.2.2.10)$$

Na Fig. 3.2.1 podemos ver a intensidade do espectro de bremsstrahlung $I(K, E_0)$ para as energias máximas dos elétrons de 0,3 GeV, 1 GeV e 5,49 GeV (espectro de Schiff). Incluímos, nesta figura, a aproximação $1/K$ do espectro de bremsstrahlung ($I=1$) que é muito utilizada em cálculos de seções de choque.

3.3 - IRRADIAÇÃO

Apresentaremos a seguir, em forma resumida, o arranjo experimental que foi usado nas irradiações realizadas no Deutsches Elektronen Synchrotron (DESY). Detalhes destas irradiações já foram publicados anteriormente quando da determinação das seções de choque de fotofissão de urânio, tório e bismuto entre 1 e 5,5 GeV ^(37,62). Na Fig. 3.3.1, podemos ver o esquema das irradiações no DESY. O feixe de bremsstrahlung produzido por incidência de elétrons em radiador de tungstênio (R) foi inicialmente colimado em C_1 , depois em C_2 , em seguida atingiu o alvo (A) contendo as películas de emulsão nuclear e finalmente absorvido no quantômetro (Q) do tipo de Wilson ⁽⁷⁶⁾ onde foi medida a dose total do feixe de bremsstrahlung. Numa primeira série de irradiações, as películas de emulsão nuclear com cerca de 250 μ m de es-

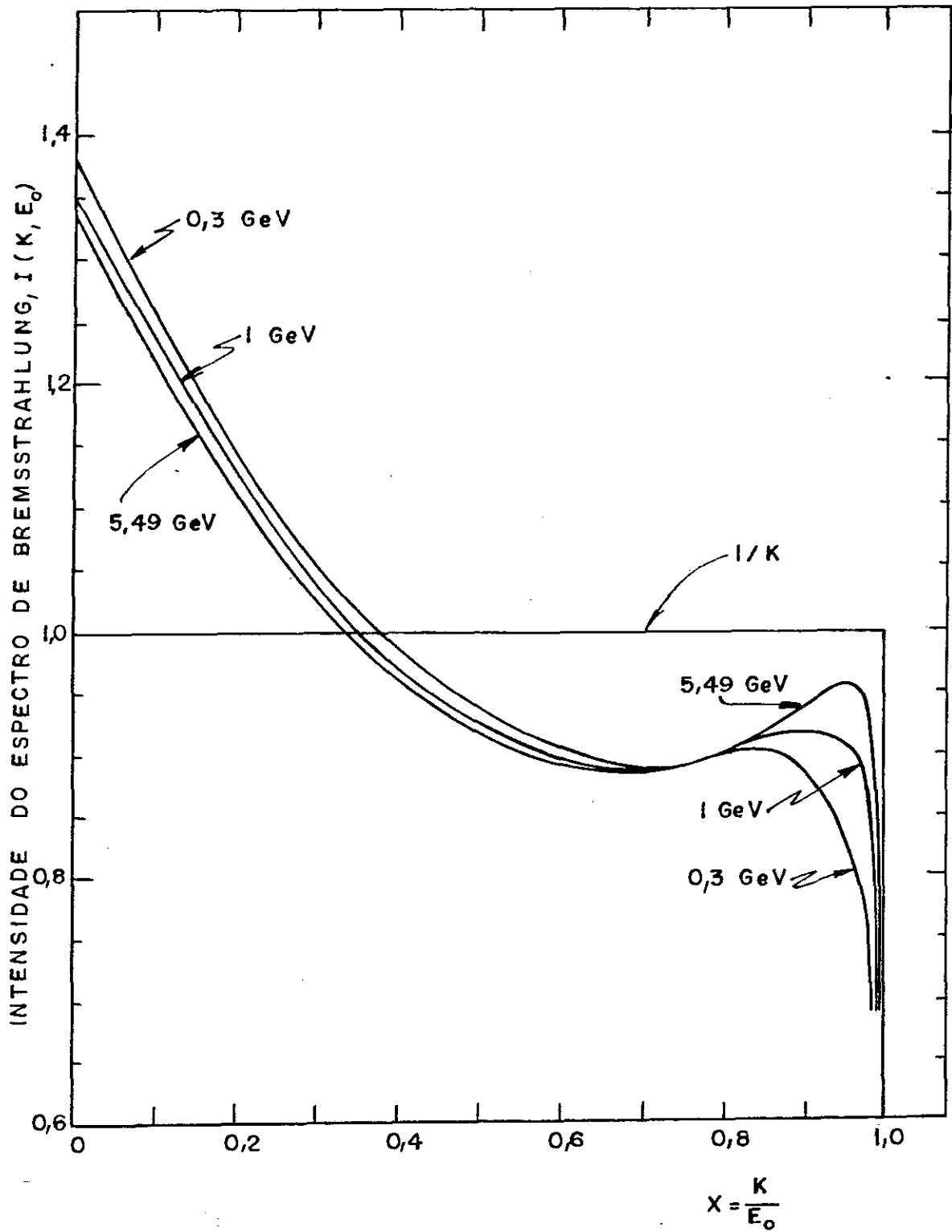


Figura 3.2.1 - Intensidades do espectro de bremsstrahlung para as energias máximas de 0,3; 1 e 5,49 GeV. A reta é a aproximação 1/K do espectro de bremsstrahlung.

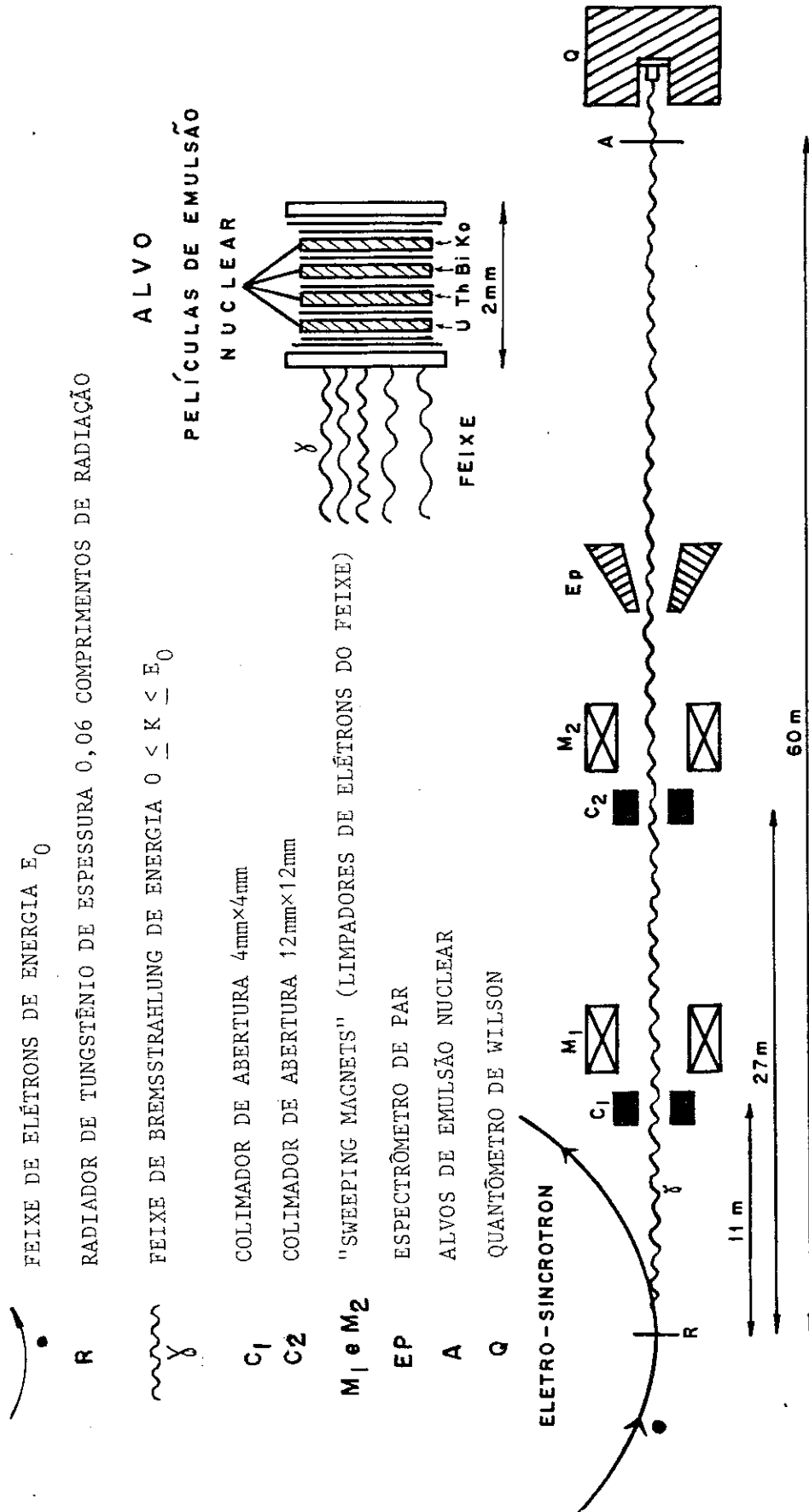


Figura 3.3.1 - Esquema das irradiações no Eletro-Sincrotron (DESY).

peSSura cada uma, foram irradiadas com bremsstrahlung de energias máximas de 1,00; 1,80; 2,61 e 5,49 GeV. Numa segunda série, as películas com espessura em torno de 150 μ m cada uma, foram irradiadas com bremsstrahlung de energias máximas de 1,20; 1,90 e 3,20 GeV. Na Tabela 3.3.1, mostramos dados sobre as películas irradiadas, tais como a energia máxima (E_0) do feixe de bremsstrahlung, a espessura (ϵ) de cada película de emulsão Ilford-KO e a dose total (Q) medida em cada irradiação.

TABELA 3.3.1 - Dados relativos às películas de emulsão Ilford-KO irradiadas em DESY.

Energia Máxima do feixe de Bremsstrahlung, E_0 (GeV)	Espessura da Película, ϵ (μ m)	Dose Total, Q (10^{10} fótons equivalentes)
1,00	270	4,33
1,20	156	10,1
1,80	223	4,20
1,90	129	10,1
2,61	278	5,73
3,20	172	11,6
5,49	224	8,49

3.4 - REVELAÇÃO

As películas de emulsão nuclear, após a irradiação, foram submetidas a um processo químico de revelação que teve por finalidade tornar visíveis ao microscópio ótico as trajetórias deixadas pelos fragmentos nucleares. A emulsão nuclear é uma dispersão de grãos de halogenetos de prata (basicamente de brometos) em gelatina numa relação em volume de 49/51 e em peso de

83/17 (ver Apêndice A).

Quando uma partícula carregada atravessa uma emulsão nuclear, os grãos de brometo de prata ficam sensibilizados ao longo da trajetória da partícula formando em cada um destes grãos 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 esta razão, quando a emulsão 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. O banho fixador dissolverá os grãos de brometo de prata que não foram sensibilizados, porém deverá deixar intacta a prata dos grãos revelados, possibilitando assim a visualização ao microscópio das trajetórias registradas.

O revelador utilizado para as películas de emulsão nuclear Ilford-KO irradiadas tinha a seguinte composição:

ácido bórico	10 g/l
sulfito de sódio	5 g/l
brometo de potássio	0,5 g/l
amidol	450mg/l
água destilada	1 litro

O tempo de revelação foi de 2 horas para as películas de emulsão menos espessas ($\sim 150 \mu\text{m}$) e de 3 horas para as mais espessas ($\sim 250 \mu\text{m}$) mantido em ambos os casos a temperatura do banho revelador em 10°C . Após a revelação, as películas passaram por vários banhos sucessivos, todos à baixa temperatura, com a finalidade de completar o registro de traços na emulsão nuclear. O primeiro deles, o "stop", para interromper a ação do agente re

velador, evitando desse modo a formação de "fog" (véu de fundo). O segundo, o fixador, para dissolver os grãos de brometo de prata não revelados e tornar as películas completamente transparentes, fixando assim a imagem revelada. O terceiro, lavagem em água corrente, para retirar o hiposulfito de sódio (fixador). O último banho, uma solução de álcool a 60%, para facilitar a secagem da película. A Tabela 3.4.1 mostra as várias etapas complementares à revelação das películas de emulsão.

TABELA 3.4.1 - Etapas complementares à revelação.

Etapa	Composição	Tempo
Interrupção ("stop")	Solução a 10% de ácido acético glacial + 5g/l de sulfito de sódio	2 horas
Fixação	350g/l de hipo-sulfito de sódio + 5g/l de sulfito de sódio	15 horas
Lavagem	água corrente	1 dia
Secagem	solução de álcool a 60%	2 horas

Finalmente, as películas foram coladas em vidro tratado da fábrica Ilford com uma solução bem diluída de gelatina em água e colocadas para secar.

3.5 - MICROSCOPIA

Os trabalhos de microscopia das diversas emulsões reveladas foram realizados com o uso de microscópios Leitz Ortholux. Com o objetivo de orientar os observadores durante o esquadrinha

tos e outras medidas, foi necessário delimitar em cada chapa a região na qual incidiu o feixe de fótons. Para tal, foi feito um mapeamento dos eventos em uma grande área da chapa a partir do qual foi delimitada e determinada a área da região de incidência do feixe A_ϕ . Contagens e medidas de eventos foram realizadas em pequenas áreas uniformemente distribuídas na região de incidência do feixe e calculada a área total de "scan" A_s .

Trabalhos anteriores ^(62,77) realizados em nosso laboratório, indicam que para se obter contagens de eventos com boa estatística e eficiência nas medidas é necessário, dependendo do fenômeno examinado, uma densidade de eventos de 10^3 a 10^4 eventos/cm². Atendendo a este critério, escolhemos como área de "scan" uma fração representativa da área total de incidência do feixe de tal modo a nos aproximarmos desta situação ideal.

A determinação do número total de eventos N_e^t para um fenômeno particular em estudo é feita utilizando-se a equação

$$N_e^t = \left(\frac{N_e}{A_s}\right) A_\phi, \quad (3.5.1.1)$$

onde N_e é o número de eventos encontrados na área de "scan". A área de "scan" A_s é obtida a partir da multiplicação da área de um campo pelo total de campos examinados. Por "campo" entende-se a região da chapa visível dentro de um quadrado gravado (contendo uma escala linear com 60 divisões) numa das oculares. A área de um campo a_c vista por um observador é dada por

$$a_c = (60 \times \text{CALH}) (60 \times \text{CALV}), \quad (3.5.1.2)$$

onde CALH e CALV são os fatores de calibração horizontal e vertical, respectivamente. CALH é dado pelo produto da calibração da

escala da ocular pela razão entre o comprimento inicial H_i (medido após a revelação), ou seja

$$CALH = CAL \times \frac{H_i}{H_f} ; \quad (3.5.1.3)$$

CALV é definido de modo análogo, isto é,

$$CALV = CAL \times \frac{V_i}{V_f} . \quad (3.5.1.4)$$

A área de incidência do feixe A_ϕ é obtida a partir do mapeamento dos eventos. As dimensões (comprimento \times largura) da região de incidência do feixe na chapa são obtidas diretamente ao microscópio, levando-se em conta as correções decorrentes de dilatações ou contrações da emulsão durante a fase de revelação.

3.5.2 - Distribuições de Alcance

A obtenção das distribuições de alcance dos traços provenientes de fragmentos nucleares altamente ionizantes é de fundamental importância na determinação do número de eventos produzidos em reações de fissão e fragmentação de núcleos de prata e bromo por fótons de alta energia. É, principalmente, a partir da análise destas distribuições que se torna possível discriminar eventos de fissão daqueles decorrentes de fragmentação, assim como, também, separá-los de outros eventos tais como recuos nucleares de prata e bromo.

Na Figura 3.5.2.1 mostramos, para destacar a importância das distribuições de alcance em nosso trabalho, as distribuições de alcance de traços isolados (colineares) observados em du

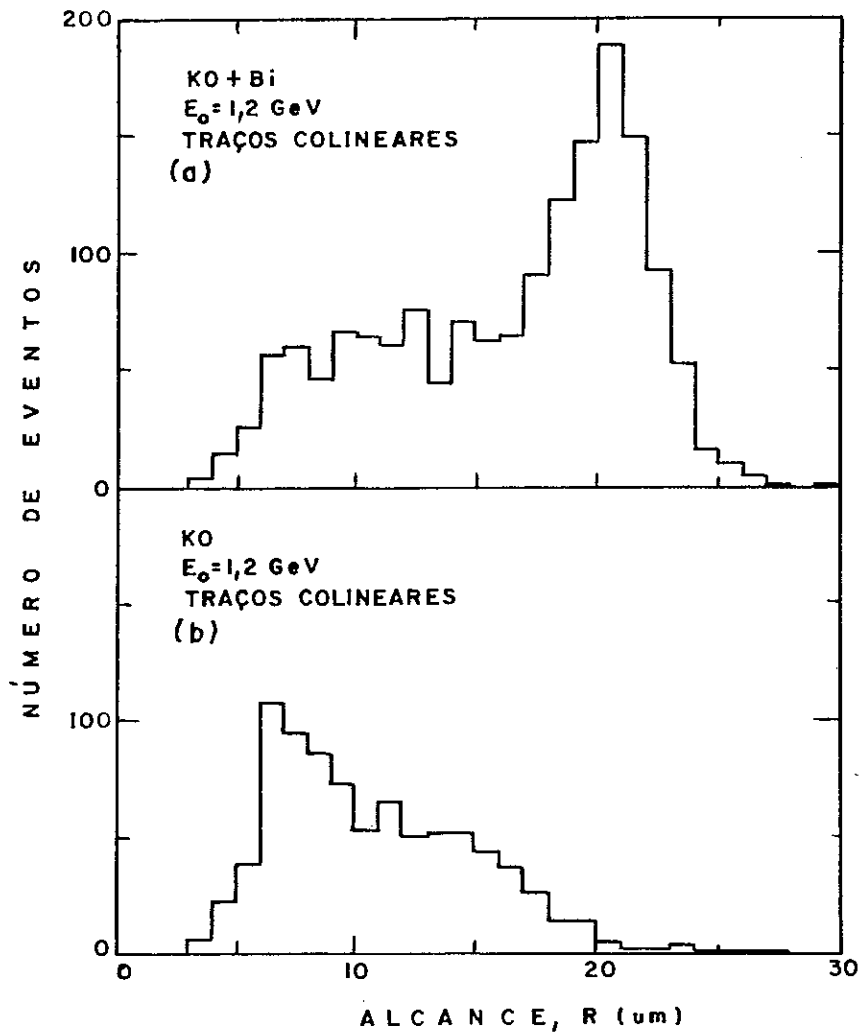


Figura 3.5.2.1 - Distribuição de alcance de traços colineares em emulsão nuclear Ilford KO carregada com bismuto (a) e não-carregada (b) irradiadas em 1,2 GeV (bremsstrahlung) e reveladas nas mesmas condições.

as chapas. Na primeira (parte (a) da figura) temos a distribuição de alcance de traços isolados obtida de uma emulsão nuclear Ilford KO carregada com bismuto e irradiada juntamente com uma emulsão KO pura (não carregada, parte (b) da figura) na energia máxima de bremsstrahlung de 1,2 GeV⁽⁶²⁾. Observando estas distribuições, podemos separar nitidamente a distribuição de alcance dos eventos da emulsão carregada com bismuto em duas regiões distintas: a primeira região, constituída de alcances menores do que $\sim 15 \mu\text{m}$, é semelhante à distribuição de alcance dos eventos da

emulsão pura, os quais são provenientes de reações nucleares induzidas nos elementos constituintes da emulsão, principalmente prata e bromo; a segunda região, constituída de alcances maiores do que $\sim 15 \mu\text{m}$, é devida aos eventos de fissão do bismuto (distribuição gaussiana em torno de $20\mu\text{m}$). A discriminação entre eventos de fissão de bismuto e eventos de reações nucleares com os constituintes da emulsão é obtida, então, pela simples subtração do fundo observado na mesma emulsão ⁽⁶²⁾. Procedimento análogo é feito quando separamos na emulsão pura, parte (b) da Figura 3.5.2.1, as distribuições de alcance de eventos provenientes da fissão e fragmentação de núcleos de prata e bromo dos eventos de recuos nucleares (pico centrado em torno de $6 \mu\text{m}$) de prata e bromo.

A determinação do alcance de um traço produzido por um fragmento nuclear pode ser vista em detalhes no Apêndice B.

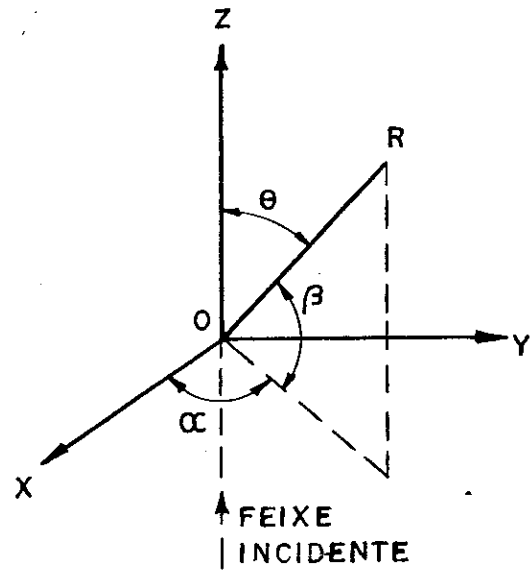
3.5.3 - Distribuições Angulares

A distribuição angular de traços provenientes de fragmentos nucleares registrados no volume das emulsões irradiadas, ou seja, a frequência do número de fragmentos emitidos por unidade de ângulo sólido segundo uma direção θ com o feixe incidente na emulsão, pode ser obtida do seguinte modo:

Adota-se um sistema de coordenadas retangulares xyz com as seguintes convenções (ver Figura 3.5.3.1):

- a) o ângulo α da projeção do traço R no plano da emulsão é medido a partir da direção OX positiva no sentido contrário ao dos ponteiros do relógio;

Figura 3.5.3.1 - Sistema de coordenadas usado na determinação das distribuições angulares de fragmentos nucleares registrados nas emulsões irradiadas.



b) o ângulo de "dip" (β) entre o traço e o plano da emulsão será positivo quando o fragmento é emitido no sentido positivo da direção OZ positiva, e negativo no caso contrário;

c) o ângulo θ entre a direção do feixe incidente e a trajetória do fragmento emitido é medido a partir da direção OZ positiva. θ é calculado pela relação

$$\theta = 90^{\circ} - \beta . \quad (3.5.3.1)$$

Determinamos neste trabalho, somente a distribuição angular dos eventos formados por dois traços tendo a mesma origem, ou seja, dos traços não-colineares resultantes da fissão e fragmentação de núcleos residuais de Ag, Br em movimento. A orientação dos traços (fragmento leve, R_L , e pesado, R_H) é possível de ser obtida pois conhecemos a origem da fissão ou fragmentação (ver Fig. B.2.1 do Apêndice B). No caso de eventos formados por um único traço, ou seja, por traços colineares, a origem da fissão ou fragmentação não é conhecida, não sendo possível, portanto,

discernir entre fragmento leve e pesado. Ainda neste caso, não é possível obtermos a orientação dos traços; os ângulos θ e $180^\circ + \theta$ são indistinguíveis e isto corresponde à redução da distribuição angular no espaço total a um único hemisfério.

3.5.3.1 - Distribuições de Ângulo entre Fragmentos

As distribuições de ângulo entre fragmentos nucleares emitidos na fissão e na fragmentação foram obtidas com o uso da seguinte expressão ⁽⁷⁸⁾:

$$\cos \omega = \frac{\cos(\alpha_2 - \alpha_1) + \text{tg}\beta_1 \text{tg}\beta_2}{[(1 + \text{tg}^2 \beta_1)(1 + \text{tg}^2 \beta_2)]^{1/2}} \quad (3.5.3.1.1)$$

onde ω é o ângulo entre dois traços com a mesma origem produzidos por fragmentos nucleares no volume da emulsão (Fig. 3.5.3.1.1).

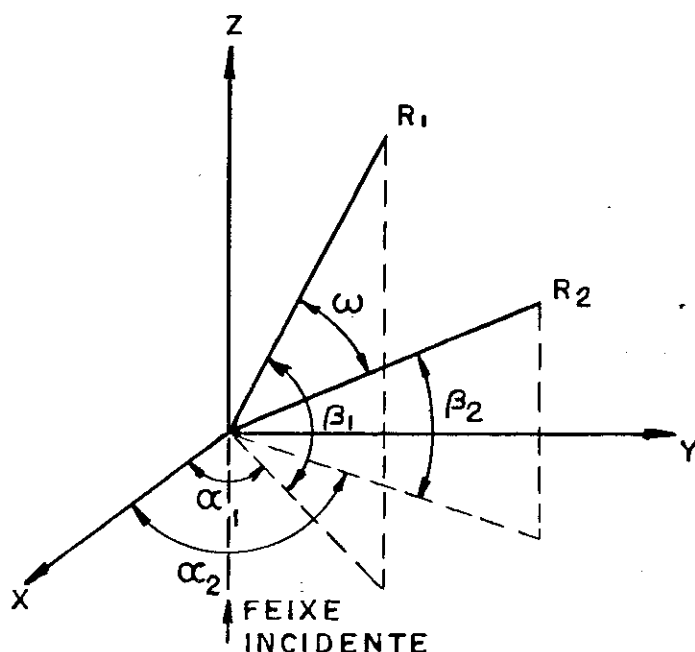


Figura 3.5.3.1.1 - Ângulo ω entre dois traços R_1 e R_2 em emulsão.

Os ângulos α_1 e α_2 são as projeções dos traços R_1 e R_2 no plano da emulsão, medidos a partir da direção OX positiva no sentido anti-horário e os ângulos de "dip" β_1 e β_2 entre os traços R_1 e R_2 com o plano da emulsão, respectivamente. Os ângulos β_1 e β_2 serão considerados positivos quando os fragmentos R_1

e R_2 são emitidos no sentido positivo da direção OZ positiva, e negativo no caso contrário.

3.5.4 - Eficiência das Medidas

A eficiência das medidas na contagem e identificação de eventos foi determinada, em cada chapa, por comparação entre os mapeamentos dos eventos observados feitos por duas microscopistas dentro de um dado critério numa mesma área de observação. Para isso, usou-se o método estatístico da dupla ou tripla observação desenvolvido por Sokolov e Tolstov⁽⁷⁹⁾ que permite determinar o número mais provável de eventos numa área examinada e calcular a eficiência de cada observador.

A eficiência de um observador é a razão entre o número de eventos por ele encontrado e o número real existente, numa certa área de observação. Sendo T o número real de eventos existentes e N_1 e N_2 o número de eventos encontrados por dois observadores numa mesma área, então suas eficiências individuais ϵ_1 e ϵ_2 são dadas, respectivamente, por

$$\epsilon_1 = \frac{N_1}{T} \quad \text{e} \quad \epsilon_2 = \frac{N_2}{T} \quad . \quad (3.5.4.1)$$

Admitindo-se que $\epsilon_1 \epsilon_2$ seja a probabilidade de que um mesmo evento seja visto por ambos os observadores, então o número de coincidências (N_{12}) será dado por

$$N_{12} = \epsilon_1 \epsilon_2 T \quad . \quad (3.5.4.2)$$

Portanto, podemos calcular o número mais provável existente de

eventos T e as eficiências ϵ_1 e ϵ_2 dos dois observadores na área examinada uma vez feito o mapeamento de eventos que nos fornece o número de eventos coincidentes N_{12} e o número de eventos encontrados N_1 e N_2 pelos observadores. Assim, temos:

$$\epsilon_1 = \frac{N_{12}}{N_2} \quad , \quad \epsilon_2 = \frac{N_{12}}{N_1} \quad \text{e} \quad T = \frac{N_1 \times N_2}{N_{12}} \quad . \quad (3.5.4.3)$$

Os erros associados a estas determinações, segundo Sokolov e Tolstov⁽⁷⁹⁾, são dados por

$$\delta\epsilon_1 = \epsilon_1 \left(\frac{1-\epsilon_1}{N_{12}} \right)^{1/2} \quad , \quad \delta\epsilon_2 = \epsilon_2 \left(\frac{1-\epsilon_2}{N_{12}} \right)^{1/2} \quad \text{e} \quad \delta T = \left[\frac{T(1-\epsilon_1)(1-\epsilon_2)}{\epsilon_1\epsilon_2} \right]^{1/2} \quad (3.5.4.4)$$

e a eficiência combinada para uma observação dupla por

$$\epsilon_{12} = \epsilon_1 + \epsilon_2 - \epsilon_1\epsilon_2 \quad . \quad (3.5.4.5)$$

3.6 - PERDA DE ENERGIA DE FRAGMENTOS NUCLEARES EM EMULSÃO

Os três principais processos de perda de energia de fragmentos nucleares, com energias iniciais da ordem de 10 a 100 MeV, através de um meio material são os seguintes⁽⁸⁰⁾:

- i) interação com elétrons atômicos por excitação Coulombiana ou ionização. Este é o principal modo de perda de energia para fragmentos nucleares com energias iniciais no intervalo acima mencionado;

- ii) colisões nucleares, isto é, "colisões diretas" com núcleos do meio material. Entretanto, este processo é significativo apenas próximo do final do percurso do fragmentos no meio, quando excitações eletrônicas ou ionização são pouco prováveis;
- iii) radiação de bremsstrahlung e Cerenkov. No entanto, é de pequena importância em relação aos dois primeiros processos.

Para qualquer energia, E, do fragmento, a perda total de energia é uma combinação das perdas de energias devido a cada um dos três processos, e pode ser escrita como

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{total}} = \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ionização}} + \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{colisão}} + \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{radiação}} \quad (3.6.1)$$

onde $\left(-\frac{dE}{dx}\right)$ é a perda de energia por unidade de comprimento de trajetória do fragmento no meio por um processo qualquer, isto é, o poder frenador ("stopping power") referente a cada processo. Examinaremos, separadamente, cada uma dessas três contribuições.

3.6.1 - Perda de Energia por Radiação

Devido a pequena contribuição à perda total de energia, o processo de perda de energia por radiação será examinado brevemente. Radiação de bremsstrahlung ou radiação de frenamento é emitida quando uma partícula carregada é acelerada ou desacelerada no campo coulombiano do núcleo. A intensidade da radiação é, de acordo com a eletrodinâmica clássica, inversamente proporcional ao quadrado da massa da partícula incidente, e, conseqüente-

mente, o fenômeno é de pouquíssima importância no caso de fragmentos nucleares (fragmentos de fissão) do que para partículas leves tais como elétrons. Radiação de Cerenkov ocorre quando a velocidade de uma partícula carregada excede a velocidade de fase da luz no meio. O efeito é praticamente nulo, no caso de um fragmento de fissão, porque a velocidade do fragmento é muito menor do que a velocidade da luz em qualquer meio.

3.6.2 - Perda de Energia por Ionização

A perda de energia por ionização de fragmentos nucleares em um meio material está diretamente relacionado à "carga efetiva" do fragmento, que é unicamente função da sua velocidade $\beta = v/c$, e à ionização produzida por um próton de mesma velocidade β que a do fragmento. A relação é a seguinte:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ionização}} = [z^*(\beta)]^2 \times \left[-\frac{dE}{dx}(\beta)\right]_{\text{próton}} \quad (3.6.2.1)$$

a qual define a "carga efetiva" z^* do fragmento em função de sua velocidade $\beta = v/c$. Heckman e colaboradores⁽⁸¹⁾, estudando a perda de ionização de vários íons em emulsões Ilford e dados experimentais de diversos íons no ar e no neônio, verificaram que a grandeza z^*/z (onde z é a carga do íon) necessária para produzir a quantidade de ionização observada experimentalmente é unicamente função da velocidade reduzida, $\beta/z^{2/3}$, e não depende do meio onde o íon se desloca. O conjunto de dados experimentais estudado por Heckman e colaboradores obedece a uma "curva universal", cuja equação é a seguinte:

$$z^* = z(1 - e^{-125\beta/z^{2/3}}) \quad (3.6.2.2)$$

Esta equação tem sido extensivamente usada para se calcular a carga efetiva de diferentes íons à velocidade β em diversos meios ou detectores de partículas ionizantes.

3.6.2.1 - Ionização em Emulsão

A perda de energia por ionização de fragmentos nucleares em emulsão pode ser obtida a partir do conhecimento da ionização produzida por um próton em emulsão com a mesma velocidade β que a do fragmento. O cálculo é efetuado por intermédio da equação (3.6.2.1), usando a expressão "universal" da carga efetiva z^* dada pela eq. (3.6.2.2) estabelecida por Heckman e colaboradores⁽⁸¹⁾ e válida para íons em movimento com velocidade β através de um meio material qualquer.

A ionização produzida por um próton em emulsão é calculada a partir da ionização produzida isoladamente em cada um dos diferentes elementos constituintes da emulsão. Estas ionizações foram obtidas dos dados compilados por Andersen e Ziegler⁽⁸²⁾ sobre a perda de energia de íons de hidrogênio em diversos elementos. As fórmulas usadas por Andersen e Ziegler para cálculo da ionização produzida por uma partícula de carga unitária num meio homogêneo e constituído de átomos de um mesmo elemento são baseadas na fórmula de Bethe⁽⁸³⁾ e levam em conta efeitos quânticos e relativísticos. Estas fórmulas são as seguintes:

$$(a) \quad \left(-\frac{dE}{dx}\right) = A_1 E^{1/2} \quad \text{eV}/(10^{15} \text{ átomos/cm}^2) \quad (3.6.2.1.1)$$

para íons de hidrogênio com energia E expressa em KeV/amu; a fórmula é válida no intervalo de energia de 1 a 10 KeV.

$$(b) \quad \left(-\frac{dE}{dx}\right)^{-1} = (A_2 E^{0,45})^{-1} + [(A_3/E) \ln[1+(A_4/E)+(A_5 E)]]^{-1} \quad (3.6.2.1.2)$$

com $\left(-\frac{dE}{dx}\right)$ em unidade de eV/(10¹⁵ átomos/cm²);

a energia E está expressa em KeV/amu e a fórmula é válida no intervalo de energia de 10 a 999 KeV.

$$(c) \quad \left(-\frac{dE}{dx}\right) = (A_6/\beta^2) [\ln[A_7\beta^2/(1-\beta^2)]] - \beta^2 - \sum_{i=0}^4 A_{i+8} (\ln E)^i \quad (3.6.2.1.3)$$

com $\left(-\frac{dE}{dx}\right)$ em unidades de eV/(10¹⁵ átomos/cm²);

a energia E está expressa em KeV/amu e a fórmula é válida no intervalo de energia de 1000 a 100.000 KeV.

As constantes A_1, A_2, \dots, A_{11} e A_{12} nas fórmulas (a), (b) e (c) foram calculadas e tabeladas por Andersen e Ziegler⁽⁸²⁾ para os diversos elementos. Usamos as fórmulas (a), (b) e (c) para calcular a ionização produzida por um fragmentos nuclear (íon) em emulsão de acordo com a eq. (3.6.2.1) através das seguintes etapas:

- 1) calcula-se, com as fórmulas (a), (b) e (c), a perda de energia $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{p,i}$ do próton em um dado elemento i constituinte da emulsão;
- 2) a perda de energia de um íon de carga z no elemento i é dada, então, por

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_I = \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{p,i} \times (z^*)^2 \quad (3.6.2.1.4)$$

3) a perda de energia por ionização de um íon de carga z em um meio constituído de n diferentes elementos e com densidade ρ constante (expressa em g/cm^3) é dada por

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_I = \frac{(z^*)^2}{10^{22}} \sum_{i=1}^n [N_i \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{p,i}] \quad (3.6.2.1.5)$$

com

$$N_i = \rho N_0 p_i / A_i \quad (3.6.2.1.6)$$

Nesta última expressão, N_i é o número de átomos/ cm^3 do constituinte i do meio, N_0 o número de Avogadro, A_i o peso atômico e p_i o percentual em peso dos diferentes elementos do meio. No caso da emulsão, usamos para estas grandezas, os valores apresentados na Tabela A.1.1 do Apêndice A.

Nos cálculos de perda de energia por ionização, usamos para a velocidade $\beta = v/c$ do próton a seguinte expressão:

$$\beta = [1 - (1 + E[\text{KeV}]/931478)^{-2}]^{1/2} \quad (3.6.2.1.7)$$

3.6.3 - Perda de Energia por Colisão Nuclear

A perda de energia que um fragmento nuclear sofre por "colisões" com núcleos atômicos torna-se significativa apenas no final de seu percurso no meio, onde as interações com elétrons (ionização) são pouco prováveis. À medida então que o fragmento perde energia e se aproxima do final de sua trajetória, as colisões nucleares tornam-se competitivas com a ionização, chegando até ser predominante.

As "colisões nucleares" de uma partícula de carga z , massa m e velocidade $\beta = v/c$ com átomos de número atômico Z e massa M foram tratadas classicamente por Bohr⁽⁸⁴⁾ como um espalhamento coulombiano (de Rutherford) desde que a mínima distância de aproximação numa colisão frontal, b , seja muito maior que o comprimento de onda de Broglie, λ , da partícula, ou seja

$$\frac{b}{\lambda} = \frac{2\alpha z Z}{\beta} \gg 1 \quad (3.6.3.1)$$

onde $\alpha = e^2/\hbar c \cong 1/137$ é a constante de estrutura fina. Outra condição para se manter válida a aproximação clássica para colisões é que o comprimento de onda racionalizado λ da partícula seja muito menor que o raio atômico a dos átomos do meio, isto é

$$\lambda \ll a \quad (3.6.3.2)$$

Usando para o raio atômico a expressão

$$a = 1,4 a_0 Z^{-1/3} \quad (3.6.3.3)$$

onde $a_0 = \hbar^2/m_0 e^2 \cong 0,53 \text{ \AA}$ é o raio do átomo de hidrogênio na teoria de Bohr, esta última condição pode ser escrita como

$$1,4 Z^{-1/3} \beta \alpha \frac{m}{m_0} \gg 1 \quad (3.6.3.4)$$

onde m_0 é a massa de repouso do elétron; esta condição pode ainda ser escrita sob a forma

$$18,6 \frac{\beta m [\text{amu}]}{Z^{1/3}} \gg 1 \quad (3.6.3.5)$$

Satisfeitas as condições (3.6.3.1) e (3.6.3.5), a perda

de energia de uma partícula carregada por colisões com os átomos de um meio é dada por ⁽⁸⁰⁾

$$\left[- \frac{dE}{dx}(\beta)\right]_c = \frac{2\pi z^2 Z^2 e^4 N}{Mc^2 \beta^2} \ln \left[\frac{amc^2 \beta^2}{zZe^2} \left(\frac{M}{M+m} \right) \right] \quad (3.6.3.6)$$

onde

e = carga do elétron;

a = parâmetro de blindagem (raio atômico);

z, m e β = carga, massa atômica e velocidade ($\beta=v/c$) da partícula, respectivamente;

Z e M = número atômico e massa atômica dos átomos do meio, respectivamente;

N = número de átomos por unidade de volume;

c = velocidade da luz no vácuo.

Se o meio onde se desloca a partícula carregada for a emulsão (considerada de densidade ρ constante), cada constituinte da emulsão (ver Tabela A.1.1 do Apêndice A) contribuirá de modo diferente para a perda total de energia. Neste caso, temos:

$$\left[- \frac{dE}{dx}(\beta)\right]_c = \frac{2\pi z^2 e^4 N_0 \rho}{\beta^2} \sum_{i=1}^n \frac{p_i Z_i^2}{M_i A_i} \ln \left[\frac{1,4 a_0 \beta^2 \mu_i}{z Z_i^2 e^2} \right] , \quad (3.6.3.7)$$

sendo $\mu_i = mM_i/m+M_i$ a massa reduzida do sistema, a_0 o raio clássico do átomo de hidrogênio, ρ a densidade da emulsão, N_0 o número de Avogadro, Z_i , A_i , M_i e p_i o número atômico, o número de massa, a massa atômica e o percentual em peso dos diferentes componentes da emulsão, respectivamente. Substituindo os valores das constantes e expressando a perda total de energia do um íon por colisão em emulsão nuclear em MeV/ μm , resulta a fórmula final

$$\left[- \frac{dE}{dx}(\beta)\right]_C = 8,43 \times 10^{-9} \frac{z^2 \rho [g/cm^3]}{\beta^2} \sum_{i=1}^n \frac{p_i Z_i^2}{A_i M_i [amu]} \times$$

$$\times \ln \left[4,8 \times 10^7 \frac{\beta^2 \mu_i [amu]}{z Z_i^{4/3}} \right], \text{ MeV}/\mu\text{m} \quad (3.6.3.8)$$

Nos cálculos de perda de energia por colisão, usamos a expressão

$$\beta = 0,0463 \left(\frac{E [MeV]}{m [amu]} \right)^{1/2} \quad (3.6.3.9)$$

para calcular a velocidade β de fragmentos nucleares com carga z , massa m e energia E (fragmentos do tipo de fissão com energias não-relativísticas).

3.6.4 - Limiar de Detecção

Fixadas as condições de revelação de uma emulsão nuclear de sensibilidade conhecida, a densidade linear de grãos de brometo de prata revelados (que constitui o traço da partícula na emulsão) depende essencialmente da quantidade de ionização produzida pela passagem da partícula carregada. Por sua vez, "colisões nucleares" com os constituintes da emulsão podem dar indicações dos limiares de detecção em condições experimentais pré-estabelecidas; por exemplo, a análise dos traços de fragmentos emitidos e dos núcleos de recuo pode indicar se traços de ionização tão baixa quanto a de ^{12}C são revelados. É importante, então, analisar e comparar os processos de ionização e colisão nuclear de perda de energia de íons de massa intermediária em emulsão nuclear.

Na Figura 3.6.4.1 mostramos como varia com a energia,

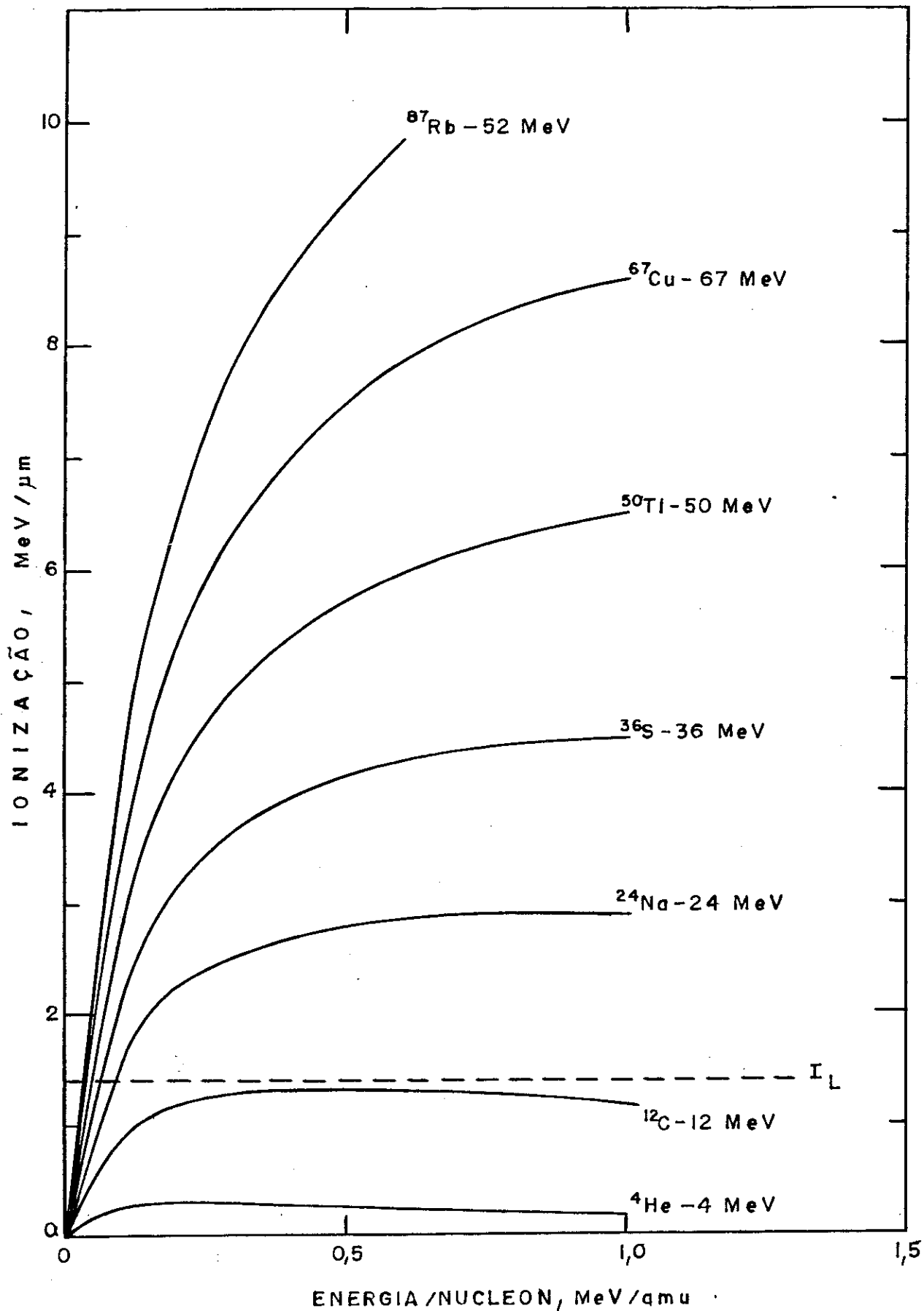


Figura 3.6.4.1 - Perda de energia por ionização de diversos íons em emulsão nuclear Ilford-KO. ^{50}Ti e ^{36}S podem ser considerados fragmentos típicos de fissão simétrica de Ag e Br, respectivamente. Enquanto, ^{87}Rb é um fragmento típico de recuo nuclear.

a ionização de diversos íons em emulsão nuclear Ilford-KO. A perda de energia por ionização para cada íon apresentado é calculada de acordo com a eq. (3.6.2.1.5). As energias indicadas são as energias iniciais arbitrárias que cada íon teria por um mecanismo qualquer de fotodesintegração de núcleos de prata e bromo. Assim, ^{87}Rb está representando um fragmento típico de recuo nuclear de prata; ^{67}Cu um fragmento pesado típico de fissão assimétrica de prata; ^{50}Ti e ^{36}S fragmentos típicos de fissão simétrica de prata e bromo, respectivamente; ^{24}Na um fragmento leve típico de fissão assimétrica de bromo, e ^{12}C e ^4He fragmentos mais leves. Podemos ver na Fig. 3.6.4.1 que para íons de ^{87}Rb , ^{67}Cu , ^{50}Ti e ^{36}S a ionização sempre decresce com o decréscimo de energia, enquanto que para íons de ^{24}Na , ^{12}C e ^4He a ionização passa primeiro por um máximo para depois decrescer. O conjunto das curvas de ionização reflete principalmente o efeito da "carga efetiva" z^* dos diferentes íons (cf. eq. (3.6.2.2)).

Na Figura 3.6.4.2 são mostrados dois exemplos de comparação entre a perda de energia por ionização e colisão nuclear de íons de ^{50}Ti e ^{87}Rb (fragmentos típicos de fissão simétrica e recuo nuclear de prata, respectivamente). Como se pode ver claramente, "colisões nucleares" predominam unicamente no final do percurso do fragmento (na baixa energia), tornando-se ainda mais prováveis no caso de recuos nucleares (^{87}Rb), pois núcleos de recuo têm grande massa e carga e baixa energia.

Nas chapas analisadas no presente trabalho não foram observados eventos atribuíveis a "colisões nucleares", os quais poderiam ter sido revelados, principalmente as colisões entre fragmentos de fissão e os constituintes leves da emulsão (grupo CNO). Este fato é indicativo da existência de um limiar de detecção,

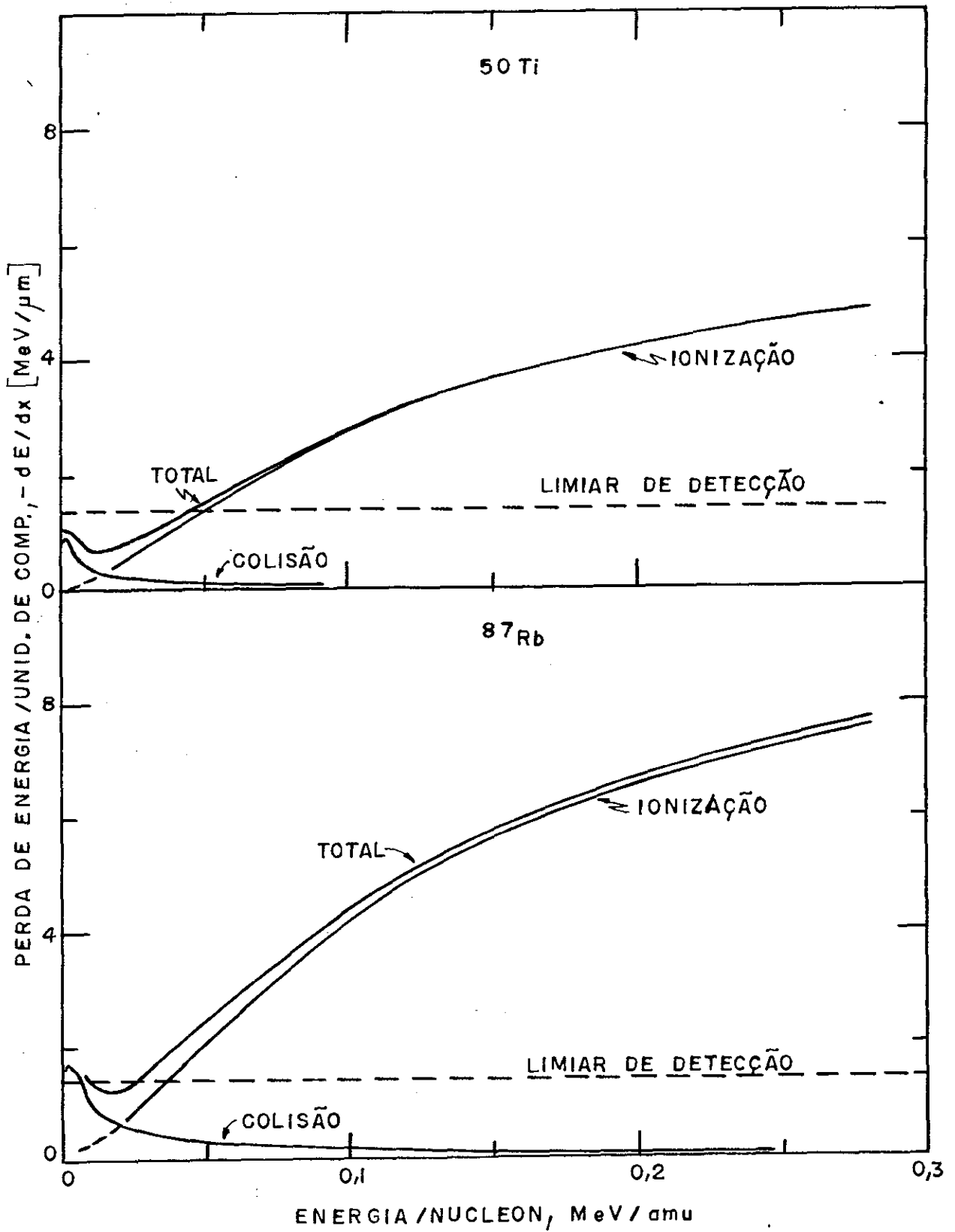


Figura 3.6.4.2 - Perda de Energia por ionização e colisão de ^{50}Ti e ^{87}Rb em emulsão nuclear Ilford-KO.

que é próprio do tipo de emulsão usada (Ilford-KO é de baixa sensibilidade) e das condições de revelação (baixa concentração do agente revelador [amidol] e baixa temperatura).

O limiar de detecção pode ser encontrado, desde que se estabeleça a variação da ionização com a posição da partícula carregada (fragmento nuclear) ao longo de sua trajetória. Isto é possível quando relacionamos os alcances medidos nas chapas examinadas com a ionização determinada. Dessa forma, seja $S(E) = -dE/dx$ a perda de energia por ionização de um fragmento nuclear em emulsão determinada de acordo com a equação (3.6.2.1.5). O alcance R , isto é, o comprimento do traço de um fragmento nuclear em emulsão, é definido por

$$R = \int_0^R dx \quad (3.6.4.1)$$

e pode ser obtido diretamente a partir da ionização determinada mediante a integração numérica de

$$R = \int_{E_L}^{E_0} \frac{dE}{S(E)} \quad , \quad (3.6.4.2)$$

onde E_0 é a energia inicial do fragmento e E_L a energia correspondente à ionização limiar do fragmento. A energia limiar E_L é a energia alcançada pelo fragmento na emulsão a partir da qual não é produzida qualquer ionização detectável, possível de ser vista ao microscópio após ser revelada a emulsão.

O limiar de detecção é então determinado pelo ajuste dos alcances medidos de fragmentos nucleares com os calculados pela eq. (3.6.4.2) uma vez conhecida a perda de energia por ionização do fragmento na emulsão. O ajustamento foi feito com alcan

ces calculados e alcances medidos para fragmentos típicos de fissão de Ag e Br induzida por fótons de alta energia (ver Capítulo IV, Tabela 4.8.2). Dessa forma, encontramos o valor $(1,4 \pm 0,2)$ MeV/ μm para a ionização limiar das emulsões nucleares Ilford-KO usadas neste trabalho. Este limiar de detecção está indicado nas Figuras 3.6.4.1 e 3.6.4.2 por uma linha tracejada. O limiar de $(1,4 \pm 0,2)$ MeV/ μm explica porque elétrons, prótons, partículas alfa e íons mais pesados até o ^{12}C não são revelados.

CAPÍTULO IV

RESULTADOS E DISCUSSÃO

4.1 - CONSIDERAÇÕES GERAIS

Películas de emulsão nuclear Ilford-KO, contendo cerca de 10^{20} átomos por cm^2 de Ag e Br, expostas a feixes de bremsstrahlung entre 1 e 6 GeV com doses da ordem de 10^{11} fótons equivalentes, registraram traços provenientes de fragmentos nucleares de Ag e Br numa proporção de aproximadamente 10^3 a 10^4 eventos por cm^2 . Esta densidade de eventos, na ausência de um fundo intenso de traços de partículas carregadas e fragmentos mais leves (elétrons, mésons, prótons, partículas alfa, ${}^6\text{Li}$, etc), possibilitou uma discriminação entre traços de fragmentos de fissão daqueles de fragmentação nuclear e de outros eventos como recuos nucleares de Ag e Br. Esta discriminação foi possível, pela análise minuciosa das distribuições de alcance e angular dos fragmentos observados. A diferenciação entre eventos de fissão e fragmentação permitiu o cálculo das correspondentes seções de choque por fóton equivalente, σ_Q , com um erro global máximo de 15% no intervalo de energia considerado.

Nas chapas examinadas ao microscópio, cerca de 10.000 eventos foram contados e efetuadas medidas de alcance, "dip" e ângulos, estando os eventos distribuídos num volume total de

emulsão da ordem de 120 mm^3 . Destes, aproximadamente 2000 eventos (traços não-colineares) foram reexaminados individualmente por dois observadores para obtenção da "orientação" dos fragmentos emitidos em relação ao feixe incidente (determinação das distribuições angulares e de ângulo entre fragmentos). A eficiência na localização e contagem de eventos variou de 70 a 90 %, enquanto que na identificação e orientação de eventos (traços não-colineares), variou de 90 a 96 %.

Apresentamos nos parágrafos subsequentes os resultados obtidos para, em seguida, serem discutidos e comparados com os existentes na literatura.

4.2 - DISTRIBUIÇÕES DE ALCANCE

Conforme mencionamos no capítulo anterior, três tipos de eventos foram observados nas chapas examinadas:

- i) eventos formados por um único traço (traços "isolados" ou "colineares") e encontrados com grande frequência em todas as chapas;
- ii) eventos formados por dois traços tendo a mesma origem (traços "duplos" ou "não-colineares") e encontrados com frequência menor que a dos traços colineares;
- iii) eventos formados por três traços tendo a mesma origem (eventos "ternários") os quais resultam de fissões ternárias de núcleos de prata e bromo.

Apresentamos a seguir, as distribuições de alcance de traços colineares e não-colineares apenas, pois os eventos terná

mento ("scan"), foi colada sobre cada chapa, utilizando-se uma solução diluída de gelatina, uma rede formada por células numeradas de aproximadamente 1 mm^2 de área. Esta rede, feita sobre material de excelente transparência, permitiu fazer um mapeamento preciso da localização dos eventos observados, evitando tanto a contagem repetida como a perda de eventos.

A contagem e localização de eventos, medidas de áreas de "scan", medidas de ângulos, alcances e profundidades ("dip") dos traços no volume da emulsão para cada chapa examinada ao microscópio, foram feitas com diversos aumentos conforme mostramos na Tabela 3.5.1. Não foram incluídas na Tab. 3.5.1, as calibrações correspondentes aos aumentos auxiliares usados nas medidas de ângulos da projeção de traços no plano da emulsão, por serem estas medidas feitas diretamente mediante um goniômetro adaptado a uma das oculares.

3.5.1 - Contagem dos Eventos

Os eventos observados ao microscópio resultaram de desintegrações nucleares produzidas por fótons de alta energia ($\sim 1 - 6 \text{ GeV}$) nos constituintes da emulsão. Somente foram registrados traços provenientes de fragmentos de alto poder de ionização como por exemplo, os fragmentos de fissão de prata e bromo. A técnica de revelação utilizada permite, seguramente, registrar apenas traços produzidos por fragmentos nucleares com $Z > 2$, deixando totalmente inobservável um intenso fundo ("background") de partículas menos ionizantes como é o caso, por exemplo, das partículas carregadas emitidas pelo núcleo durante a fase de cascata (mésons, prótons, etc) e evaporação (prótons, dêuterons, etc).

TABELA 3.5.1 - Aumentos e calibrações usadas nos trabalhos de microscopia.

Chapa	Energia, E ₀ (GeV)	Contagem, localização de eventos e medidas de áreas		Medidas de alcance e profundidade ('dip') de traços		Medidas de ângulos no plano da emulsão	
		Aumento (ocular×objetiva)	Calibração (*) (µm)	Aumento (ocular×objetiva)	Calibr. (µm)	Aumento (ocular×objetiva)	Aumento (ocular×objetiva)
1	1,00	6 × 53	2,31	12,5 × 160	0,80	6 × 160	
2	1,20	10 × 53	2,22	25 × 100	0,62	10 × 100	
3	1,80	10 × 53	2,22	25 × 100	0,62	10 × 100	
4	1,90	10 × 53	2,15	25 × 100	0,60	10 × 100	
5	2,61	10 × 53	2,15	25 × 100	0,60	10 × 100	
6	3,20	10 × 53	2,15	25 × 100	0,60	10 × 100	
7	5,49	6 × 53	2,31	12,5 × 160	0,80	6 × 100	

(*) A calibração é o número de microns correspondente a uma divisão da escala graduada existente no interior da ocular.

Nas chapas examinadas ao microscópio, três tipos de eventos foram observados:

- i) *Eventos formados por um único traço.* Estes são encontrados com grande frequência em todas as chapas analisadas. Este tipo, entretanto, apresenta diferenças acentuadas no tamanho do traço e no grau de enegrecimento. Os traços isolados podem ser resultantes dos fenômenos de fissão ou fragmentação de núcleos de prata e bromo nos quais os fragmentos emitidos se separam em direções diretamente opostas. Não é possível, no entanto, localizar a origem da fissão ou fragmentação. A maioria destes traços isolados são provenientes de recuos nucleares resultantes da interação de fótons com núcleos de prata e bromo. Chamamos indistintamente estes eventos de traços "isolados" ou "colineares".
- ii) *Eventos formados por dois traços tendo a mesma origem.* Estes chamamos de traços "duplos" ou "não-colineares". Eles são encontrados também com frequência, no entanto, aparecem numa proporção bem menor do que a dos traços isolados (colineares). Mais de 93% dos eventos não-colineares encontrados têm ângulo entre os traços maior que 90° . Estes eventos são resultantes da fissão e fragmentação de núcleos residuais de prata e bromo em movimento.
- iii) *Eventos formados por três traços tendo a mesma origem.* Estes são chamados de eventos ternários e são resultantes de fissões ternárias de núcleos de prata e bromo. Tais eventos aparecem com baixíssima frequência nas chapas examinadas.

Antes de procedermos à identificação e contagem de even-

rios são encontrados com baixíssima frequência nas chapas examinadas.

4.2.1 - Traços Colineares

As distribuições de alcance de traços colineares podem ser vistas na parte superior das Figuras 4.2.1.1 a 4.2.1.7 para as diversas energias máximas de bremsstrahlung E_0 . Os traços colineares apresentam diferenças acentuadas de tamanho e de grau de enegrecimento (densidade de grãos). Os traços colineares podem ser resultantes dos fenômenos de fissão ou fragmentação de núcleos de prata e bromo nos quais os fragmentos emitidos se separam em direções diretamente opostas. Não é possível, neste caso, localizar a origem da fissão ou fragmentação. Os traços colineares correspondentes à fissão e fragmentação de núcleos de prata e bromo têm alcance $R = R_L + R_H \geq 10\mu\text{m}$. O alcance R de um traço colinear, neste caso, é a soma dos alcances do fragmento leve R_L e fragmento pesado R_H . A maioria dos traços colineares, no entanto, são provenientes de recuos nucleares de prata e bromo e têm alcances $R \leq 10\mu\text{m}$ e estão distribuídos entre ~ 3 e $10\mu\text{m}$ (cf. parte superior das Figs. 4.2.1.1 a 4.2.1.7).

4.2.2 - Traços Não-Colineares

Os traços não-colineares são resultantes da fissão e fragmentação de núcleos residuais de prata e bromo em movimento. Mais de 93% dos eventos não-colineares encontrados têm ângulo en

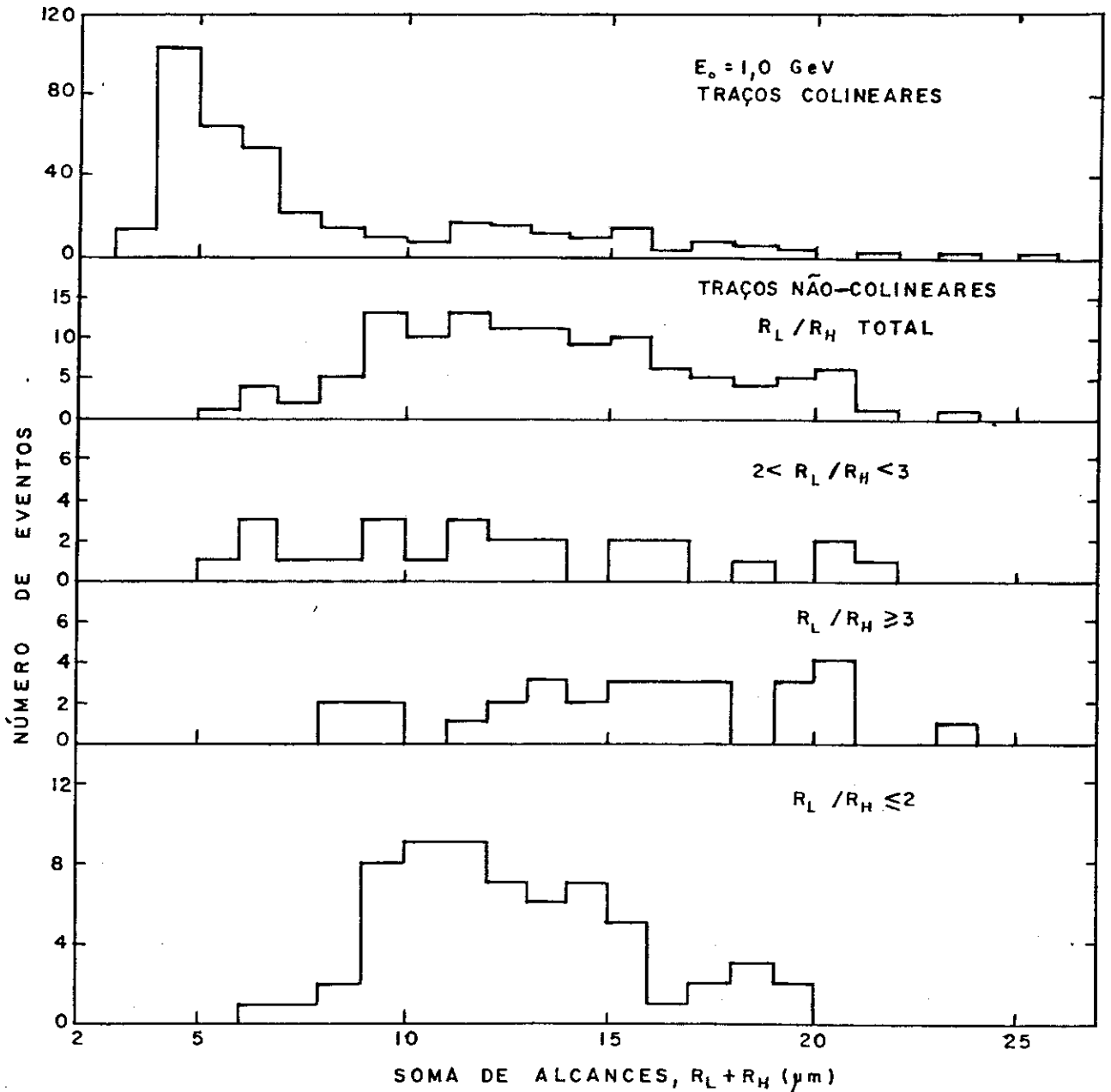


Figura 4.2.1.1 - Distribuição de alcance de traços colineares (parte superior da figura). Distribuições da soma de alcances $R=R_L+R_H$ de traços não-colineares: total de eventos não-colineares, eventos com $2 < R_L/R_H < 3$, eventos com $R_L/R_H \geq 3$ e $R_L/R_H \leq 2$ (partes inferiores da figura). Alcances de traços colineares e não-colineares de eventos resultantes da interação de fótons de bremsstrahlung de energia máxima $E_0 = 1,0$ GeV com núcleos de prata e bromo.

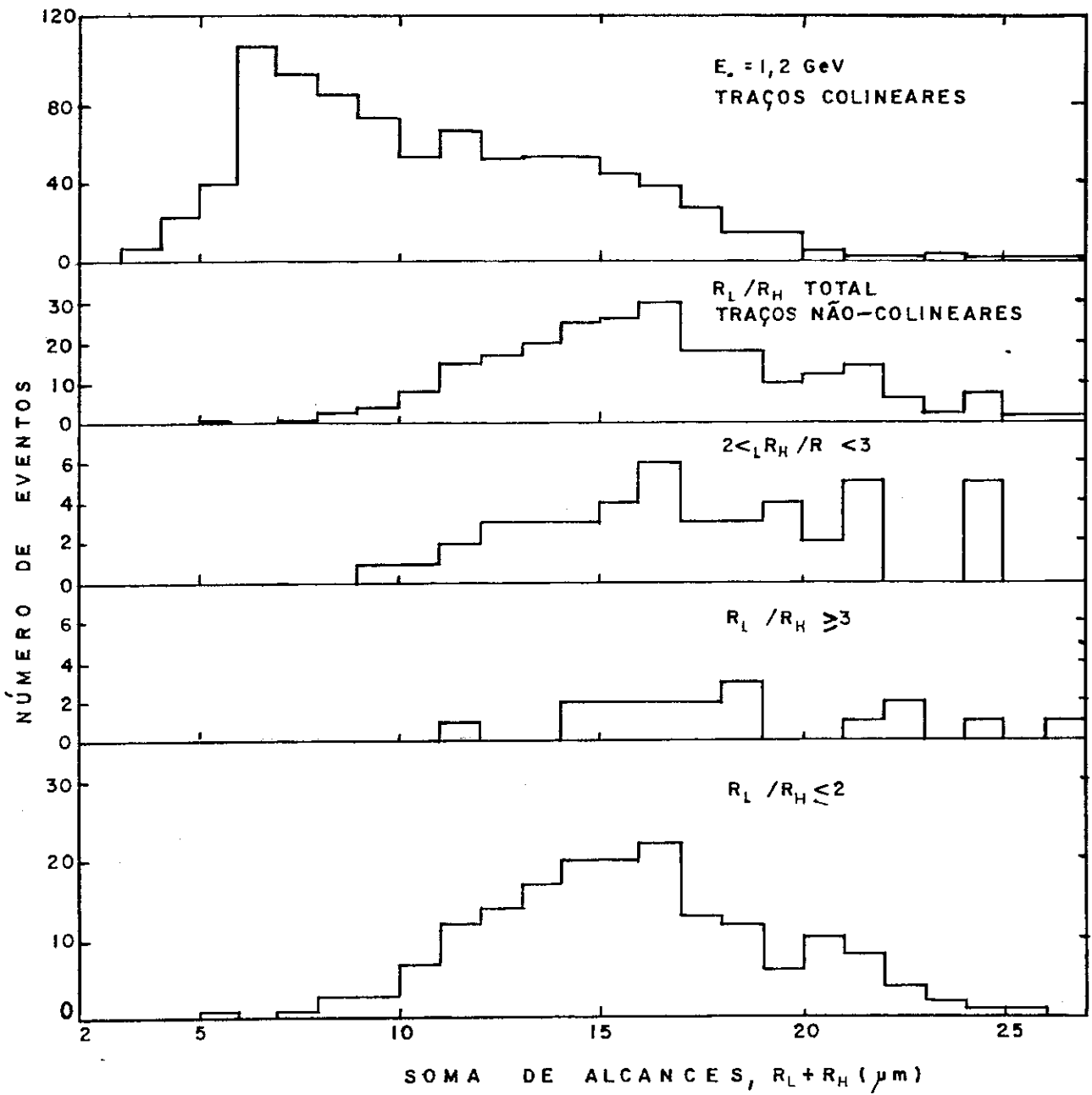


Figura 4.2.1.2. - O mesmo como na Figura 4.2.1.1 para $E_0 = 1,2 \text{ GeV}$.

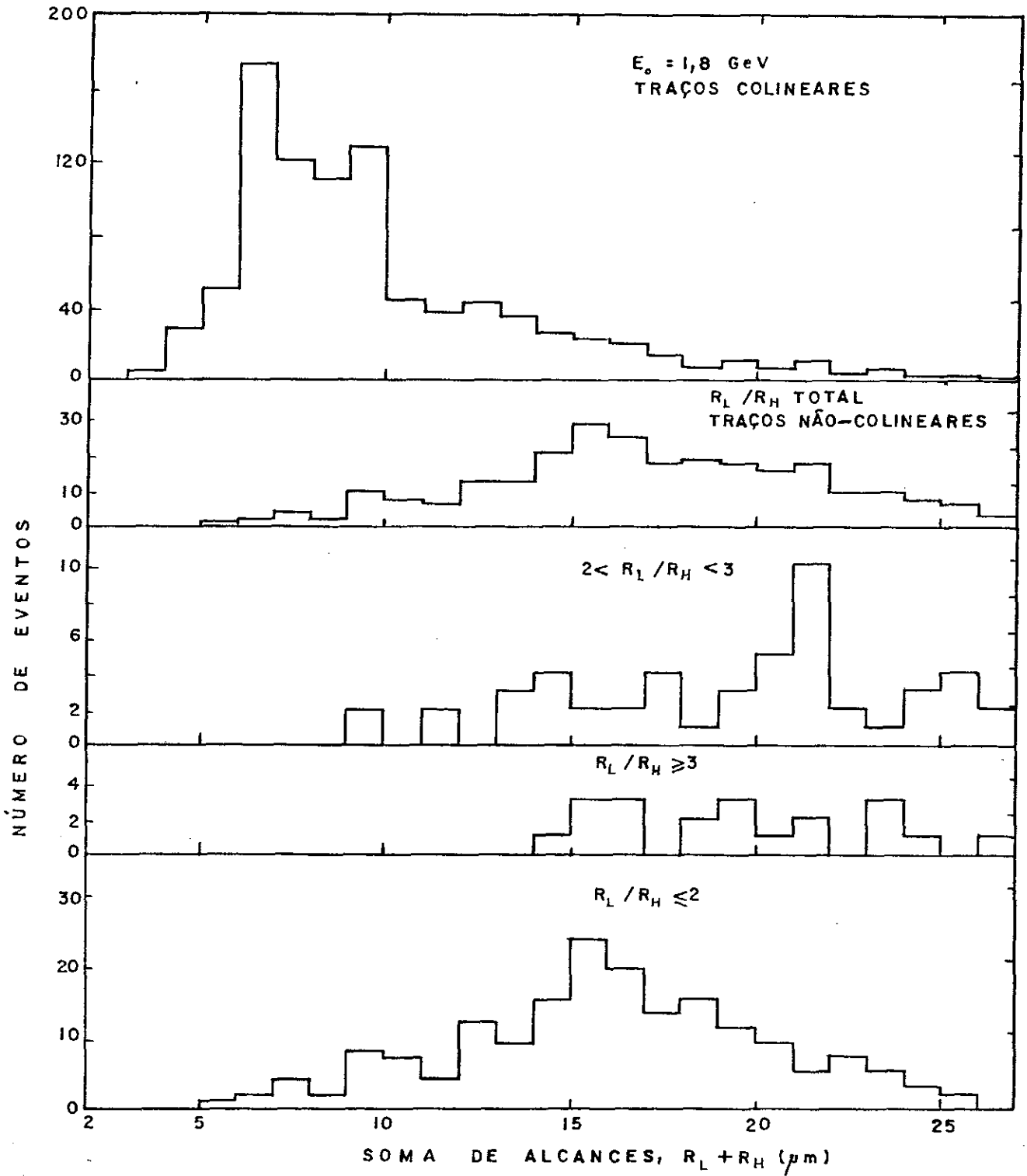


Figura 4.2.1.3 - O mesmo como na Figura 4.2.1.1 para $E_0 = 1,8 \text{ GeV}$.

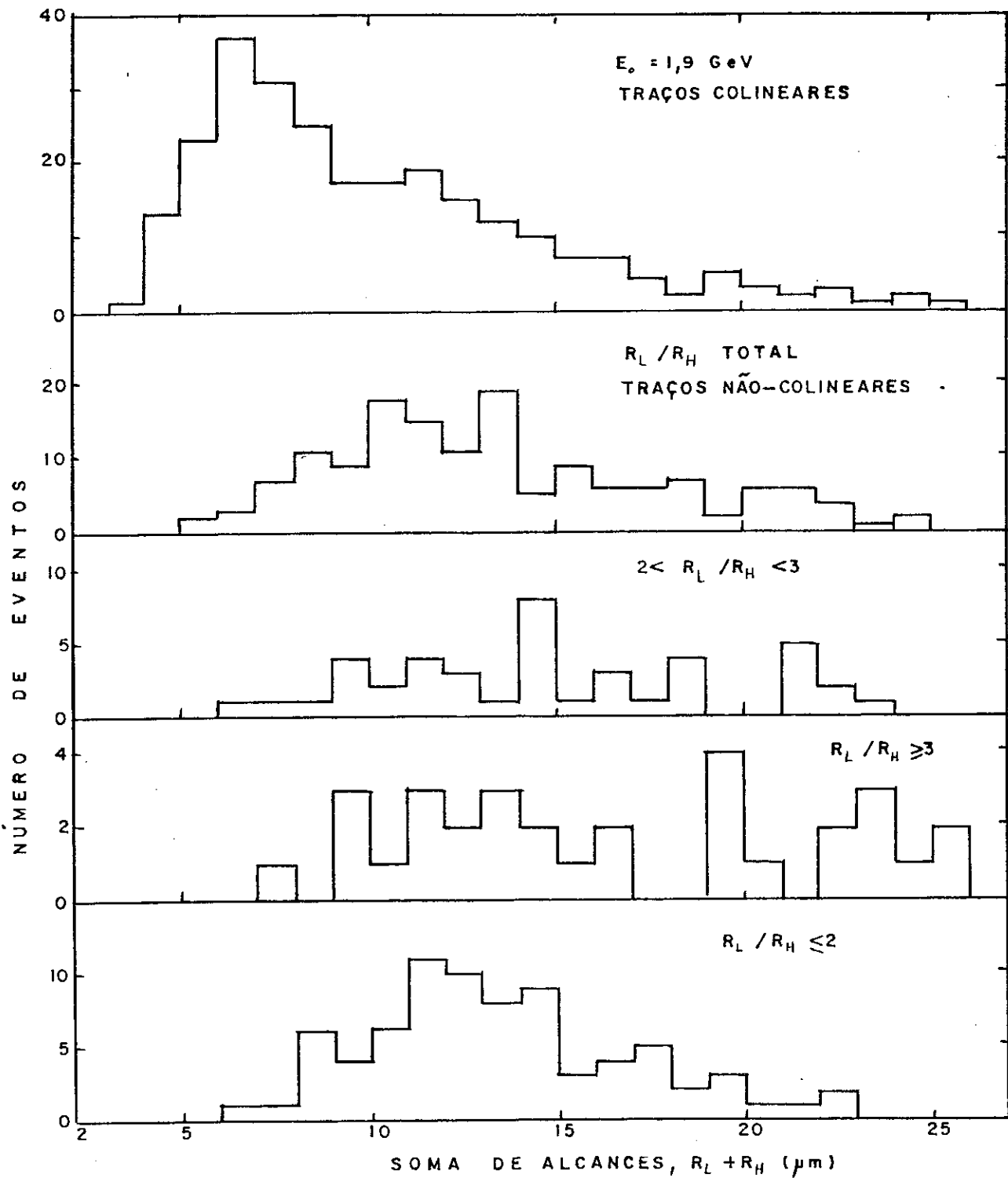


Figura 4.2.1.4 - O mesmo como na Figura 4.2.1.1 para $E_0 = 1,9 \text{ GeV}$.

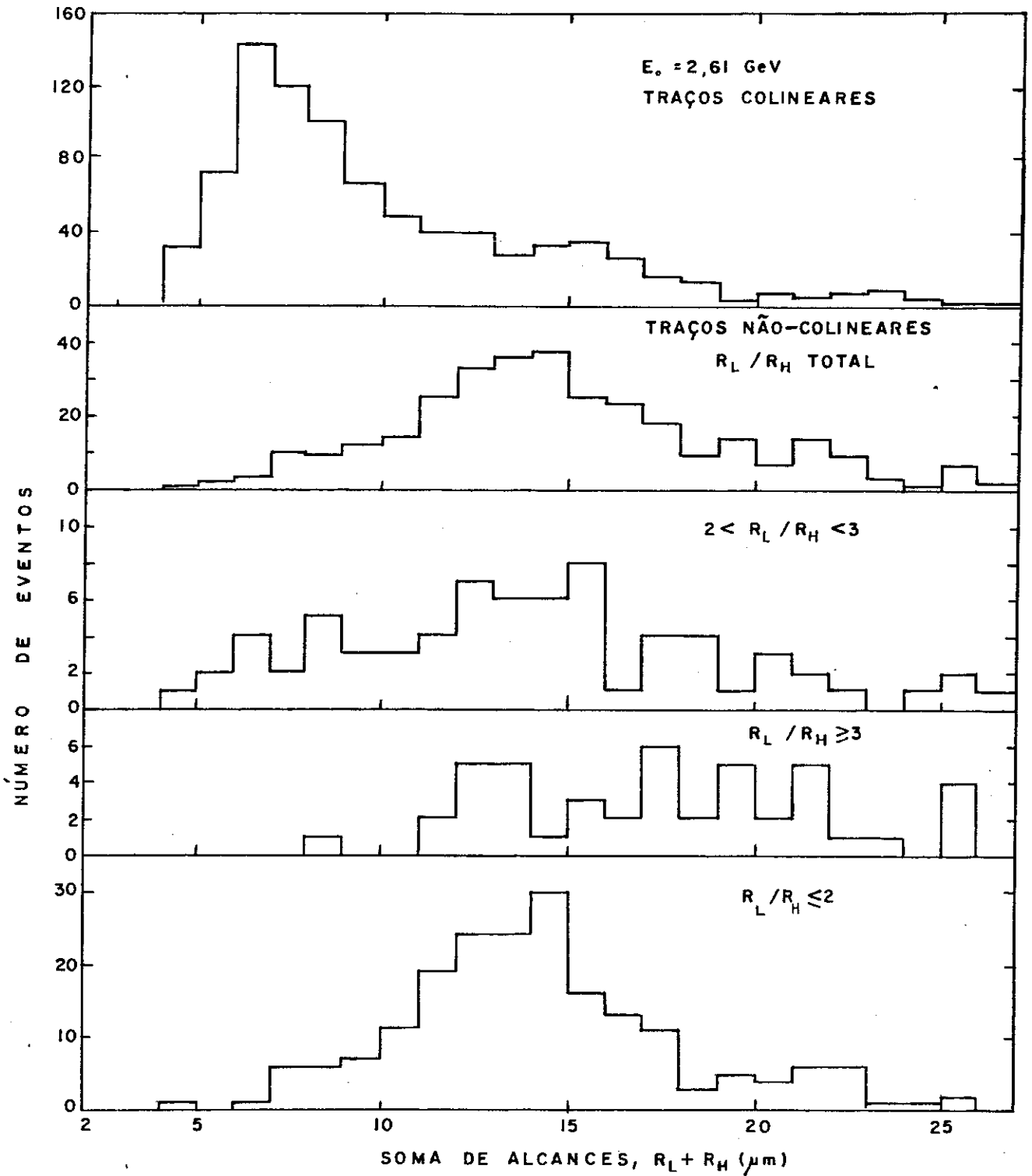


Figura 4.2.1.5 - O mesmo como na Figura 4.2.1.1 para $E_0 = 2,61$ GeV.

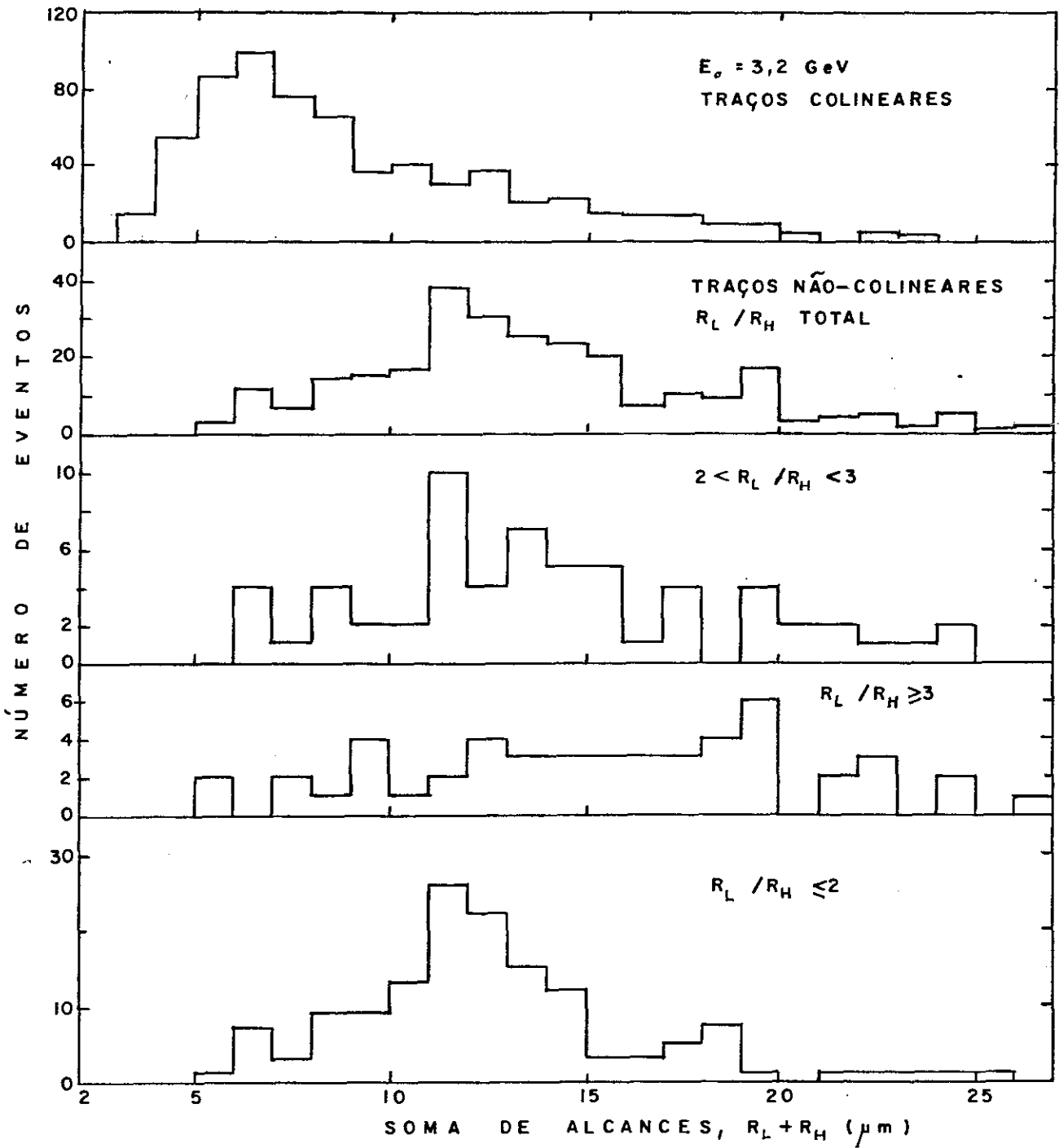


Figura 4.2.1.6 - O mesmo como na Figura 4.2.1.1 para $E_0 = 3,2 \text{ GeV}$.

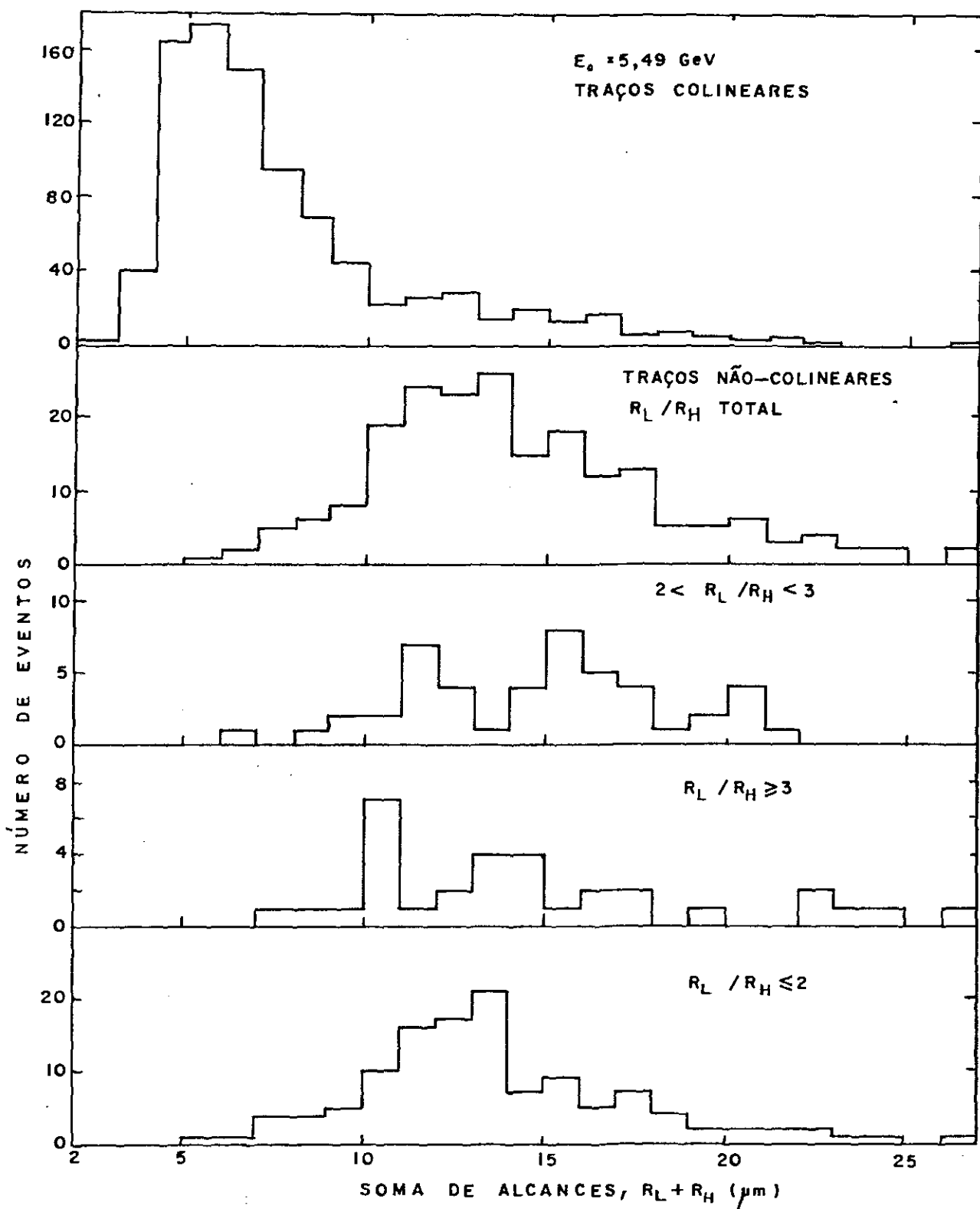


Figura 4.2.1.7 - O mesmo como na Figura 4.2.1.1 para $E_0 = 5,49 \text{ GeV}$.

tre os traços R_L e R_H maior que 90° em todas as chapas analisadas, conforme poderemos ver quando apresentarmos as distribuições de ângulo entre fragmentos. Os traços não-colineares são devidos a dois fragmentos nucleares de massas comparáveis: o fragmento leve de alcance R_L e o fragmento pesado de alcance R_H . Como mostramos no Capítulo III, Seção 3.6.4, somente fragmentos nucleares mais pesados que o ^{12}C são capazes de produzir ionização superior ao limiar de detecção ($1,4 \pm 0,2$) MeV/ μm . Portanto, os traços R_L e R_H observados nas chapas são provenientes de desintegrações de núcleos de prata e bromo ($A \approx 100$) por fótons de alta energia ($\sim 1 - 6$ GeV). Os demais constituintes da emulsão (ver Tabela A.1.1 do Apêndice A) não produzem traços reveláveis ou em proporção considerável, seja por serem muito leves ou por apresentarem concentrações muito baixas.

Os traços não-colineares foram agrupados em três categorias:

- a) $R_L/R_H \leq 2$. Estes eventos são provenientes de fissão de núcleos de prata e bromo;
- b) $R_L/R_H \geq 3$. Estes eventos são decorrentes da fragmentação de núcleos de prata e bromo;
- c) $2 < R_L/R_H < 3$. Este grupo é constituído de eventos de fissão e fragmentação de núcleos de prata e bromo. No entanto, não é possível fazer uma discriminação precisa destes eventos.

As distribuições da soma de alcances $R = R_L + R_H$ de traços não-colineares podem ser vistas nas partes inferiores das Figuras 4.2.1.1 a 4.2.1.7 para a totalidade de eventos não-colineares, para os eventos com $2 < R_L/R_H < 3$, para os eventos de fragmentação ($R_L/R_H \geq 3$) e para os eventos de fissão ($R_L/R_H \leq 2$) de

núcleos de prata e bromo nas diversas energias máximas de bremsstrahlung E_0 . Destacamos nestas figuras os seguintes fatos:

- a) - os eventos de fissão ($R_L/R_H \leq 2$) estão distribuídos, principalmente, entre $8\mu\text{m} \leq R_L+R_H \leq 20\mu\text{m}$;
- b) - os eventos de fragmentação ($R_L/R_H \geq 3$) estão distribuídos, principalmente, a partir de $R_L+R_H \geq 10\mu\text{m}$;
- c) - os eventos de fissão e fragmentação ($2 < R_L/R_H < 3$) estão distribuídos uniformemente, praticamente, em todo o intervalo $5\mu\text{m} \leq R_L+R_H \leq 25\mu\text{m}$, impossibilitando assim uma discriminação destes eventos;
- d) - os recuos nucleares estão presentes apenas nas distribuições de alcance de traços colineares (parte superior em cada figura), e estão distribuídos entre ~ 3 e $10\mu\text{m}$.

4.2.2.1 - Fragmentos Leve e Pesado

As distribuições de alcance dos fragmentos leve R_L e pesado R_H dos traços não-colineares observados podem ser vistas nas Figuras 4.2.2.1.1 a 4.2.2.1.7 (lado esquerdo: fragmento pesado R_H e lado direito: fragmento leve R_L em cada figura) para as diversas energias máximas de bremsstrahlung E_0 . Podemos observar nestas figuras o seguinte:

- a) *fragmentos de fissão* ($R_L/R_H \leq 2$).

O fragmento pesado R_H está distribuído em torno de seu valor médio \bar{R}_H localizado entre 5 e $7\mu\text{m}$ (distribuição gaussiana).

O fragmento leve R_L está distribuído em torno de seu valor médio \bar{R}_L localizado entre 7 e $10\mu\text{m}$ (distribuição gaussiana).

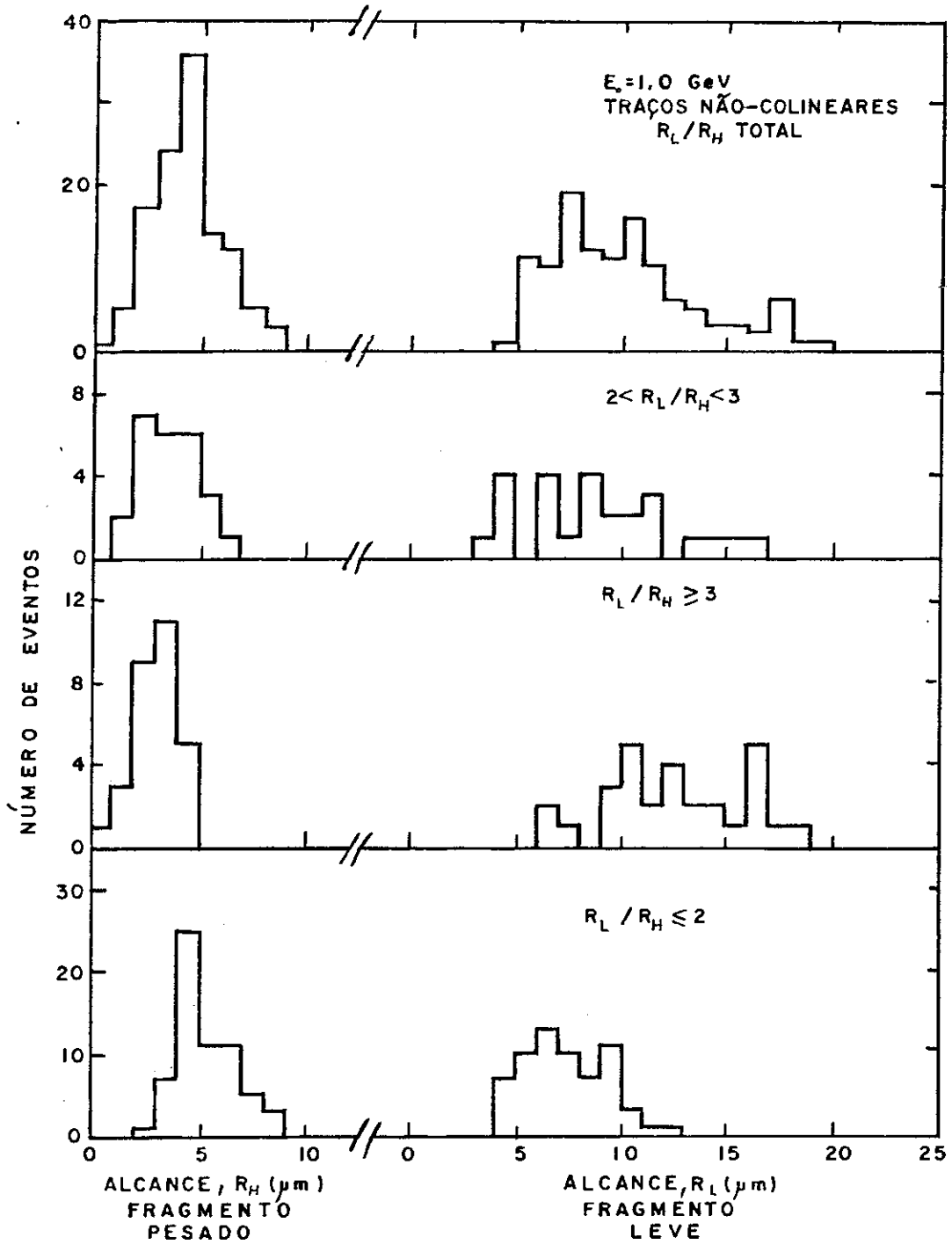


Figura 4.2.2.1.1 - Distribuição de alcance dos fragmentos leve R_L e pesado R_H (traços não-colineares) resultantes da interação de fótons de bremsstrahlung de energia máxima $E_0 = 1,0$ GeV com núcleos de prata e bromo (lado esquerdo: fragmento pesado R_H e lado direito: fragmento leve R_L).

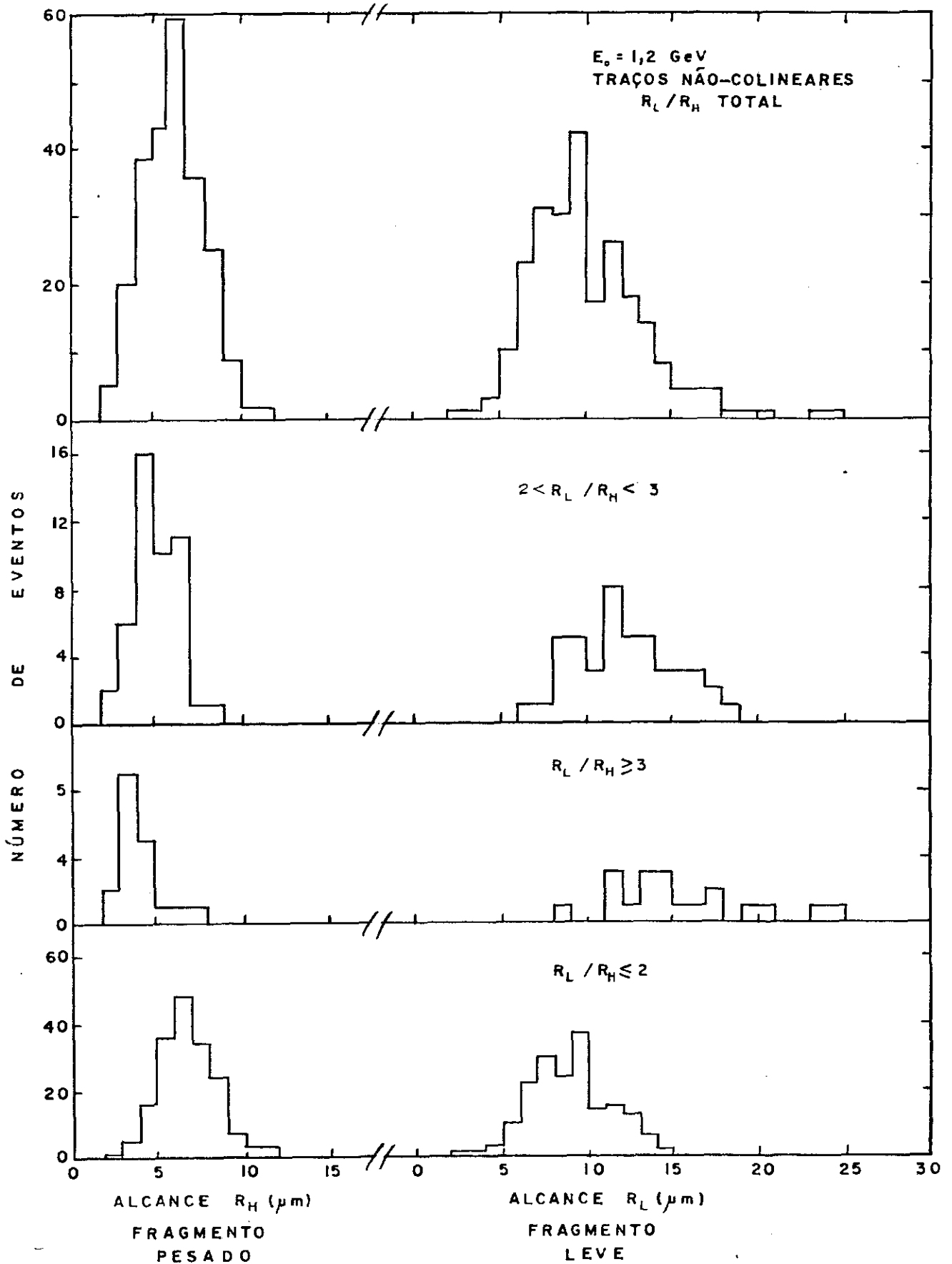


Figura 4.2.2.1.2 - O mesmo como na Figura 4.2.2.1.1 para $E_0 = 1,2 \text{ GeV}$.

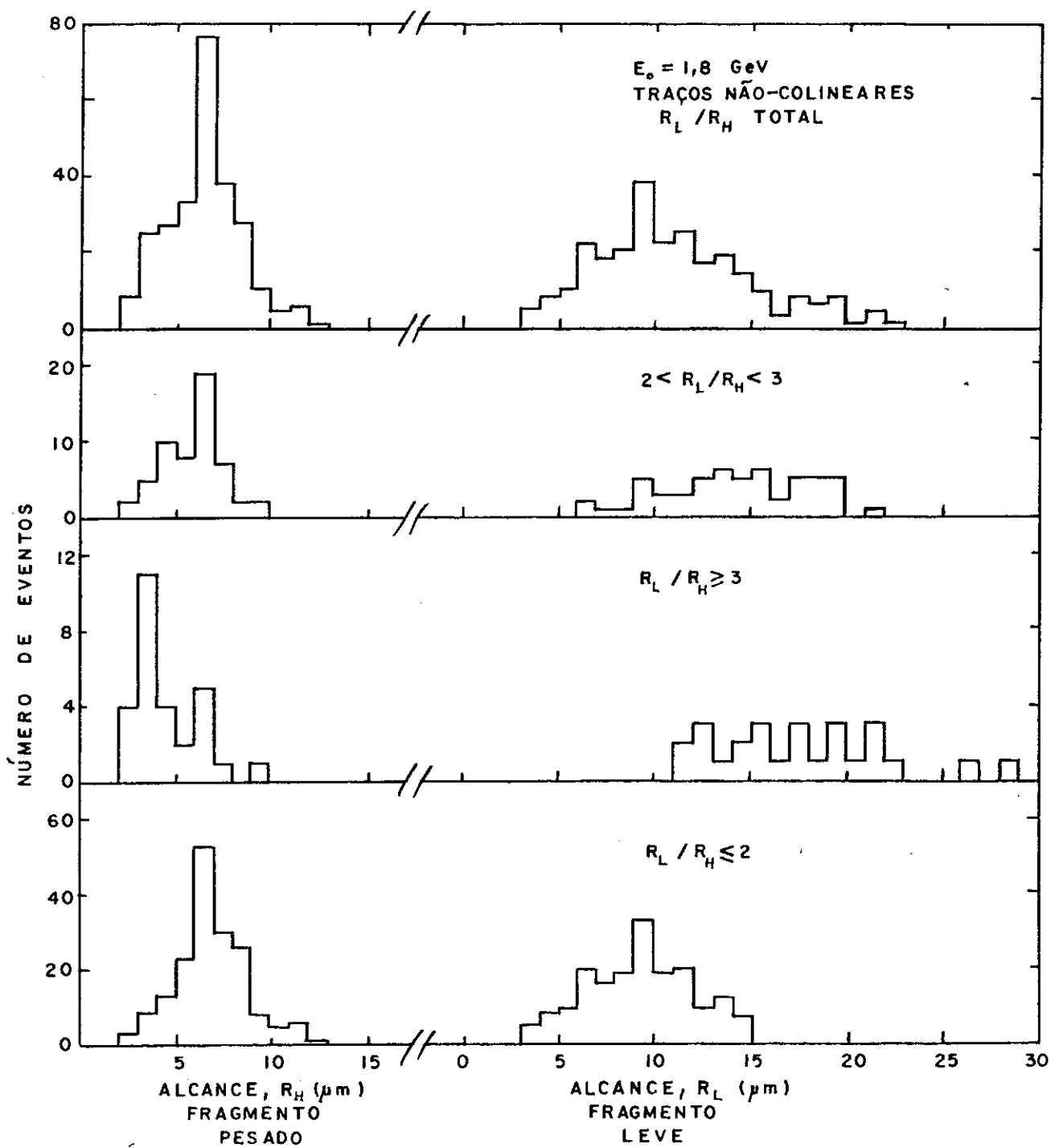


Figura 4.2.2.1.3 - O mesmo como na Figura 4.2.2.1.1 para $E_0 = 1,8 \text{ GeV}$.

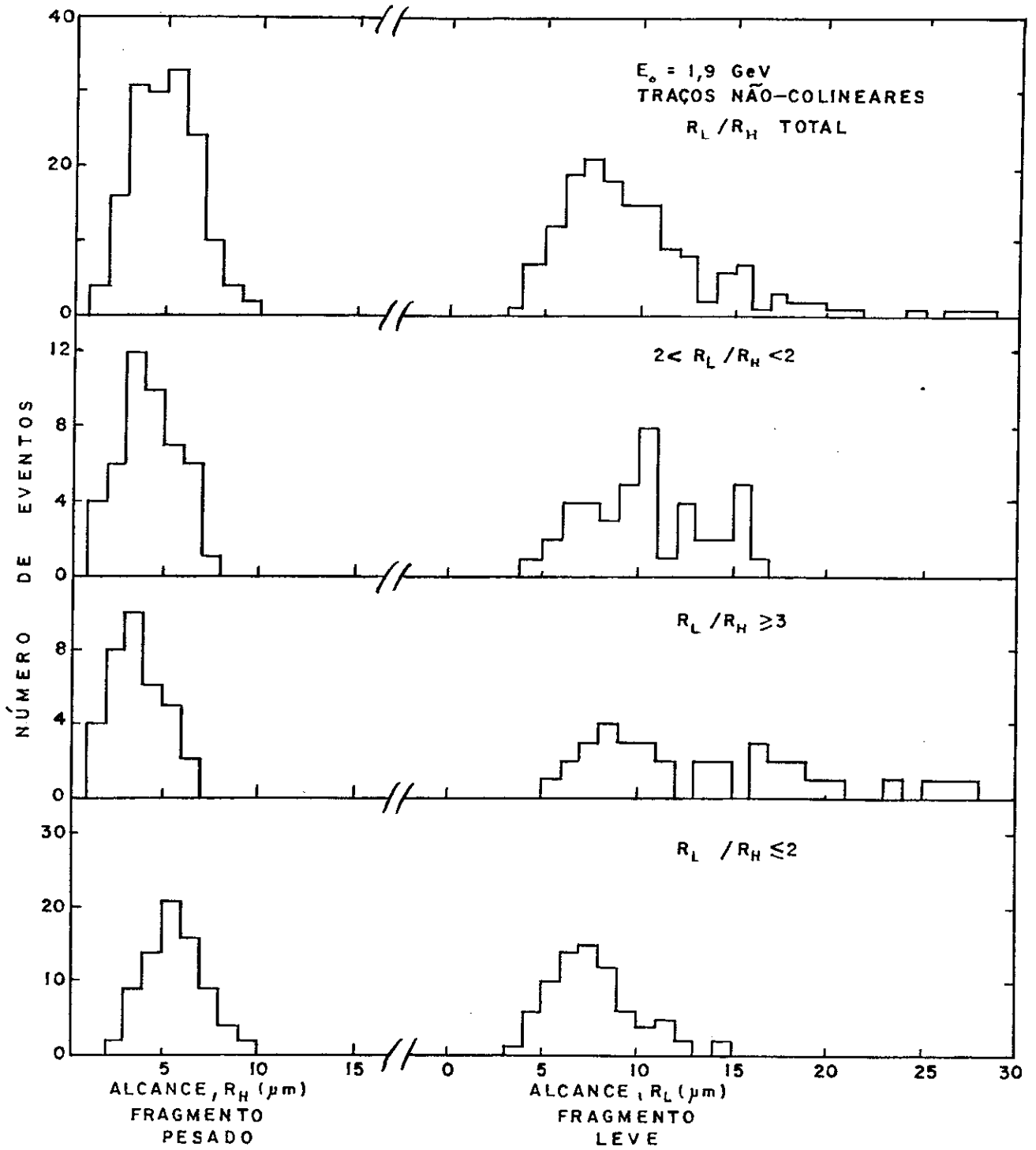


Figura 4.2.2.1.4 - O mesmo como na Figura 4.2.2.1.1 para $E_0 = 1,9 \text{ GeV}$.

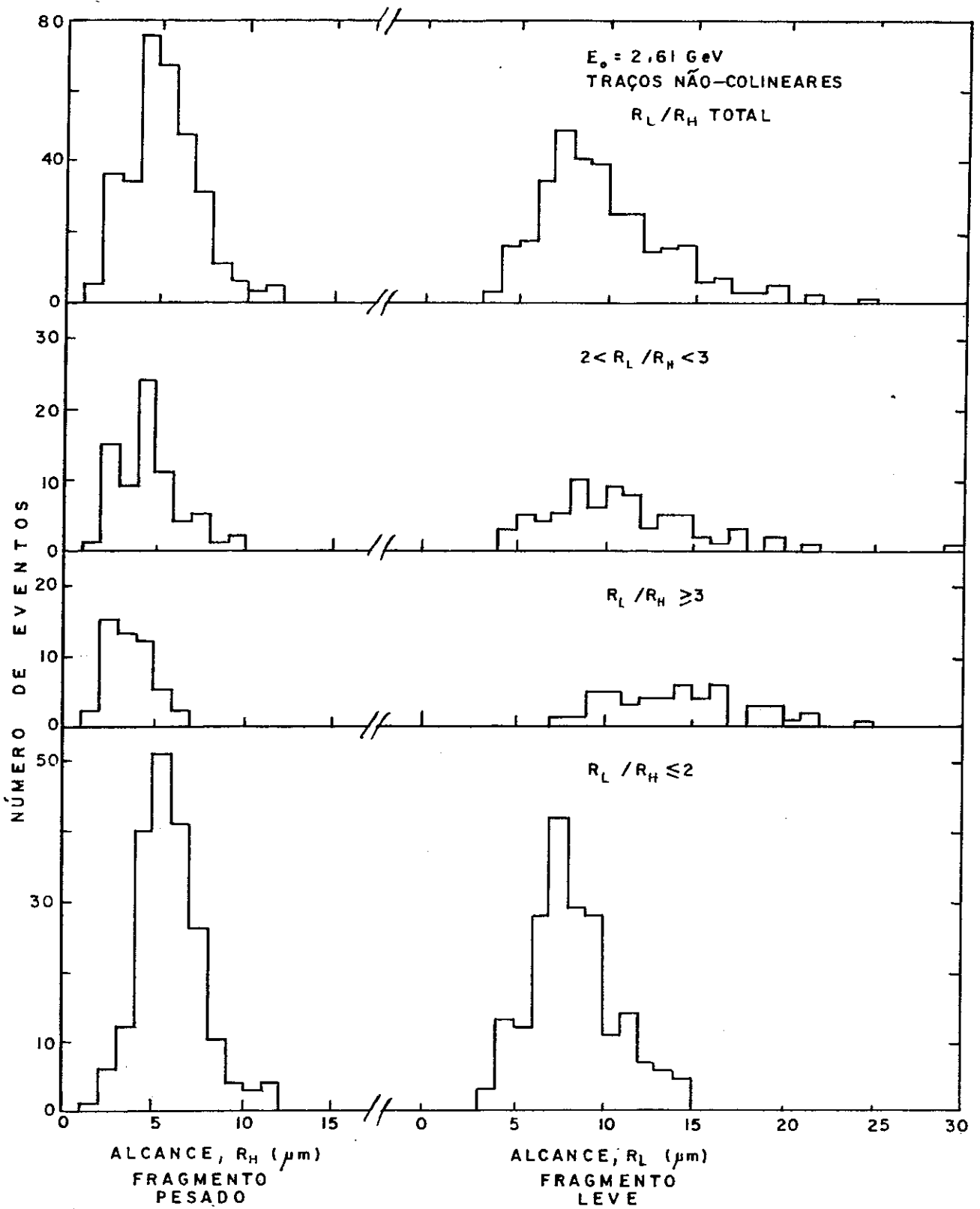


Figura 4.2.2.1.5 - O mesmo como na Figura 4.2.2.1.1 para E₀ = 2,61 GeV.

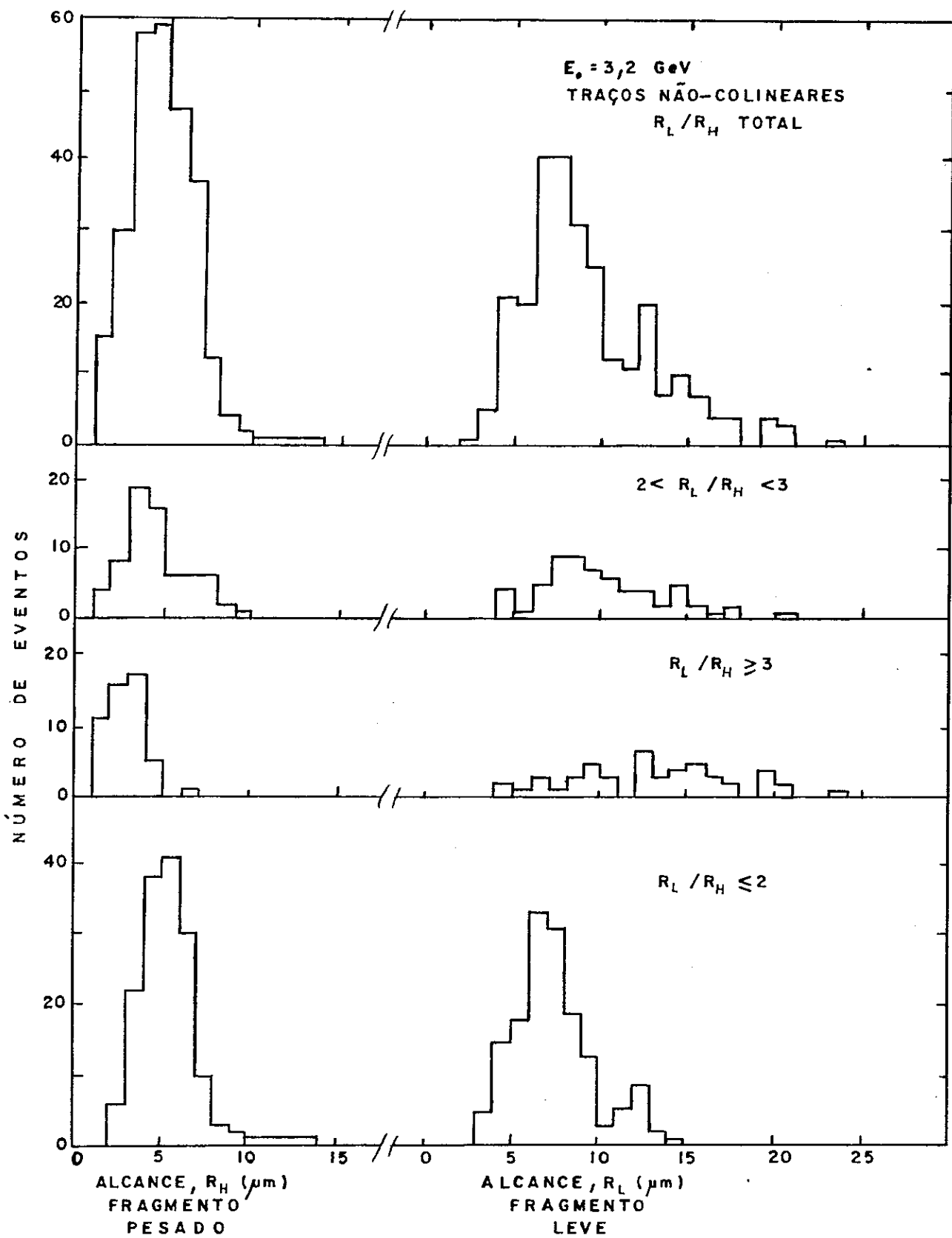


Figura 4.2.2.1.6 - O mesmo como na Figura 4.2.2.1.1 para $E_0 = 3,2 \text{ GeV}$.

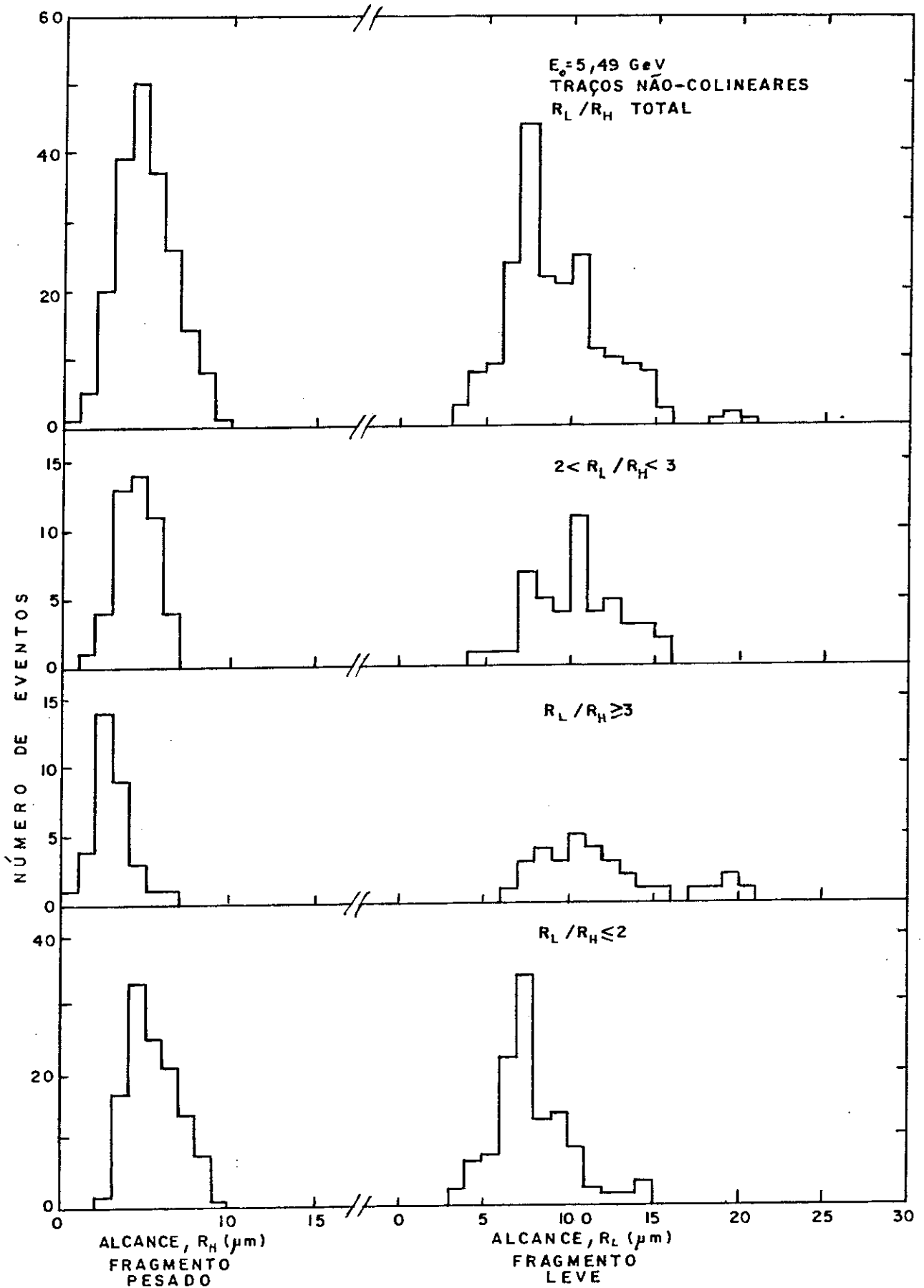


Figura 4.2.2.1.7 - O mesmo como na Figura 4.2.2.1.1 para $E_0 = 5,49$ GeV.

b) *fragmentação nuclear* ($R_L/R_H \geq 3$).

O fragmento pesado R_H está distribuído, principalmente, entre ~ 1 e $5\mu\text{m}$. Fundamentalmente, este fragmento pesado é um fragmento típico de recuo nuclear.

O fragmento leve R_L está distribuído, principalmente, no intervalo $8\mu\text{m} \lesssim R_L \lesssim 20\mu\text{m}$. É um fragmento típico da fragmentação, isto é, a emissão de um fragmento leve por um núcleo com o correspondente recuo nuclear (fragmento pesado).

c) *fragmentos com* $2 < R_L/R_H < 3$.

Os fragmentos leves e pesados dos eventos de fissão e fragmentação nuclear estão distribuídos, praticamente, em um mesmo intervalo de tal forma que nada se pode afirmar sobre suas características.

d) *total de fragmentos isolados* R_H e R_L .

O total de fragmentos isolados R_H nos mostra que a maioria dos fragmentos pesados R_H está distribuída entre ~ 1 a $10\mu\text{m}$, não existindo, por exemplo, fragmento pesado com alcance de $15\mu\text{m}$.

O total de fragmentos isolados R_L nos mostra que a maioria destes está distribuída entre ~ 5 e $20\mu\text{m}$, não existindo, por exemplo, fragmento leve com alcance menor do que $\sim 2\mu\text{m}$.

4.2.2.2 - Razão Entre Alcances (R_L/R_H)

As distribuições da razão entre os alcances dos fragmentos leve R_L e pesado R_H de traços não-colineares podem ser vistas nas Figuras 4.2.2.2.1 a 4.2.2.2.7 para as diversas energias

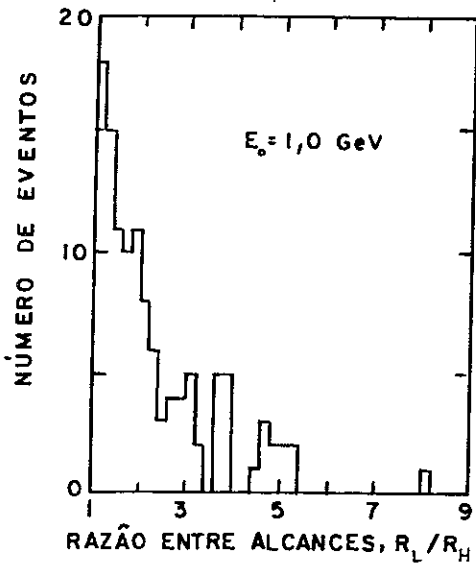


Figura 4.2.2.2.1 - Distribuição da razão R_L/R_H para $E_0 = 1.0$ GeV.

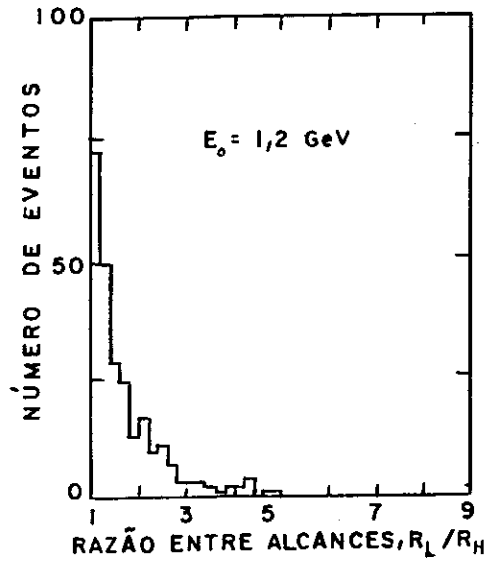


Figura 4.2.2.2.2 - Distribuição da razão R_L/R_H para $E_0 = 1,2$ GeV.

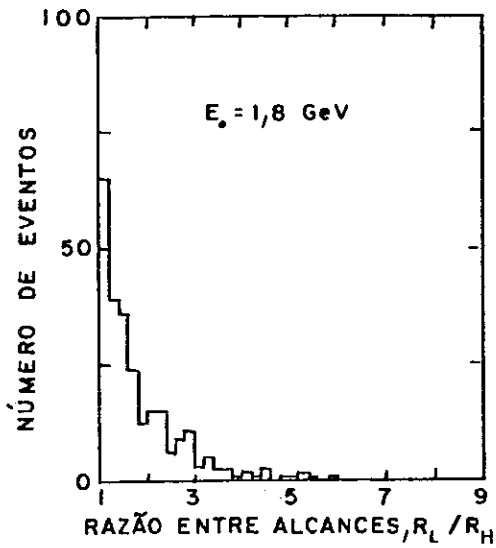


Figura 4.2.2.2.3 - Distribuição da razão R_L/R_H para $E_0 = 1,8$ GeV.

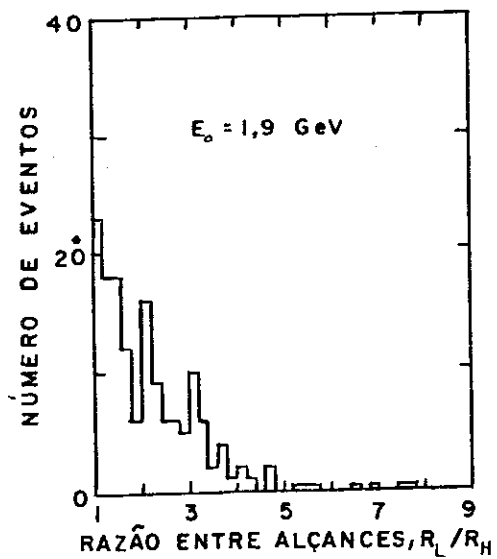


Figura 4.2.2.2.4 - Distribuição da razão R_L/R_H para $E_0 = 1,9$ GeV.

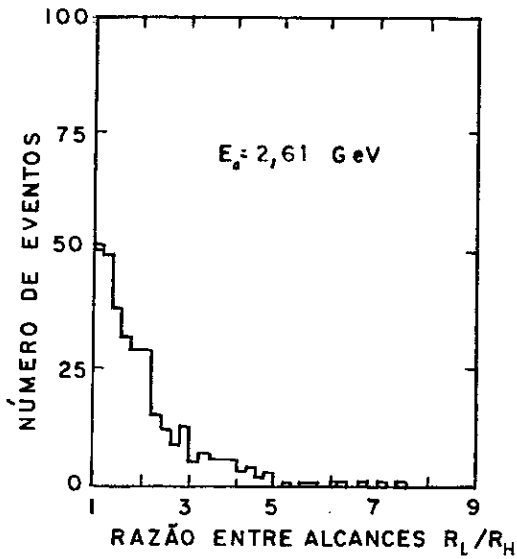


Figura 4.2.2.2.5 - Distribuição da razão R_L/R_H para $E_0 = 2,61$ GeV.

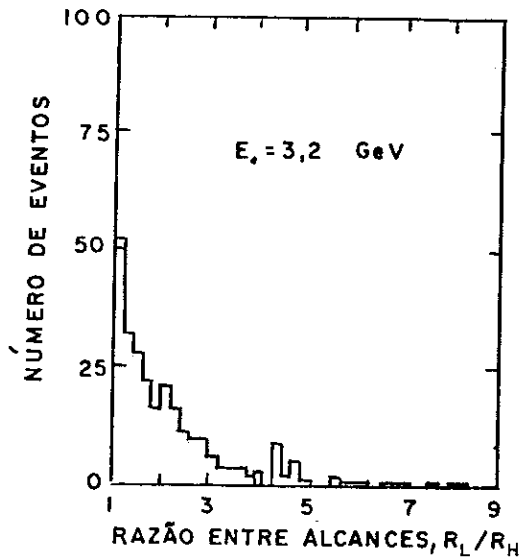


Figura 4.2.2.2.6 - Distribuição da razão R_L/R_H para $E_0 = 3,2$ GeV.

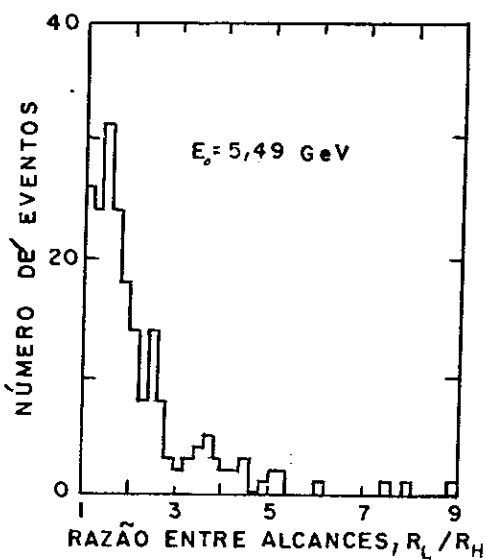


Figura 4.2.2.2.7 - Distribuição da razão R_L/R_H para $E_0 = 5,49$ GeV.

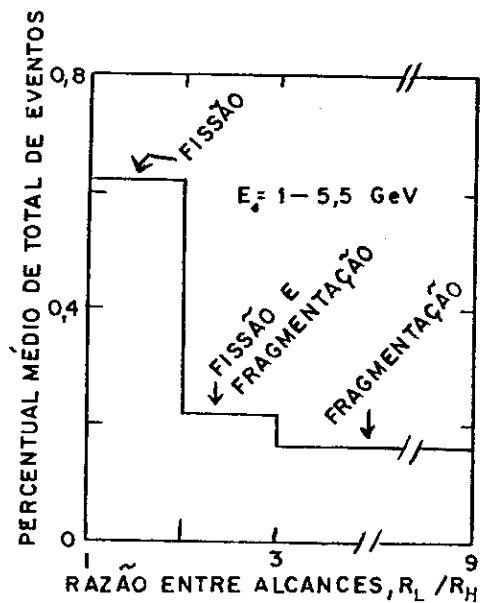


Figura 4.2.2.2.8 - Distribuição da razão R_L/R_H para o total de eventos não-colineares encontrados entre 1 - 5,5 GeV.

máximas de bremsstrahlung E_0 . Podemos observar os seguintes fatos nestas distribuições:

- a) para os eventos de fissão de prata e bromo ($R_L/R_H \leq 2$) a razão R_L/R_H se distribui no intervalo 1-2. No entanto, o número de eventos é máximo próximo de $R_L/R_H = 1$ (fissão simétrica) e depois decresce até $R_L/R_H = 2$ (fissão altamente assimétrica). Estes resultados estão de acordo com as curvas experimentais de rendimento dos produtos de fissão induzida por partículas de alta energia que, diferentemente da fissão em baixa energia que é predominantemente assimétrica, exibem distribuição de massa notadamente simétrica;
- b) para os demais eventos ($R_L/R_H > 2$) as distribuições apresentam um decréscimo acentuado com o aumento da razão R_L/R_H em cada energia investigada.

Na Figura 4.2.2.2.8 mostramos a distribuição da razão R_L/R_H para a totalidade dos eventos não-colineares encontrados entre 1 e 5,5 GeV. Podemos verificar que os produtos da desintegração nuclear de prata e bromo, representados pelos traços não-colineares, estão distribuídos da seguinte forma:

- a) - eventos de fissão ($1 \leq R_L/R_H \leq 2$) com aproximadamente 62%;
- b) - eventos de fissão e fragmentação ($2 < R_L/R_H < 3$) com aproximadamente 22%;
- c) - eventos de fragmentação ($R_L/R_H \geq 3$) com aproximadamente 16%.

4.3 - DISTRIBUIÇÕES DE ÂNGULO ENTRE FRAGMENTOS

Apresentamos nas Figuras 4.3.1 a 4.3.7 as distribuições de ângulo entre fragmentos correspondentes a traços não-colineares (ω) na fissão e fragmentação de núcleos de prata e bromo nas diversas energias de bremsstrahlung E_0 . Apresentamos apenas as distribuições de ângulo entre fragmentos de fissão ($R_L/R_H \leq 2$) e fragmentação ($R_L/R_H \geq 3$). Na Figura 4.3.8 mostramos a contribuição total de eventos de fissão e fragmentação para a distribuição de ângulo entre fragmentos (ω) na energia E_0 de 5,49 GeV. Podemos observar nestas distribuições os seguintes fatos:

- a) - os eventos de fissão ($R_L/R_H \leq 2$) estão distribuídos, principalmente, entre os ângulos de 90° e 180° , com ângulo médio entre fragmentos, $\bar{\omega}$, situado, nas diversas energias, no intervalo $140^\circ - 150^\circ$;
- b) - os eventos de fragmentação ($R_L/R_H \geq 3$) estão distribuídos, principalmente, entre os ângulos de 70° e 170° , com ângulo médio entre fragmentos, $\bar{\omega}$, situado, nas diversas energias, no intervalo $120^\circ - 140^\circ$;
- c) - da totalidade de eventos (traços não-colineares) observados, mais de 93% têm ângulo entre os fragmentos R_L e R_H maior que 90° em todas as energias investigadas.

4.4 - ALCANCES E ÂNGULOS MÉDIOS

Mostramos na Tabela 4.4.1 os alcances e ângulos médios de traços não-colineares determinados na fissão e fragmentação de núcleos de prata e bromo para as várias energias máximas de

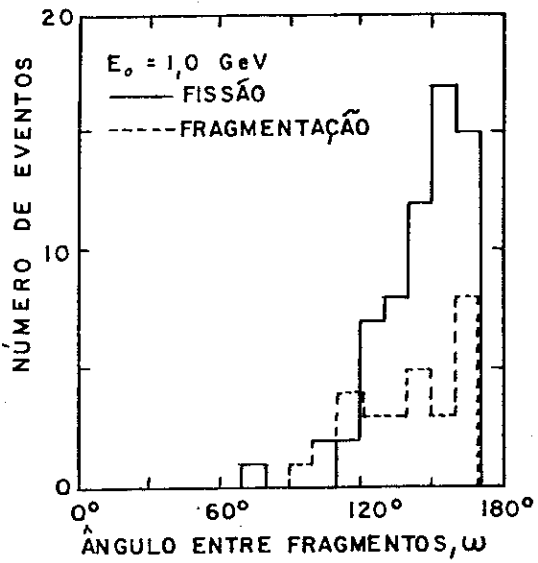


Figura 4.3.1 - Distribuições de ângulo entre fragmentos ($E_0=1,0$ GeV).

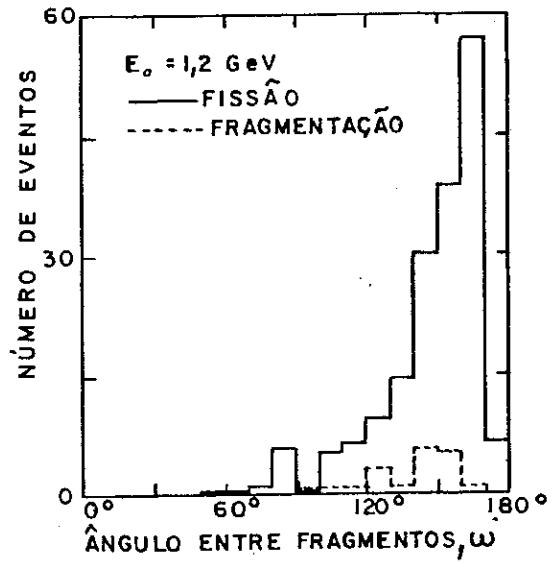


Figura 4.3.2 - Distribuições de ângulo entre fragmentos ($E_0=1,2$ GeV).

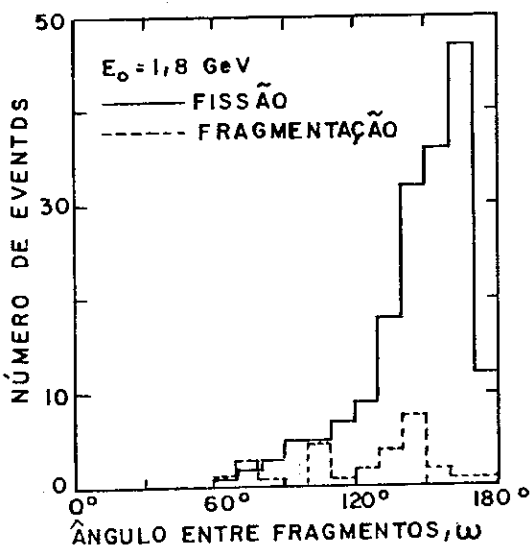


Figura 4.3.3 - Distribuições de ângulo entre fragmentos ($E_0 = 1,8$ GeV).

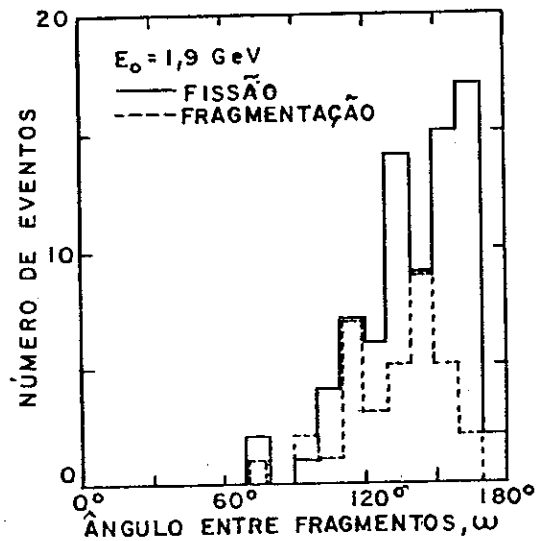


Figura 4.3.4 - Distribuições de ângulo entre fragmentos ($E_0 = 1,9$ GeV).

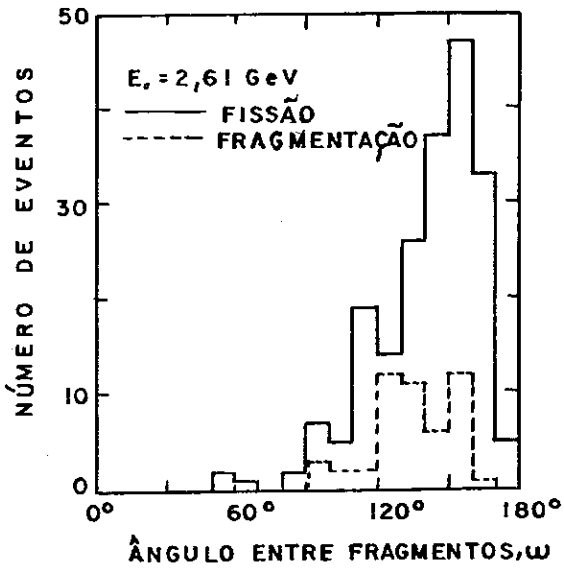


Figura 4.3.5 - Distribuições de ângulo entre fragmentos ($E_0 = 2,61$ GeV).

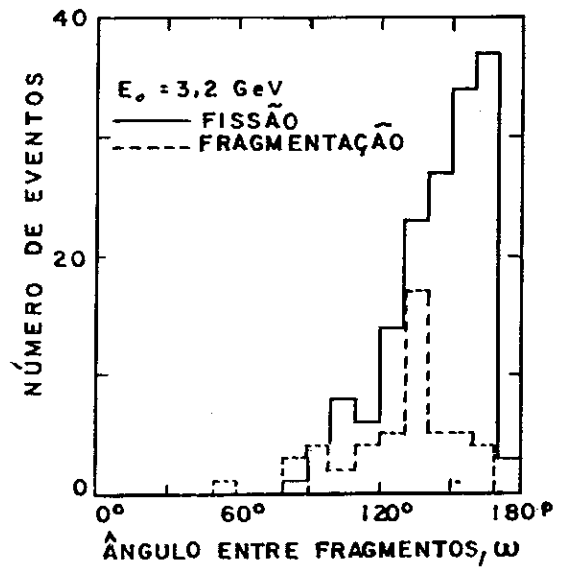


Figura 4.3.6 - Distribuições de ângulo entre fragmentos ($E_0 = 3,2$ GeV).

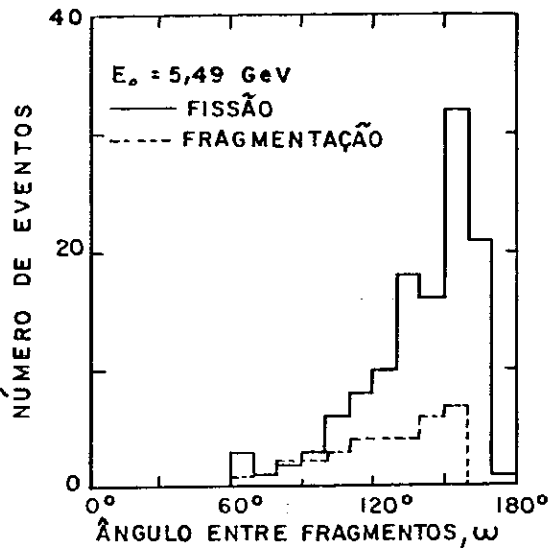


Figura 4.3.7 - Distribuições de ângulo entre fragmentos ($E_0 = 5,49$ GeV).

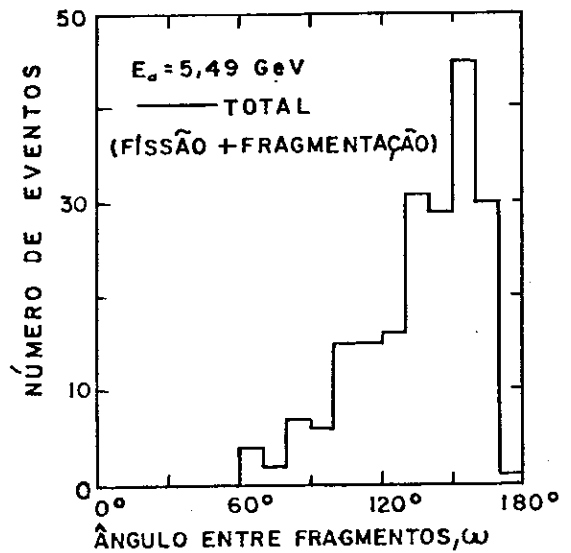


Figura 4.3.8 - Distribuição de ângulo entre fragmentos para o total de eventos de fissão e fragmentação ($E_0 = 5,49$ GeV).

TABELA 4.4.1- Alcances e ângulos médios determinados na fissão e fragmentação de Ag e Br em películas de emulsões nucleares (traços não-colineares).

ENERGIA MÁXIMA DO FEIXE DE BREMSSTRAHLUNG E_0 (GeV)	ALCANCE MÉDIO DE FRAGMENTOS, \bar{R} (μm)						ÂNGULO MÉDIO ENTRE FRAGMENTOS, $\bar{\omega}$	
	FISSÃO			FRAGMENTAÇÃO			FISSÃO $\bar{\omega}_{\text{FIS}}$	FRAGMENTAÇÃO $\bar{\omega}_{\text{FRAG}}$
	Fragmento Leve \bar{R}_L	Fragmento Pesado \bar{R}_H	Razão \bar{R}_L/\bar{R}_H	Fragmento Leve \bar{R}_L	Recuo Nuclear \bar{R}_H	Razão \bar{R}_L/\bar{R}_H		
1,00	$7,4 \pm 0,2$	$5,2 \pm 0,2$	1,42	$12,6 \pm 0,6$	$3,1 \pm 0,2$	4,06	147°	139°
1,20	$8,9 \pm 0,2$	$6,8 \pm 0,1$	1,31	$15,4 \pm 0,9$	$4,1 \pm 0,3$	3,76	147°	140°
1,80	$9,2 \pm 0,2$	$6,9 \pm 0,1$	1,33	$18,8 \pm 1,2$	$4,6 \pm 0,3$	4,09	146°	124°
1,90	$7,8 \pm 0,3$	$5,7 \pm 0,2$	1,37	$14,7 \pm 0,6$	$3,7 \pm 0,2$	3,97	142°	133°
2,61	$8,3 \pm 0,2$	$5,9 \pm 0,1$	1,41	$14,4 \pm 0,6$	$3,7 \pm 0,2$	3,89	141°	135°
3,20	$7,5 \pm 0,2$	$5,5 \pm 0,1$	1,36	$12,9 \pm 0,6$	$3,0 \pm 0,2$	4,30	145°	129°
5,49	$8,0 \pm 0,2$	$5,6 \pm 0,1$	1,43	$12,5 \pm 0,9$	$2,9 \pm 0,2$	4,31	140°	127°

bremsstrahlung E_0 . Os alcances médios \bar{R}_L e \bar{R}_H de fragmentos de fissão e fragmentação e as incertezas associadas (desvio padrão da média) a estes valores foram determinados segundo o procedimento relatado no ítem 4.2.2 (Traços Não-Colineares). Mostramos também nesta tabela, a razão entre os valores médios \bar{R}_L e \bar{R}_H de fragmentos de fissão e fragmentação nuclear. Esta razão \bar{R}_L/\bar{R}_H é praticamente constante entre 1 e 5,5 GeV para fragmentos de fissão e fragmentação e seus valores são aproximadamente 1,4 e 4,1, respectivamente. Mostramos, ainda nesta tabela, os ângulos médios $\bar{\omega}_{FIS}$ e $\bar{\omega}_{FRAG}$ entre fragmentos de fissão e fragmentação nuclear de Ag e Br. Estes ângulos foram obtidos da média dos ângulos entre fragmentos determinados com o uso da eq. (3.5.3.1.1).

4.5 - DISTRIBUIÇÃO ANGULAR

Apresentamos nas Figuras 4.5.1 a 4.5.7 as distribuições angulares de eventos (traços não-colineares) de fissão e fragmentação de núcleos de prata e bromo nas diversas energias máximas de bremsstrahlung E_0 . Nestas figuras, a distribuição angular, ou seja, o número de fragmentos emitidos por unidade de ângulo sólido segundo uma direção θ com o feixe incidente, para fragmentos de fissão ($R_L/R_H \leq 2$) e para fragmentos de fragmentação ($R_L/R_H \geq 3$) está apresentada em função de $\cos\theta$ em cada caso. Podemos observar nestas distribuições angulares os seguintes fatos:

- a) - o número de eventos (fragmentos leve e pesado) de fissão emitidos no intervalo $0^0 \leq \theta \leq 90^0$ (hemisfério superior) é

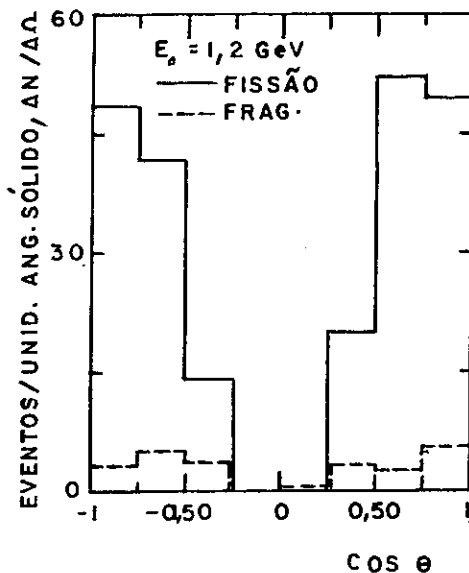
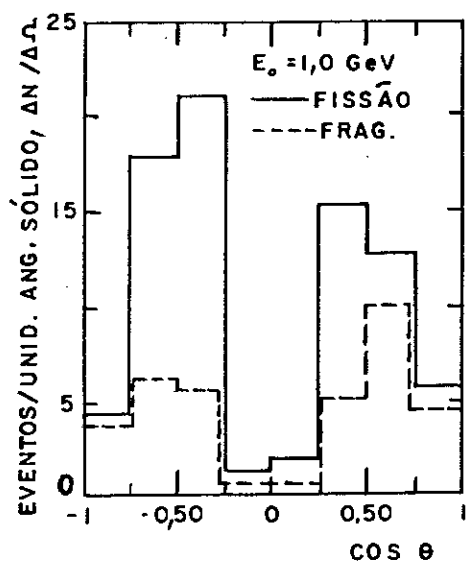


Figura 4.5.1 - Distribuições angulares de eventos de fissão e fragmentação de Ag e Br ($E_0 = 1,0$ GeV).

Figura 4.5.2 - Distribuições angulares de eventos de fissão e fragmentação de Ag e Br ($E_0 = 1,2$ GeV).

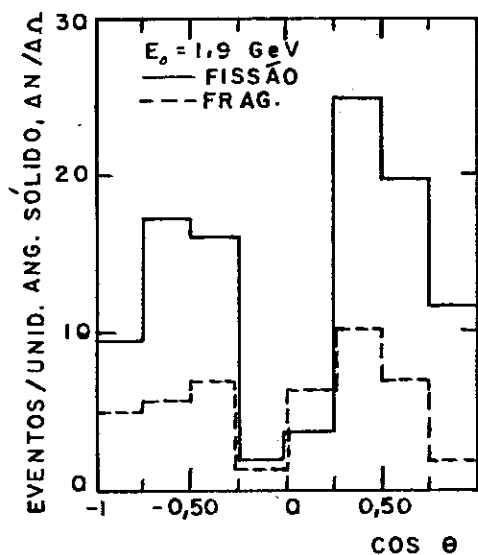
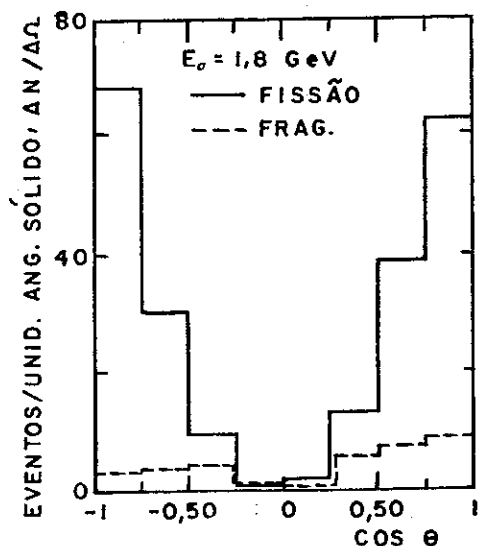


Figura 4.5.3 - Distribuições angulares de eventos de fissão e fragmentação de Ag e Br ($E_0 = 1,8$ GeV).

Figura 4.5.4 - Distribuições angulares de eventos de fissão e fragmentação de Ag e Br ($E_0 = 1,9$ GeV).

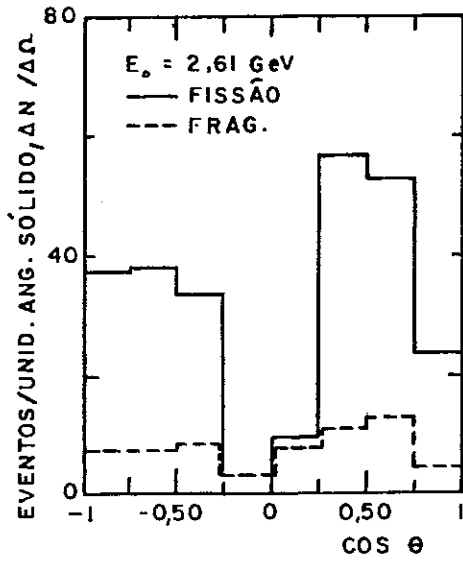


Figura 4.5.5 - Distribuições angulares de eventos de fissão e fragmentação de Ag e Br ($E_0 = 2,61 \text{ GeV}$).

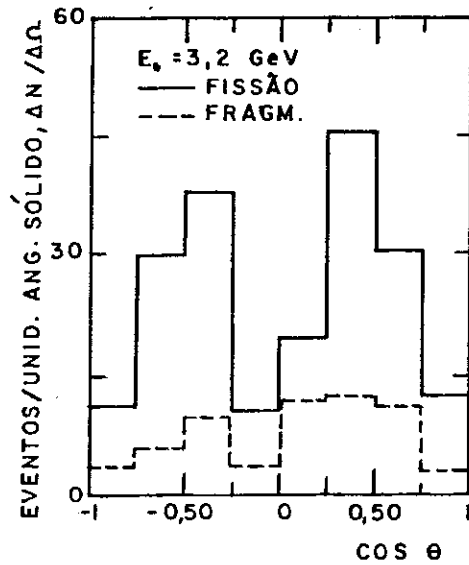


Figura 4.5.6 - Distribuições angulares de eventos de fissão e fragmentação de Ag e Br ($E_0 = 3,2 \text{ GeV}$).

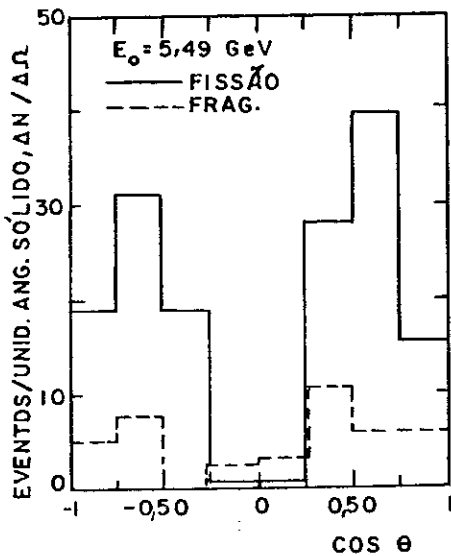


Figura 4.5.7 - Distribuições angulares de eventos de fissão e fragmentação de Ag e Br ($E_0 = 5,49 \text{ GeV}$).

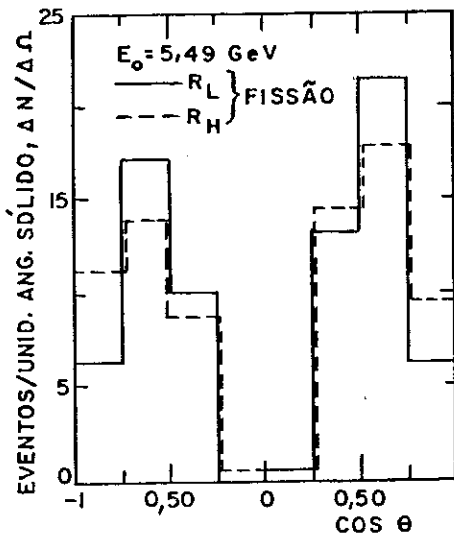


Figura 4.5.8 - Distribuições angulares dos fragmentos leve R_L e pesado R_H na fissão de Ag e Br ($E_0 = 5,49 \text{ GeV}$).

maior que o número de eventos emitidos com $90^{\circ} < \theta \leq 180^{\circ}$ (hemisfério inferior). Isto mostra uma emissão preferencial de fragmentos de fissão no mesmo sentido do feixe incidente;

b) - o número de eventos (fragmentos leve e pesado) de fragmentação emitidos no hemisfério superior é maior que o número de eventos emitidos no hemisfério inferior. Isto mostra, também, uma emissão preferencial de fragmentos de fragmentação no mesmo sentido do feixe incidente, sendo esta emissão preferencial mais acentuada do que no caso da emissão de fragmentos de fissão;

c) - o número de eventos de fissão e fragmentação por unidade de ângulo sólido observados com θ entre aproximadamente 75° e 105° é muito pequeno em todas as distribuições angulares apresentadas. Isto é explicado em parte pelo fato de as emulsões terem sido expostas perpendicularmente ao feixe. Neste caso, a determinação de θ é efetuada através do ângulo de "dip" β ($\theta = 90^{\circ} - \beta$), isto é, ângulo do traço de um fragmento com o plano da emulsão. θ acumula, portanto, os erros devidos à obtenção de β ($\beta = \arctg z/a$; ver Fig. B.1.1 do Apêndice B). Estes erros, juntamente com as dificuldades de medidas de pequenos ângulos β (de 0° a $\pm 15^{\circ}$), implicam em valores de θ em torno de 90° , o que ocasiona perdas de eventos no intervalo $75^{\circ} \leq \theta \leq 105^{\circ}$.

Mostramos na Figura 4.5.8 as distribuições angulares dos fragmentos leve R_L e pesado R_H da fissão de núcleos de prata e bromo na energia E_0 de 5,49 GeV. Podemos observar nestas distribuições os seguintes fatos:

- a) - a distribuição angular de fragmentos leves R_L é muito semelhante à dos fragmentos pesados R_H e tem um comportamento similar a da distribuição angular da totalidade de fragmentos emitidos na fissão (Figuras 4.5.1 a 4.5.7);
- b) - o número total de fragmentos leves emitidos na fissão no intervalo $0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$ (hemisfério superior) é maior que o número de fragmentos leves emitidos no hemisfério inferior. Isto mostra uma emissão preferencial de fragmentos leves na fissão no mesmo sentido do feixe incidente;
- c) - o número total de fragmentos pesados emitidos na fissão no intervalo $0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$ (hemisfério superior) é maior que o número de fragmentos pesados emitidos no hemisfério inferior. Isto mostra, também, uma emissão preferencial de fragmentos pesados na fissão no mesmo sentido do feixe incidente.

Mostramos na Tabela 4.5.1 a razão de emissão de emissão para frente e para trás em relação ao feixe incidente ("forward"/"backward"), F/B, de fragmentos da desintegração de prata e bromo nas reações de fissão e fragmentação nuclear induzidas por feixes de bremsstrahlung com energias máximas E_0 entre 1 e 5,5 GeV. Apresentamos, nesta Tabela, as razões F/B determinadas para o fragmento leve R_L , fragmento pesado R_H e o total de fragmentos emitidos, respectivamente, na fissão e fragmentação de núcleos de prata e bromo no intervalo de energia investigado. Em ambos os casos, fissão e fragmentação, a razão F/B é um número maior que 1 para o total de fragmentos emitidos; este fato é indicativo da existência de uma emissão preferencial de fragmentos de fissão e fragmentação no mesmo sentido do feixe incidente, conforme mencionamos anteriormente em outra parte desta seção.

Na Tabela 4.5.2 mostramos a orientação dos fragmentos leve R_L e pesado R_H , o número de eventos e o percentual de eventos em relação ao sentido do feixe, observados na fissão de núcleos de prata e bromo nas energias E_0 de 1 e 5,49 GeV.

4.6 - SEÇÕES DE CHOQUE DE FISSÃO E FRAGMENTAÇÃO

Os rendimentos, isto é, as seções de choque por fóton equivalente, $\sigma_Q(E_0)$, são determinadas experimentalmente em cada irradiação com bremsstrahlung de energia máxima E_0 para as reações de fissão e fragmentação, separadamente, mediante a equação (3.2.1)

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

onde N_e é o número de eventos observados da reação em consideração, N_a o número de átomos/cm² do elemento alvo e Q a dose total de "fótons equivalentes".

Na Tabela 4.6.1 mostramos os dados relativos à obtenção dos rendimentos das reações de fissão e fragmentação de núcleos de prata e bromo por fótons de bremsstrahlung de energia máxima E_0 . O número de átomos de (Ag,Br) por cm², N_a , considerado na tabela é obtido do produto da concentração média de átomos/cm³ de prata e bromo (ver Tabela A.1.1) pela espessura inicial da emulsão (ver Tabela 3.3.1). O número total de eventos, N_e , é obtido em cada caso levando-se em conta eventos provenientes de traços colineares e não-colineares (inclusive a contribuição de eventos com $2 < R_L/R_H < 3$). Nas duas últimas colunas da Tabela 4.6.1 podemos ver as seções de choque por fóton equivalente, σ_Q (mb),

TABELA 4.5.1 - Razão de emissão para frente e para trás em relação ao feixe incidente ("forward"/"backward"), F/B, de fragmentos da desintegração de prata e bromo.

ENERGIA, E_0 (GeV)	FISSÃO			FRAGMENTAÇÃO		
	Fragmento Leve, R_L	Fragmento Pesado, R_H	Total de Fragmentos Emitidos	Fragmento Leve Emitido R_L	Fragmento Pesado (Recuo Nuclear) R_H	Total de Fragmentos Emitidos
1,00	1,33 ± 0,01	1,17 ± 0,01	1,25 ± 0,01	0,93 ± 0,01	1,64 ± 0,02	1,23 ± 0,01
1,20	0,97 ± 0,02	1,44 ± 0,03	1,17 ± 0,05	0,73 ± 0,01	1,38 ± 0,03	1,00 ± 0,02
1,80	1,14 ± 0,02	1,04 ± 0,03	1,08 ± 0,02	1,00 ± 0,02	3,67 ± 0,07	1,80 ± 0,04
1,90	1,16 ± 0,02	1,31 ± 0,03	1,20 ± 0,02	0,84 ± 0,02	2,18 ± 0,04	1,33 ± 0,03
2,61	1,38 ± 0,01	1,29 ± 0,01	1,30 ± 0,01	0,88 ± 0,02	2,06 ± 0,04	1,33 ± 0,01
3,20	0,82 ± 0,02	1,67 ± 0,03	1,21 ± 0,02	0,85 ± 0,02	3,55 ± 0,07	1,63 ± 0,03
5,49	1,20 ± 0,02	1,20 ± 0,02	1,20 ± 0,02	1,54 ± 0,03	2,00 ± 0,04	1,75 ± 0,04

TABELA 4.5.2 - Fissão de (Ag,Br). Orientação dos traços observados em eventos não-colineares.


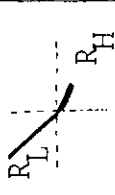
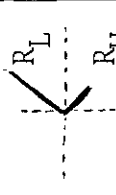
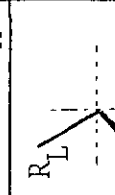
FISSÃO		$E_0 = 1,00$ GeV		$E_0 = 5,49$ GeV		SENTIDO DO FEIXE →
Fragmento Leve, R_L	Fragmento Pesado, R_H	Nº de Eventos	Percentual	Nº de Eventos	Percentual	
Para frente (F)	Para trás (B)	28	44%	50	41%	
Para trás (B)	Para frente (F)	26	41%	50	41%	
Para frente (F)	Para frente (F)	8	13%	16	13%	
Para trás (B)	Para trás (B)	1	2%	5	4%	

TABELA 4.6.1 - Dados relativos à obtenção dos rendimentos das reações de fissão e fragmentação de (Ag, Br) induzidas por fótons de bremsstrahlung de energia máxima E_0 .

E_0 [GeV]	Dose total, Q [10^{10} fótons equivalentes]	Nº de Átomos, N_a (Ag, Br) [10^{20} cm $^{-2}$]	Nº total de Eventos, N_e		Seção de Choque por fóton equivalente, σ_Q (mb)	
			Fissão	Fragmentação	Fissão	Fragmentação
1,00	4,33	2,73	728	343	0,062±0,006	0,029±0,003
1,20	10,1	1,58	1533	201	0,10 ±0,01	0,013±0,002
1,80	4,20	2,25	2157	468	0,23 ±0,03	0,050±0,006
1,90	10,1	1,30	2139	979	0,16 ±0,02	0,080 0,010
2,61	5,37	2,81	2929	821	0,18 ±0,02	0,051±0,007
3,20	11,6	1,74	6363	2395	0,32 ±0,04	0,12 ±0,02
5,49	8,49	2,26	11571	3505	0,60 ±0,07	0,18 ±0,02

determinadas para as reações de fissão e fragmentação de núcleos de prata e bromo nas diversas energias investigadas.

Os valores determinados de $\sigma_Q(E_0)$ representam, entre - tanto, rendimentos acumulativos da reação estudada, uma vez que são considerados para a determinação de σ_Q todos os eventos induzidos por fótons de bremsstrahlung cujas energias vão desde o limiar da reação, E_L , até a energia máxima E_0 do feixe. Para se determinar a seção de choque $\sigma_K(K)$, para fótons monoenergéticos de energia K , é necessário, então, resolver a equação integral (3.2.2.5)

$$\sigma_Q(E_0) = \int_0^{E_0} \sigma_K(K) \frac{I(K, E_0)}{K} dK ,$$

uma vez estabelecida a dependência funcional de σ_Q com E_0 e conhecida a função intensidade do espectro de bremsstrahlung $I(K, E_0)$. Na prática, todavia, este procedimento é inviável porque, em geral, devido às dificuldades experimentais, o que se obtém é um conjunto de poucas medidas de $\sigma_Q(E_0)$ em um grande intervalo de energia, sujeitas ainda aos erros experimentais inerentes ao processo de medida, de modo que o estabelecimento da função $\sigma_Q(E_0)$ é de difícil solução. Além disso, a função intensidade do espectro de bremsstrahlung, $I(K, E_0)$, é estabelecida a partir de considerações teóricas de obtenção de fótons de alta energia por colisão de elétrons com um radiador, sendo em geral sua expressão analítica complicada, como é o caso, por exemplo, da fórmula de Schiff⁽⁷⁵⁾. Contudo, a questão principal na resolução da equação integral para obtenção de $\sigma_K(K)$ acha-se nos erros associados às medidas de $\sigma_Q(E_0)$, como mostrou Tesch⁽⁸⁵⁾ em seu estudo de seções de choque de reações fotonucleares em alta energia.

Uma solução simples para a determinação das seções de choque de reações fotonucleares em alta energia é considerar a aproximação $1/K$ para o espectro de bremsstrahlung, definida do seguinte modo:

$$I(K, E_0) = \begin{cases} 1 & , \text{ para f\u00f3tons com } 0 \leq K \leq E_0 \\ 0 & , \text{ para f\u00f3tons com } K > E_0 \end{cases} \quad (4.6.1)$$

Ent\u00e3o, a equa\u00e7\u00e3o integral (3.2.2.5) pode ser escrita como .

$$\sigma_Q(E_0) = \int_0^{E_0} \sigma_K(K) \frac{dK}{K} \quad . \quad (4.6.2)$$

Admitindo-se ainda que a se\u00e7\u00e3o de choque $\sigma_K(K)$ \u00e9 constante em um intervalo de energia ΔE_0 , temos

$$\sigma_Q(E_0 + \Delta E_0) = \int_0^{E_0} \sigma_K(K) \frac{dK}{K} + \sigma_K \int_{E_0}^{E_0 + \Delta E_0} \frac{dK}{K} \quad (4.6.3)$$

e, por subtra\u00e7\u00e3o da equa\u00e7\u00e3o (4.6.2), obtemos:

$$\Delta\sigma_Q = \sigma_K \int_{E_0}^{E_0 + \Delta E_0} d(\ln K) \quad , \quad (4.6.4)$$

o que resulta

$$\sigma_K = \frac{\Delta\sigma_Q}{\Delta \ln E_0} \quad . \quad (4.6.5)$$

Para valores suficientemente pequenos de ΔE_0 , temos:

$$\sigma_K = \frac{d\sigma_Q}{d \ln E_0} \quad . \quad (4.6.6)$$

Este resultado mostra que dentro da aproximação $1/K$ do espectro de bremsstrahlung, a seção de choque $\sigma_K(K)$ é a inclinação da tangente à curva σ_Q versus o logarítmo natural de E_0 , no ponto $E_0 = K$.

Em nosso trabalho o que temos é um pequeno número de medidas de $\sigma_Q(E_0)$ em um grande intervalo de energia (1-6 GeV), por isso não podemos conhecer detalhadamente a função $\sigma_Q(E_0)$. Então, vamos admitir uma dependência linear no gráfico de σ_Q versus $\ln E_0$, no intervalo de energia considerado para cada reação estudada. Isto é, na aproximação $1/K$, obtemos

$$\sigma_Q(E_0) = \bar{\sigma}_K(K) \ln E_0 + \text{Constante} \quad , \quad (4.6.7)$$

onde $\bar{\sigma}_K$ é o valor médio da seção de choque da reação investigada no intervalo de energia considerado. Graficamente essa dependência linear está representada pelas retas nas Figuras 4.6.1 (Fissão de Ag,Br) e 4.6.2 (Fragmentação de Ag,Br). Estas retas são obtidas por ajuste dos pontos experimentais pelo método dos mínimos quadrados e os coeficientes angulares nos fornecem, de acordo com a Eq. (4.6.7), os valores médios das seções de choque no intervalo de energia considerado. Assim, temos:

a) Fissão, $\bar{\sigma}_K(\text{Ag,Br}) = (0,29 \pm 0,05) \text{ mb}$

b) Fragmentação, $\bar{\sigma}_K(\text{Ag,Br}) = (0,09 \pm 0,02) \text{ mb}$.

4.6.1 - Correção das Seções de Choque

As correções das seções de choque de fissão e fragmentação determinadas mediante a aproximação $1/K$ do espectro de

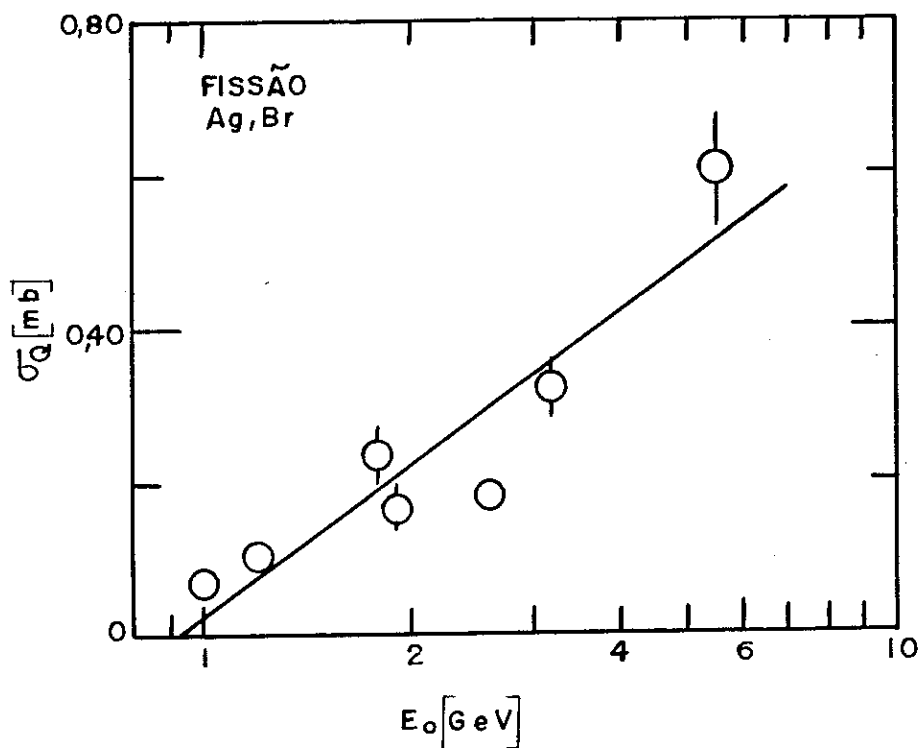


Figura 4.6.1 - Rendimentos de fissão de Ag, Br em função da energia máxima E_0 de bremsstrahlung. A linha reta representa o ajuste dos pontos experimentais pelo método dos mínimos quadrados.

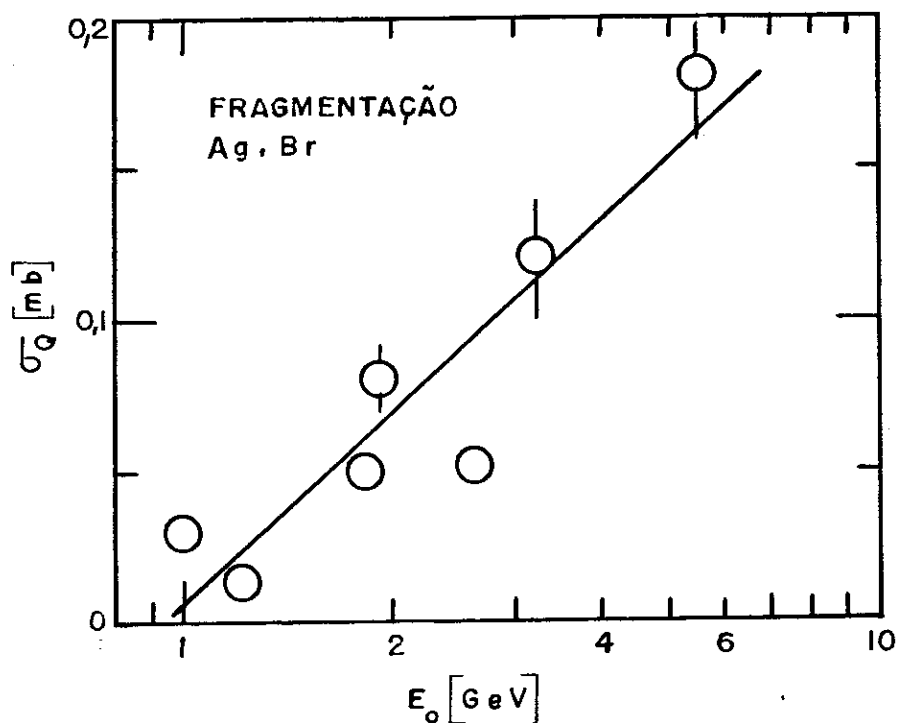


Figura 4.6.2 - Rendimentos de fragmentação de Ag, Br em função da energia máxima E_0 de bremsstrahlung. A linha reta é um ajuste dos pontos experimentais pelo método dos mínimos quadrados.

bremsstrahlung são feitas levando-se em conta a intensidade $I(K, E_0)$ do espectro de bremsstrahlung ideal como dado pela fórmula de Schiff⁽⁷⁵⁾, normalizado de acordo com a Eq. (3.2.2.10). No entanto, como temos poucas medidas de $\sigma_Q(E_0)$ em um grande intervalo de energia ($\sim 1 - 6$ GeV), vamos admitir as seguintes hipóteses:

- a) a seção de choque $\sigma_K = \bar{\sigma}_0$ é uma constante desde a energia limiar, E_L , da reação até 1 GeV;
- b) a seção de choque $\sigma_K = \bar{\sigma}_K$ é uma constante entre 1 e 5,49 GeV.

Usando a equação integral (3.2.2.5) desde a energia limiar, E_L , da reação até a energia máxima E_0 do feixe de bremsstrahlung, temos:

$$\sigma_Q(E_0) = \int_{E_L}^{E_0} \sigma_K \frac{I(K, E_0)}{K} dK \quad , \quad (4.6.1.1)$$

e com as hipóteses (a) e (b), obtemos (as energias estão expressas em GeV):

$$\sigma_Q(1) = \bar{\sigma}_0 \int_{E_L}^1 I(K, 1) \frac{dK}{K} \quad (4.6.1.2)$$

$$\sigma_Q(5,49) = \bar{\sigma}_0 \int_{E_L}^1 I(K; 5,49) \frac{dK}{K} + \bar{\sigma}_K \int_1^{5,49} I(K; 5,49) \frac{dK}{K} \quad . (4.6.1.3)$$

Efetuada a mudança de variável,

$$x = \frac{K}{E_0} \quad ,$$

e ainda através das eqs. (4.6.1.2) e (4.6.1.3), obtemos

$$\bar{\sigma}_K(1-5,49\text{GeV}) = \frac{\sigma_Q(5,49) - \sigma_Q(1)}{\int_{1/5,49}^1 I(K;5,49) \frac{dx}{x} - \int_{E_L/5,49}^1 I(K,1) \frac{dx}{x}} \int_{1/5,49}^1 I(K;5,49) \frac{dx}{x} \quad (4.6.1.4)$$

que é a expressão que nos dá o valor da seção de choque média entre 1 e 5,49 GeV para as reações de fissão e fragmentação levando-se em conta a intensidade $I(K, E_0)$ do espectro de bremsstrahlung. Esta expressão transforma-se na equação (4.6.5) quando fazemos $I=1$ (aproximação $1/K$). Observamos ainda, que os valores médios $\bar{\sigma}_K$ dependem da energia limiar E_L de cada reação investigada, dos rendimentos σ_Q e das intensidades $I(K, E_0)$. As intensidades $I(K, E_0)$ nas energias máximas de bremsstrahlung de 1 e 5,49 GeV, bem como a aproximação $1/K$, foram mostradas na Figura 3.2.1. O espectro da radiação de bremsstrahlung calculado a partir da fórmula de Schiff na energia de 5,49 GeV pode ser visto na Figura 4.6.1.1. Incluímos, também nesta figura, a aproximação espectral $1/K$ para comparação.

As correções baseadas na intensidade ideal do espectro de bremsstrahlung para as seções de choque médias de fissão e fragmentação de núcleos de prata e bromo, entre 1 e 5,49 GeV, no entanto, são muito pequenas ($\sim 2\%$), situando-se dentro dos erros estatísticos encontrados na aproximação $1/K$ do espectro.

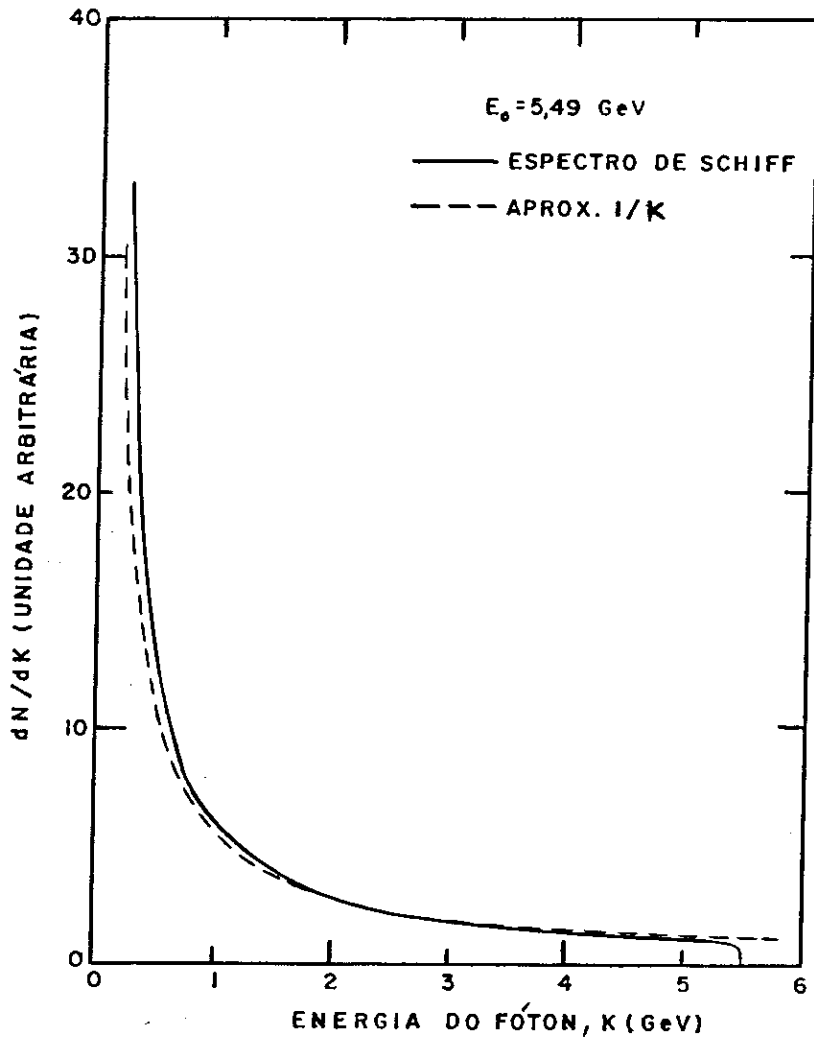


Figura 4.6.1.1 - Espectro da radiação de bremsstrahlung na energia máxima de 5,49 GeV. A curva tracejada é a aproximação espectral $1/K$.

4.7 - FISSIONABILIDADE NUCLEAR

Em reações nucleares induzidas por partículas de alta energia, a probabilidade de fissão, isto é, a fissionabilidade nuclear, f , é definida como a razão entre a seção de choque de fissão e a seção de choque total inelástica. Em reações de fotofissão, então, temos, para um dado núcleo e energia do fóton incidente,

$$f = \frac{\sigma_f}{\sigma_t} \quad (4.7.1)$$

onde σ_f é a seção de choque de fotofissão e σ_t a seção de choque total de fotoabsorção nuclear, isto é, a seção de choque total inelástica. A seção de choque total de fotoabsorção nuclear é dada por ⁽⁸⁶⁾

$$\sigma_t = A\sigma_{\gamma N}\delta \quad (4.7.2)$$

onde A é o número de massa, $\sigma_{\gamma N}$ é a seção de choque total de fotodesintegração do nucleon e δ é o coeficiente que leva em conta o efeito de blindagem do núcleo pela superfície nuclear. Para o intervalo de energia 1-6 GeV, usamos valores médios de σ_f e $\sigma_t = A\sigma_{\gamma N}\delta$ na determinação da fissionabilidade nuclear média \bar{f} , ou seja:

$$\bar{f} = \frac{\bar{\sigma}_f}{A\sigma_{\gamma N}\delta}, \quad (4.7.3)$$

onde $\bar{\sigma}_f$ é a seção de choque média de fissão no intervalo 1-6 GeV. O valor médio $\overline{\sigma_{\gamma N}\delta} = (0,11 \pm 0,01)$ mb no intervalo de energia considerado, foi obtido dos valores de $\sigma_{\gamma N}$ em função da energia do fóton

ton do trabalho de Damashek e Gilman⁽⁸⁶⁾ e dos valores do fator de blindagem nuclear δ para núcleos de massa intermediária entre 1 e 10 GeV do trabalho de Brodsky e Pumplin⁽⁸⁷⁾.

No entanto, não podemos usar diretamente a equação (4.7.3) para determinar a fissionabilidade de núcleos de prata e bromo pois o valor médio determinado para a seção de choque de fissão entre 1 e 6 GeV na seção anterior, ou seja

$$\bar{\sigma}_K(\text{Ag,Br}) = (0,29 \pm 0,05) \text{mb} \quad ,$$

resulta da contribuição de núcleos de prata e bromo. Isto é, determinamos no caso, a soma

$$\bar{\sigma}_K(\text{Ag}) + \bar{\sigma}_K(\text{Br}) = \bar{\sigma}_K(\text{Ag,Br}) \quad ,$$

uma vez que os rendimentos individuais são dados por

$$\sigma_Q^{\text{Ag}} = \frac{N_e(\text{Ag})}{N_a(\text{Ag})Q} \quad \text{e} \quad \sigma_Q^{\text{Br}} = \frac{N_e(\text{Br})}{N_a(\text{Br})Q}$$

e como $N_a(\text{Ag}) \cong N_a(\text{Br})$, então

$$\sigma_Q^{\text{Ag}} + \sigma_Q^{\text{Br}} = \frac{N_e(\text{Ag}) + N_e(\text{Br})}{N_a(\text{Ag,Br})Q}$$

que foram os rendimentos totais determinados conforme os dados e resultados mostrados na Tabela 4.6.1. Então, serão necessárias algumas hipóteses para obtermos uma estimativa para as seções de choque médias de fissão da prata $\bar{\sigma}_K(\text{Ag})$ e do bromo $\bar{\sigma}_K(\text{Br})$ e, em seguida, usarmos a equação (4.7.3) para o cálculo das respectivas fissionabilidades. As hipóteses são as seguintes:

1ª) da curva de fissionabilidade nuclear *versus* Z^2/A de Methasiri e Johansson⁽⁷⁾ para fótons de bremsstrahlung entre 0,3 e 0,9 GeV e com detector sólido de traços (vidro), obtemos : $\bar{f}(\text{Ag}) = 2 \times 10^{-3}$ e $\bar{f}(\text{Br}) = 1,6 \times 10^{-2}$ (valor estimado). As fissionabilidades são determinadas por

$$\bar{f}(\text{Ag}) = \frac{\bar{\sigma}_K(\text{Ag})}{108 \sigma_{\gamma N}^{\delta}} \quad \text{e} \quad \bar{f}(\text{Br}) = \frac{\bar{\sigma}_K(\text{Br})}{80 \sigma_{\gamma N}^{\delta}} .$$

Então, temos a primeira hipótese:

$$\bar{\sigma}_K(\text{Br}) = 6 \bar{\sigma}_K(\text{Ag}) .$$

2ª) Dos cálculos teóricos de Iljinov et al.⁽²⁾ e de medidas recentes realizadas por nosso grupo de pesquisa do CBPF com a colaboração de pesquisadores da Universidade de Bonn com fótons de bremsstrahlung entre 0,8 e 1,8 GeV e usando detectores sólidos de traços (mica, makrofol e CR-39) no estudo da fissão de núcleos de massa intermediária^(49,50) obtemos:

a) $\bar{f}(\text{Ag}) = 2,2 \times 10^{-4}$ e $\bar{f}(\text{Br}) = 6,5 \times 10^{-4}$ a partir da curva teórica *f versus* Z^2/A para fótons monoenergéticos de 0,6 GeV (Ref. (2)), o que dá

$$\bar{\sigma}_K(\text{Br}) = 2,2 \bar{\sigma}_K(\text{Ag}) ;$$

b) $\bar{\sigma}_K(\text{Ag}) = 8,3 \mu\text{b}$ e $\bar{\sigma}_K(\text{Br}) = 15 \mu\text{b}$ a partir da curva ajustada $\bar{\sigma}_K$ *versus* A aos dados experimentais (Ref. (49)), o que dá

$$\bar{\sigma}_K(\text{Br}) = 1,8 \bar{\sigma}_K(\text{Ag}) .$$

Considerando o valor médio das razões entre $\bar{\sigma}_K(\text{Br})$ e $\bar{\sigma}_K(\text{Ag})$ em (a) e (b) temos, então, a segunda hipótese:

$$\bar{\sigma}_K(\text{Br}) = 2\bar{\sigma}_K(\text{Ag}) \quad .$$

Na Tabela 4.7.1 mostramos os valores estimados para a fissionabilidade média \bar{f} e a seção de choque média $\bar{\sigma}_K$ para os núcleos de prata e bromo entre 1 e 6 GeV, de acordo com as duas hipóteses mencionadas.

TABELA 4.7.1 - Estimativas de fissionabilidades e seções de choque para núcleos de prata e bromo (valores médios no intervalo de 1-6 GeV).

NÚCLEO	1ª hipótese		2ª hipótese	
	\bar{f}	$\bar{\sigma}_K(\text{mb})$	\bar{f}	$\bar{\sigma}_K(\text{mb})$
$^{107,109}\text{Ag}_{47}$	$(3,5 \pm 0,7) \times 10^{-3}$	$(41 \pm 7) \times 10^{-3}$	$(8 \pm 2) \times 10^{-3}$	$(10 \pm 2) \times 10^{-2}$
$^{79,81}\text{Br}_{35}$	$(2,8 \pm 0,6) \times 10^{-2}$	$0,25 \pm 0,04$	$(2,2 \pm 0,5) \times 10^{-2}$	$(19 \pm 4) \times 10^{-2}$

Mostramos na Figura 4.7.1 os resultados de nossas estimativas de fissionabilidade nuclear \bar{f} versus Z^2/A . Nesta figura, mostramos ainda, para comparação, curvas teóricas de fissionabilidade e os resultados experimentais existentes na literatura sobre fissionabilidade para fótons de energia (1-6 GeV) e em energias próximas deste intervalo ($E \lesssim 1$ GeV). As nossas estimativas de fissionabilidade mostradas na figura, 1ª hipótese (+) e 2ª hipótese (x) para os núcleos de prata e bromo estão em bom acordo com os existentes na literatura para núcleos de massa intermediária, sendo, entretanto, os nossos valores maiores que os existentes (baixa energia, $E \lesssim 1$ GeV). Isto é explicado pelo fato de que a fissionabilidade de núcleos de massa intermediária cresce com o aumento da energia do fóton incidente, uma vez que a energia limiar experimental para a fotofissão de prata e bromo está situ

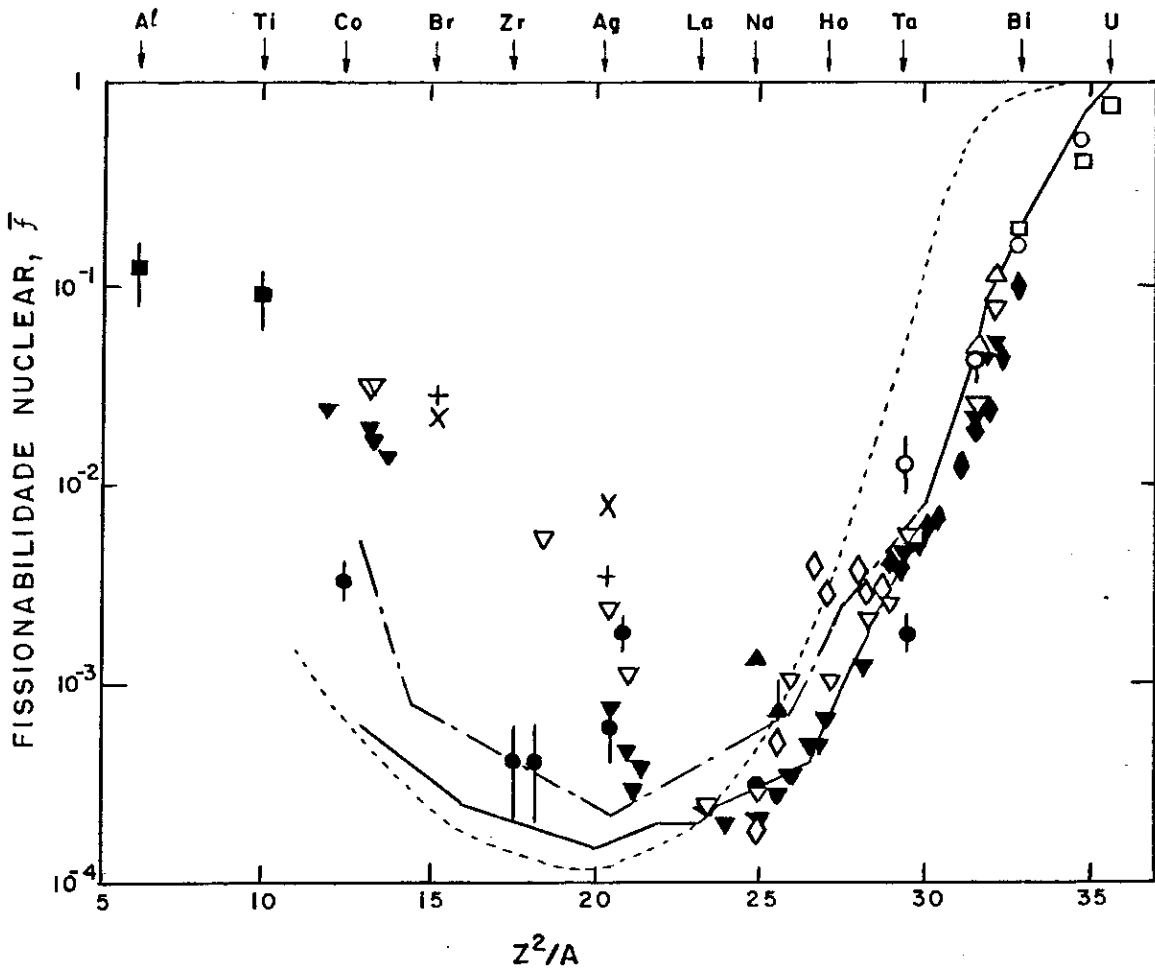


Figura 4.7.1 - Fissionabilidade nuclear \bar{f} versus Z^2/A . Resultados do presente trabalho, curvas teóricas de fissionabilidade e resultados experimentais existentes para fótons de energia (1-6 GeV) e em energias próximas de 1 GeV. Curvas teóricas: (...) Nix e Sassi, Curva VI, Monte Carlo, Ref. (5); (-----) e (—) Iljinov et al.⁽²⁾, Monte Carlo com fótons monoenergéticos de 600 MeV com parâmetros de densidades de níveis $a = 0,1 \text{ MeV}^{-1}$ (incluindo efeito de camadas) e $a = 0,05 \text{ MeV}^{-1}$, respectivamente. Pontos experimentais: ■ (CR-39), ● (makrofol) e ▲ (mica) de Lima, 0,8-1,8 GeV, Refs. (49) e (50); ▽ (vidro) Methasiri e Johansson, 0,3-0,9 GeV, Ref. (7); ○ (vidro) Vartapetyan et al., 1 - 6 GeV, Ref. (88); △ (vidro) Kroon e Forkman, 1 - 6 GeV, Ref. (89); □ (emulsão nuclear) de Carvalho et al., 1-6 GeV, Ref. (37); ▼ (vidro) Emma et al., Limiar - 1 GeV, Ref. (10); ◇ (mica) Gann et al., Limiar - 1 GeV, Ref. (47); ◆ (vidro) Mitrofanova et al., Limiar - 1,6 GeV, Ref. (90); + e × (emulsão nuclear) presente trabalho, 1 - 6 GeV, + (1ª hipótese) e × (2ª hipótese).

ada em energias $E_L \gtrsim 0,4$ GeV. Esta conclusão pode ser mais claramente vista na Figura 4.7.2, onde apresentamos as seções de choque de fissão $\bar{\sigma}_f$ versus o número de massa do núcleo alvo A_t . Nesta figura, mostramos os resultados de nossa estimativa de seções de choque média de fissão de prata e bromo, 1ª hipótese (+) e 2ª hipótese (x), e ajustamos uma curva "a olho" aos pontos experimentais existentes entre 1 - 6 GeV (linha cheia). Na mesma figura, reproduzimos a curva teórica obtida por Iljinov et al. ⁽²⁾ com cálculos de Monte Carlo baseados no modelo nuclear de cascata - evaporação para fótons monoenergéticos de 0,6 GeV. Esta curva teórica (linha tracejada) tem um bom andamento através dos pontos experimentais de seções de choque de fissão para energias $E \lesssim 1$ GeV. Entretanto, falha em descrever o andamento das seções de choque de fissão de núcleos de massa intermediária em energias maiores que 1 GeV, situando-se muito abaixo dos resultados experimentais de alta energia. Isto confirma nossa afirmativa anterior de que a fissionabilidade de núcleos de massa intermediária cresce com o aumento da energia do fóton incidente.

4.8 - COMPARAÇÃO ENTRE ALCANCES CALCULADOS E DETERMINADOS EXPERIMENTALMENTE

Para efetuarmos um cálculo do alcance de um fragmento nuclear em emulsão (ver eq. (3.6.4.2)) é necessário conhecermos além de suas características iniciais (energia, carga e massa) a perda de energia por unidade de comprimento do fragmento no meio. Usamos para o cálculo do alcance uma fórmula dada por Barkas ⁽⁷⁸⁾ baseada no estudo de Heckman et al. ⁽⁸¹⁾ da perda de energia por

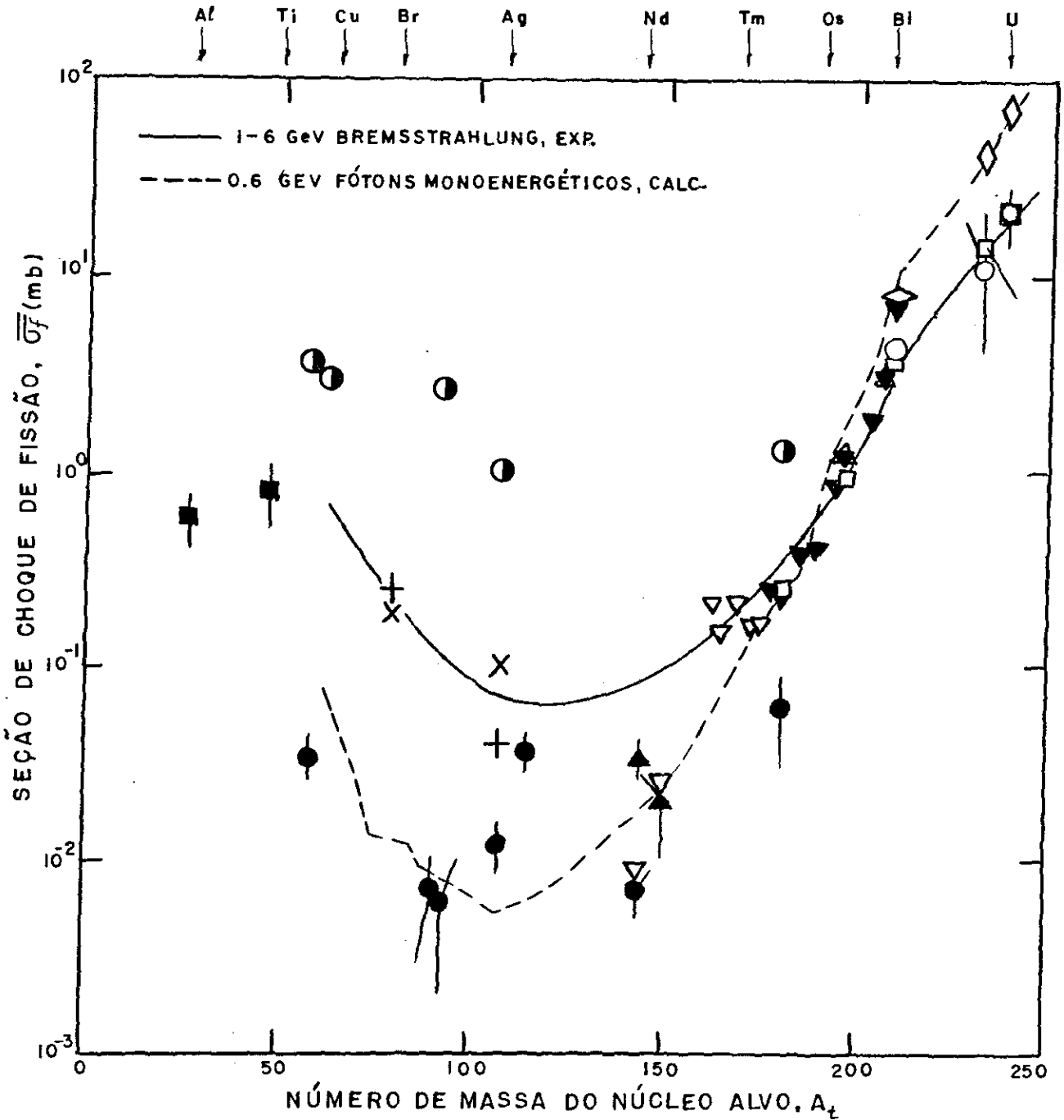


Figura 4.7.2 - Seção de choque de fissão versus o número de massa do núcleo alvo. Resultados de nossas estimativas de seções de choque média de fissão de prata e bromo, 1ª hipótese (+) e 2ª hipótese (x). Pontos experimentais:

- (emulsão nuclear) de Carvalho et al., 1 - 6 GeV, Ref. (37);
- (vidro) Vartapetyan et al., 1 - 6 GeV, Ref. (88);
- △ (vidro) Kroon e Forkman, 1 - 6 GeV, Ref. (89);
- ◇ (emulsão nuclear) Carbonara et al.; Ref. (91)
- ◊ (emulsão nuclear) de Carvalho et al., 0,3 - 1 GeV, Ref. (92);
- ▼ (vidro) Mitrofanova et al., 0,3 - 1,6 GeV, Ref. (90);
- ▽ (mica) Gann et al., Limiar - 1 GeV, Ref. (47);
- ⊙ (vidro) Kasilov et al., Fissão e Fragmentação; 0,8 - 1,5 GeV, Ref. (39);
- (CR-39) de Lima, 0,8 - 1,8 GeV, Refs. (49) e (50);
- (makrofol) de Lima, 0,8 - 1,8 GeV, Refs. (49) e (50);
- ▲ (mica) de Lima, 0,8 - 1,8 GeV, Refs. (49) e (50).

A linha tracejada (-----) é a curva teórica obtida por Iljinov et al. ⁽²⁾ com cálculos de Monte Carlo baseados no modelo nuclear de cascata-evaporação para fótons monoenergéticos de 0,6 GeV. A linha cheia (————) é uma curva ajustada "a olho" aos pontos experimentais existentes 1 - 6 GeV.

ionização de vários íons em emulsão nuclear Ilford. Esta fórmula, que ajustamos para o alcance de íons entre o neônio e argônio, é a seguinte:

$$R[\mu\text{m}] = 3,87 \left(\frac{E}{z}\right)^{0,94} M^{0,06} \quad , \quad (4.8.1)$$

onde E é a energia do íon expressa em MeV, z sua carga e M a massa do íon expressa em unidades da massa do próton. Entretanto, para calcularmos os alcances de fragmentos de fissão, por exemplo, temos que saber quais os prováveis fragmentos de fissão e suas energias. Para tanto, são necessárias algumas considerações sobre os possíveis produtos da fissão de prata e bromo por fótons de alta energia.

Na Tabela 4.8.1 mostramos dados relativos a fragmentos típicos de fissão de núcleos de prata e bromo por fótons de alta energia. Nesta tabela, indicamos, para cada núcleo alvo, a energia limiar experimental de fotofissão E_L e, para cada energia máxima de bremsstrahlung E_0 , a energia média incidente dos fótons do espectro de bremsstrahlung capaz de produzir um rendimento de fissão detectável, o núcleo médio que sofre fissão e o fragmento típico de fissão simétrica. Os limiares experimentais de fotofissão da prata e bromo foram obtidos das referências (7) e (49). A energia média dos fótons do espectro de bremsstrahlung é obtida na aproximação $1/K$ por

$$\bar{K} = \frac{\int_{E_L}^{E_0} K \left(\frac{dn}{dK}\right) dK}{\int_{E_L}^{E_0} \left(\frac{dn}{dK}\right) dK} \quad , \quad (4.8.2)$$

com

$$\frac{dn}{dK} = \frac{C}{\bar{K}} \quad (4.8.3)$$

(ver por exemplo a Figura 4.6.1.1).

Resulta, então:

$$\bar{K} = \frac{E_0 - E_L}{\ln \frac{E_0}{E_L}} \quad (4.8.4)$$

O núcleo médio que sofre fissão (Tabela 4.8.1) é obtido da média entre o núcleo de "spallation" (espalação) e o núcleo residual de cascata sendo estimado com base no trabalho de Barashenkov et al. ⁽⁶³⁾ sobre cálculos de Monte Carlo para reações fotonucleares em alta energia. Os valores $\langle Z_F \rangle$ e $\langle A_F \rangle$ do núcleo médio que sofre fissão são dados por

$$\langle Z_F \rangle = Z_t - \left(\frac{\Delta z + \Delta Z}{2} \right) \quad (4.8.5)$$

$$\langle A_F \rangle = A_t - \left(\frac{\Delta z + \Delta n + \Delta A}{2} \right) \quad (4.8.6)$$

onde Z_t e A_t são respectivamente o número atômico e número de massa do núcleo alvo, Δz e Δn o número de prótons e neutrons emitidos do núcleo na fase de cascata e ΔZ e ΔA o número total de prótons e nucleons emitidos na fase de cascata e evaporação.

Na Tabela 4.8.2 mostramos uma comparação entre alcances calculados e alcances medidos para fragmentos típicos de fissão de Ag e Br nas energias máximas de bremsstrahlung E_0 investigadas. As energias dos fragmentos típicos de fissão simétrica, de prata e bromo (4ª e 8ª colunas, respectivamente) foram estimadas a partir da Figura 4.8.1 onde mostramos a energia cinética total média, \bar{E}_T , versus $Z_F^2/A_F^{1/3}$ (o índice F refere-se ao núcleo que sofre fissão) para a fissão simétrica de núcleos de massa interme-

TABELA 4.8.1 - Dados relativos a fragmentos típicos de fissão de Ag, Br induzida por fótons de alta energia.

Núcleo Alvo	Limiar "exper." de fotofissão E_L (GeV)	Energia Máxima de bremsstrahlung E_0 (GeV)	Energia Média incidente † \bar{K} (GeV)	Núcleo Médio que sofre fissão* Z_f	Núcleo Médio que sofre fissão* A_f	Fragmento típico de fissão simétrica
$^{107}_{47}\text{Ag}$	$\sim 0,42$	1,00	0,67	44	100	Ti^{50}
		1,20	0,74	44	98	Ti^{49}
		1,80	0,94	44	98	Ti^{49}
		1,90	0,98	44	96	Ti^{48}
		2,61	1,19	44	94	Ti^{47}
		3,20	1,36	42	94	Sc^{47}
		5,49	1,97	42	92	Sc^{46}
$^{79}_{35}\text{Br}$	$\sim 0,44$	1,00	0,68	32	72	S^{36}
		1,20	0,76	32	70	S^{35}
		1,80	0,97	32	70	S^{35}
		1,90	1,00	32	70	S^{35}
		2,61	1,22	30	68	P^{34}
		3,20	1,39	30	68	P^{34}
		5,49	2,00	30	66	P^{33}

† Calculada pela equação (4.8.4).

* Estimado com base no trabalho de Barashenkov et al. (63), ver equações (4.8.5) e (4.8.6).

TABELA 4.8.2 - Comparação entre alcances calculados e alcances medidos para fragmentos típicos de fissão de Ag e Br induzida por fótons de bremsstrahlung de energia máxima E_0 .

E_0 [GeV]	Alvo de Prata, $^{107,109}\text{Ag}$		Alvo de Bromo, $^{79,81}\text{Br}$		Emulsão (Ag, Br)	
	Fragmento típico de Fissão Simétrica* <Z> <A> <E[MeV]>†	Alcance Calculado† R [µm]	Fragmento típico de Fissão Simétrica <Z> <A> <E[MeV]>†	Alcance Calculado† R [µm]	Alcance Médio, \bar{R} [µm] Calculado	Alcance Médio, \bar{R} [µm] Medido‡
1,00	22 50 34	7,4	16 36 26	7,6	7,5	$6,3 \pm 0,3$
1,20	22 49 34	7,4	16 35 26	7,6	7,5	$7,9 \pm 0,2$
1,80	22 49 34	7,4	16 35 26	7,6	7,5	$8,1 \pm 0,2$
1,90	22 48 34	7,4	16 35 26	7,6	7,5	$6,8 \pm 0,4$
2,61	22 47 34	7,3	15 34 25	7,7	7,5	$7,1 \pm 0,2$
3,20	21 47 33	7,5	15 34 25	7,7	7,6	$6,5 \pm 0,2$
5,49	21 46 33	7,4	15 33 25	7,7	7,6	$6,8 \pm 0,2$

*Ver Tabela 4.8.1.

†Valores estimados a partir da Figura 4.8.1.

‡Valores calculados mediante a equação (4.8.1).

§ Média entre os alcances do fragmento leve e pesado (ver Tabela 4.4.1).

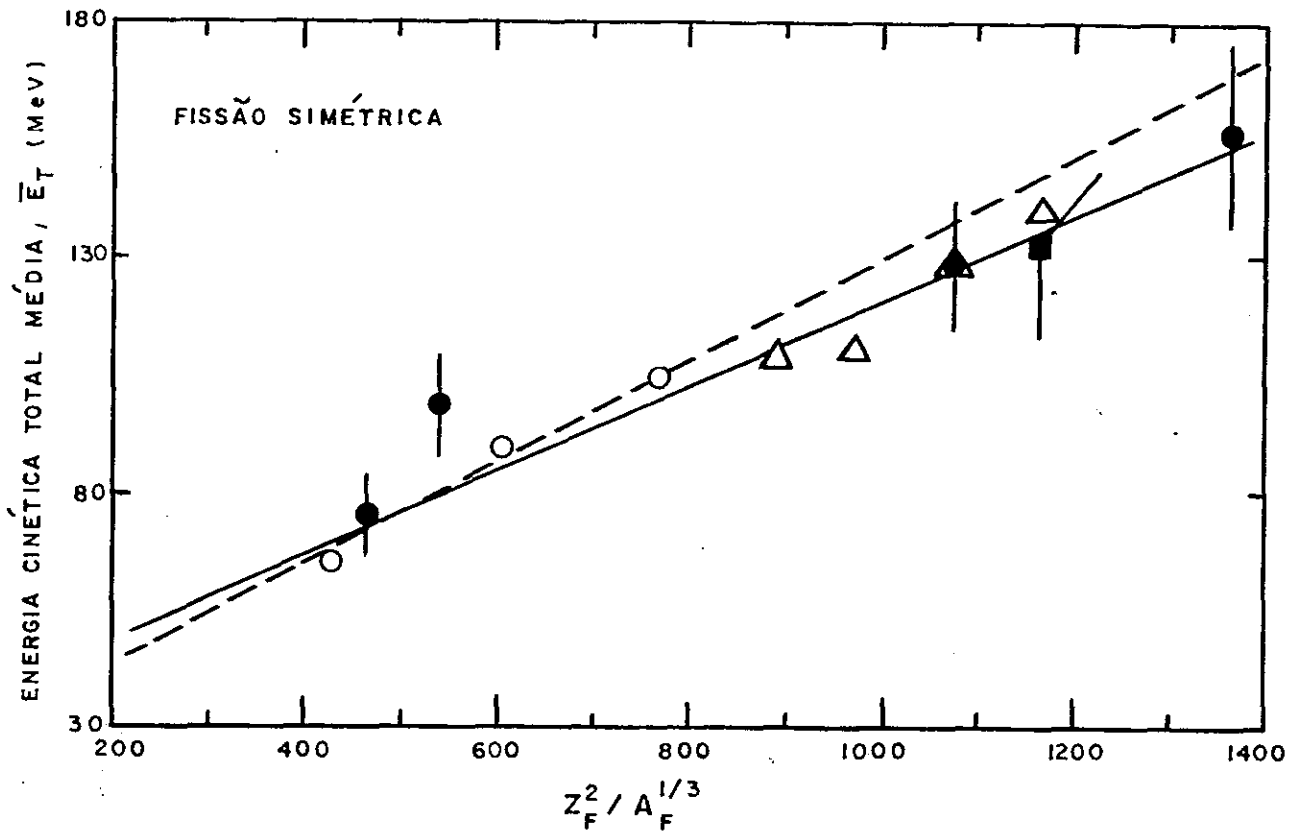


Figura 4.8.1 - Valores experimentais da energia cinética total média liberada na fissão simétrica de núcleos de massa intermediária e pesados. Os dados experimentais foram obtidos de:

- Andersson et al., 600 MeV prótons, Ref. (4);
- Kiely et al., 580 MeV bremsstrahlung, Ref. (11);
- Areskoug et al., 600 MeV bremsstrahlung, Ref. (93);
- △ Kotov et al., 1 GeV prótons, Ref. (94).

A linha reta (—) é um ajuste dos pontos experimentais pelo método dos mínimos quadrados. Enquanto, a linha tracejada (-----) é a reta ajustada por Viola Jr. (95) a dados experimentais obtidos no estudo da fissão simétrica de núcleos de massa intermediária e pesados.

diária e pesados. A linha reta na Figura 4.8.1 é um ajuste a pontos experimentais pelo método dos mínimos quadrados, enquanto a linha tracejada é a reta ajustada por Viola Jr. ⁽⁹⁵⁾ a dados experimentais obtidos no estudo da fissão simétrica de núcleos intermediários e pesados.

Podemos observar na Tabela 4.8.2 que os nossos resultados de alcances médios para fragmentos de fissão de núcleos de Ag e Br estão em bom acordo com os alcances calculados com base em estimativas de fragmentos típicos de fissão simétrica e energias correspondentes.

4.9 - DISTRIBUIÇÕES DE VELOCIDADE DE FRAGMENTOS NUCLEARES

Apresentamos na Figura 4.9.1 as distribuições de velocidade de fragmentos nucleares (fragmentos leve R_L e pesado R_H) resultantes da fissão e fragmentação de prata e bromo por fótons de bremsstrahlung de energias máximas de 1,8 e 3,2 GeV. Estas distribuições são obtidas das relações alcance-velocidade de Heckman et al. ⁽⁸¹⁾, as quais são praticamente independentes da massa do fragmento na região de massas entre ^{16}O e ^{40}Ar conforme mostraram Baker e Katcoff ⁽⁹⁶⁾ em trabalho realizado sobre a fissão de Ag e Br em emulsões nucleares por prótons de 1,2 e 3 GeV. Como podemos ver na Figura 4.9.1, as velocidades estão distribuídas, para as energias consideradas, em um largo intervalo de valores desde aproximadamente 0,02 a 0,07 c. O valor em torno a 0,02c corresponde à velocidade de um fragmento pesado típico (reco nuclear) de número de massa $A \sim 70$ com alcance $R_H \sim 3,5 \mu\text{m}$ e energia $E \sim 14 \text{ MeV}$. Valores em torno a 0,065c correspondem a ve-

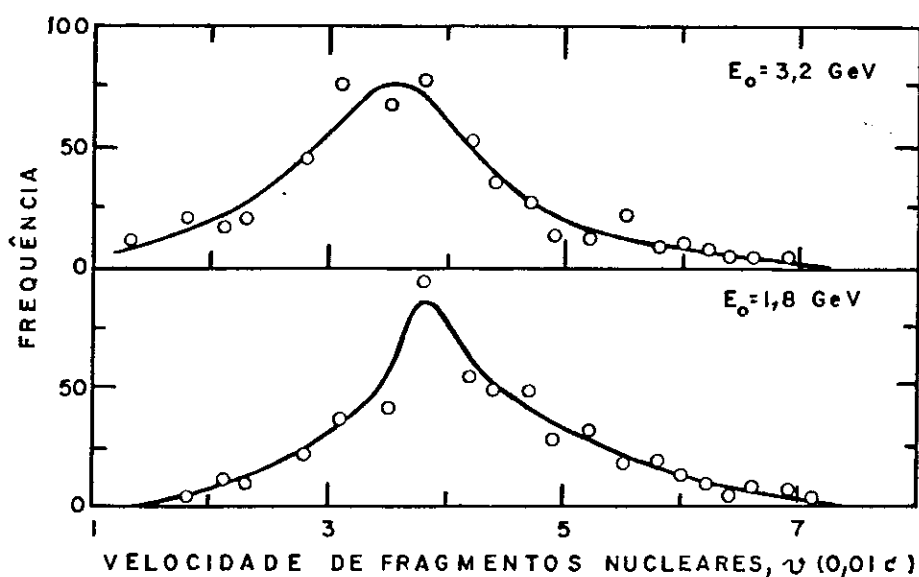


Figura 4.9.1 - Distribuições de velocidade de fragmentos nucleares (fragmentos leve R_L e pesado R_H) nas energias máximas de bremsstrahlung de 1,8 e 3,2 GeV.

locidades de fragmentos leves como, por exemplo, fragmentos com $A \sim 20$, $R_L \sim 18\mu\text{m}$ e $E \sim 40 \text{ MeV}$. As velocidades de fragmentos de fissão estão distribuídas, principalmente, entre $\sim 0,03$ a $0,06c$. Por exemplo, na energia de bremsstrahlung de 1,8 GeV, para o alcance médio ($R \sim 8\mu\text{m}$) de fissão de Ag e Br determinado experimentalmente, obtemos o valor médio de $0,039 c$ para a velocidade do fragmento típico de fissão simétrica de Prata (^{49}Ti) e de $0,042c$ para o fragmento típico de fissão simétrica do Bromo (^{35}S) e cujas energias são aproximadamente 35 e 29 MeV, respectivamente (cf. Tabela 4.8.2).

4.10 - FISSÃO TERNÁRIA

Nas chapas analisadas no presente trabalho foram observados também eventos atribuíveis ao modo de desintegração em três fragmentos fortemente ionizantes correspondentes a fragmentos

de massas comparáveis, isto é, um caso típico de fissão ternária. Como exemplo, mostramos na Tabela 4.10.1, um evento típico de fissão ternária observado na energia máxima de bremsstrahlung de 1 GeV. Como pode ser visto na tabela, os alcances dos fragmentos individuais são comparáveis entre si e a soma dos ângulos (ω) entre os fragmentos é, dentro das incertezas das medidas, igual a $\sim 360^\circ$. Além disso, a representação vetorial dos traços dos fragmentos \vec{R}_1 , \vec{R}_2 e \vec{R}_3 (ver Apêndice B) nos permite verificar que o ângulo entre $\vec{R}_1 \times \vec{R}_2$ e \vec{R}_3 é muito aproximadamente igual a 90° . Isto nos indica que os fragmentos R_1 , R_2 e R_3 emitidos são aproximadamente coplanares, o que caracteriza bem um evento de fissão ternária.

TABELA 4.10.1 - Dados referentes a um evento típico de fissão ternária registrado em emulsão nuclear.

Ângulo da projeção do traço no plano da emulsão, α^\dagger		Ângulo do traço com o plano da emulsão, β^\dagger		Alcance dos fragmentos, R(μ m)		Razão de Alcances	Ângulo* entre fragmentos, ω
α_1	α_2	β_1	β_2	R_1	R_2	R_1/R_2	ω_{12}
26°	135°	-31°	-35°	9,1	8,4	1,08	86°
α_2	α_3	β_2	β_3	R_2	R_3	R_2/R_3	ω_{23}
135°	252°	-35°	29°	8,4	4,9	1,71	127°
α_3	α_1	β_3	β_1	R_3	R_1	R_1/R_3	ω_{31}
252°	26°	29°	-31°	4,9	9,1	1,86	140°

* Calculado com o uso da equação (3.5.3.1.1).

† Ver Figura 3.5.3.1.1.

No que diz respeito à frequência de fissão ternária em relação à de fissão ordinária (binária) observamos que, para energias máximas de bremsstrahlung até 1,8 GeV, eventos atribuíveis à fissão ternária estão presentes na proporção de 7/1000 e que, pa-

ra a energia de 5,49 GeV, esta proporção cresce para 17/1000.

4.11 - CONCLUSÕES

Experiências com fótons de alta energia ($E \geq 1$ GeV) para estudo de reações de fissão e fragmentação nuclear de núcleos de massa intermediária têm sido realizadas por meio de diferentes técnicas experimentais. No entanto, estes resultados são escassos, principalmente no caso da fragmentação, e muitas vezes discordantes entre si (ver Capítulo I). Isto deve-se ao fato de que existem várias dificuldades para a obtenção de dados experimentais sobre essas reações. Entre estas, destacamos o baixo rendimento das reações (seções de choque da ordem de 10^{-3} a 1 mb) e a falta de um método preciso de discriminação de eventos de fissão daqueles de fragmentação nuclear.

Com a técnica de separação radioquímica, torna-se bastante difícil distinguir produtos de fissão dos produtos de fragmentação nuclear⁽³⁴⁾. Além disso, a distribuição assimétrica de massa dos produtos de fissão de núcleos pesados induzida por partículas de baixa energia modifica sua forma em alta energia tornando-se predominantemente simétrica, sendo esta distribuição mais larga e acentuada em núcleos de massa intermediária, impossibilitando, assim, uma separação dos outros produtos da desintegração nuclear⁽⁶⁶⁾.

Com detector sólido de traços (mica) é ainda difícil a discriminação entre eventos de fissão e fragmentação de núcleos de massa intermediária, devido ao alto limiar para registro de fragmentos ($z \geq 12$) que impossibilita, deste modo, o registro de frag

mentos leves típicos de fragmentação⁽⁹⁷⁾. Outra dificuldade em mica, é a pouca precisão obtida na medida de alcance dos traços registrados, o que implica numa discriminação pouco nítida entre os eventos de fissão e os demais fragmentos pesados (recuos nucleares).

O vidro, outro detector sólido de traços, é bastante utilizado em experiências de determinação de seções de choque de fissão em alta energia. No entanto, as dificuldades para discriminar eventos de fissão e fragmentação são ainda maiores não só pela pouca precisão na medida de alcances dos eventos registrados como também pelo alto limiar de detecção, pois registra somente fragmentos nucleares com $A \geq 30$ ⁽⁹⁷⁾. Além disso, o vidro tem baixa eficiência de detecção. Outros detectores sólidos de traços (plásticos), como o makrofol e o CR-39, apresentam sensibilidade consideravelmente superior à do vidro e mica⁽⁹⁸⁾. Por exemplo, makrofol é capaz de registrar traços produzidos por partículas alfa de baixa energia, e o CR-39, recentemente usado como detector de partículas carregadas possui sensibilidade suficiente para registrar prótons de energia até cerca de 20 MeV. Entretanto, o fundo intenso de traços de partículas não-desejáveis (prótons e dêuterons no CR-39, partículas alfa no makrofol, etc.), na presença de fragmentos altamente ionizantes como os produtos de fissão e fragmentação nuclear, dificulta a identificação dos diferentes fenômenos.

Com o uso de emulsões nucleares as dificuldades em discriminar eventos de fissão daqueles de fragmentação podem ser consideravelmente diminuídas, pois é possível fazer uma diferenciação precisa entre os traços de fissão e aqueles provenientes de outras reações. Empregando-se uma técnica especial de emulsão para detecção de fragmentos altamente ionizantes e mediante uma aná

lise rigorosa das distribuições de alcance, angular e de ângulo entre fragmentos, e ainda com o auxílio de relações empíricas que nos fornecem estimativas de energia, alcance a velocidade dos fragmentos nucleares em emulsão, podemos separar os produtos de fissão daqueles de fragmentação. Isto é possível, pois a emulsão é utilizada como alvo e detector simultaneamente, permitindo assim 100% de eficiência para registro de traços em todo seu volume.

Pelo método acima mencionado, que desenvolvemos para processar e analisar os dados experimentais do presente trabalho, apresentamos e discutimos uma série de resultados experimentais neste capítulo. Os nossos resultados, que dizem respeito a reações de fissão e fragmentação de núcleos de prata e bromo induzidas por fótons de energias no intervalo de $\sim 1 - 6$ GeV, englobam medidas de alcance de fragmentos nucleares, distribuições angulares, distribuições de ângulo entre fragmentos, distribuições de velocidade, seções de choque e fissionabilidade. Estes dados são, em sua quase totalidade, únicos na literatura, podendo apenas ser comparadas as medidas de seção de choque e fissionabilidade da prata em energias $E \sim 1$ GeV (cf. Figs. 4.7.1 e 4.7.2). Os demais resultados podem ser confrontados com dados de reações induzidas em prata e bromo por partículas de alta energia, principalmente prótons ^(96,99-102).

Os dados experimentais de que dispomos e a discussão feita nas seções precedentes nos permitem concluir que:

- i) o método de análise de traços em emulsão nuclear desenvolvido no presente trabalho mostrou ser capaz de separar eventos decorrentes dos fenômenos de fissão e fragmentação nuclear;

- ii) as seções de choque médias de fotofissão e fotofragmentação de núcleos de prata e bromo entre 1 e 6 GeV são $(0,29 \pm 0,05)$ mb e $(0,09 \pm 0,02)$ mb, respectivamente. A seção de choque média de fotofragmentação é, portanto, significativa quando comparada à de fotofissão no intervalo de energia investigado;
- iii) a fissionabilidade de núcleos de massa intermediária ($A < 160$) cresce com o aumento da energia do fóton incidente, desde o limiar experimental ($\sim 0,25-0,45$ GeV) até 6 GeV;
- iv) os eventos de fissão ternária em relação aos de fissão binária são observados na proporção de $\sim 1\%$ para energias de bremsstrahlung incidentes até 1,8 GeV; esta proporção aumenta para $\sim 2\%$ para a energia incidente de 5,49 GeV;
- v) existe uma emissão preferencial de fragmentos de fissão no mesmo sentido do feixe incidente, sendo a razão "forward" / "backward" = $1,20 \pm 0,02$ independente da energia incidente, o que está em bom acordo com os trabalhos experimentais de Kroon e Forkman ⁽⁸⁹⁾ e Makowska e colaboradores ⁽¹⁰²⁾;
- vi) no caso da fragmentação, existe uma emissão preferencial de fragmentos mais acentuada que a emissão de fragmentos de fissão; a razão "forward"/"backward" apresenta um crescimento de 1,10 a 1,75 com a energia incidente no intervalo de energia investigado;
- vii) da cinemática dos fragmentos resultantes da interação de fótons de alta energia (1 - 6 GeV) com núcleos de Ag e Br, a velocidade média de recuos, fragmentos de fissão e fragmentos mais leves de fragmentação são, aproximadamente, 0,020c; 0,040c e 0,060c, respectivamente;

- viii) a grande maioria de traços não-colineares analisados (93%) apresenta ângulo entre os fragmentos maior que 90° , o que é indicativo de pequeno momentum transferido pelo fóton incidente ao núcleo residual que se desintegra;
- ix) a razão entre os alcances de fragmentos leve e pesado R_L / R_H tem uma distribuição que é independente da energia do feixe incidente no intervalo de energia investigado; esta distribuição decresce acentuadamente com o aumento da razão R_L / R_H ;
- x) os valores médios dos alcances de fragmentos de fissão de Ag e Br ($7,1 \pm 0,2 \mu\text{m}$), de recuos nucleares ($3,6 \pm 0,2 \mu\text{m}$) e de fragmentos leves de fotofragmentação ($14,5 \pm 0,8 \mu\text{m}$) são comparáveis aos obtidos para reações induzidas por prótons em emulsão (96,99-102).

Finalizando, queremos destacar a importância de se fazer estudos teóricos, principalmente, cálculos de Monte Carlo baseados no modelo nuclear de cascata-evaporação para reações nucleares em alta energia que levem em conta estados nucleares de pré-equilíbrio, que permitam uma confrontação com os resultados aqui apresentados. Por outro lado, esperamos que trabalhos experimentais futuros nesta linha de pesquisa, forneçam dados adicionais que possam confirmar com maior evidência nossos resultados.

APÊNDICE A

EMULSÃO NUCLEAR

A.1 - CARACTERÍSTICAS E PROPRIEDADES

A emulsão nuclear é uma dispersão de grãos de halogenetos de prata (basicamente de brometos) em gelatina. A gelatina em contato com os grãos é adsorvida nos mesmos e constitui uma espécie de envoltório que recobre os grãos. A relação em peso de halogeneto de prata para gelatina é de 83 para 17 e em volume de 49 para 51.

Uma das características da emulsão nuclear é a alta concentração de brometo de prata. Enquanto as películas de emulsão fotográficas comuns têm espessuras de 5 a 10 microns, as películas de emulsões nucleares têm de 25 a 1200 microns. A relação em peso AgBr/gelatina nas emulsões nucleares é cerca de 5 vezes maior que a usada em fotografia comum (47/53). Os diâmetros dos grãos de brometo de prata variam de 0,1 a 0,4 microns nas emulsões nucleares, enquanto variam de 0,5 a 3 microns nas emulsões fotográficas.

Somente em 1945, foram produzidas emulsões nucleares com a finalidade de registrar traços de partículas carregadas. O emprego das novas emulsões nucleares possibilitou a obtenção de resultados excepcionais tais como o descobrimento do méson π

por Lattes e colaboradores ⁽¹⁰³⁾ e a primeira medida da meia-vida de fissão espontânea do urânio (13×10^{15} anos) por Perfilov ⁽¹⁰⁴⁾. As emulsões nucleares têm sido também utilizadas como principal detector na medida de meia-vida extremamente alta ($\sim 10^{11}$ a 10^{15} anos) de atividade alfa de elementos terras raras (neodímio, samário, gadolínio, etc) ⁽¹⁰⁵⁾. Atualmente, a emulsão nuclear é largamente empregada como detector de partículas ionizantes, destacando-se o estudo de reações nucleares induzidas por prótons ⁽¹⁰⁶⁾ e íons pesados de alta energia ⁽¹⁰⁷⁾.

A emulsão nuclear tem excelente resolução espacial para registro de traços de partículas ionizantes (10^{-4} cm) e possui as seguintes propriedades: poder frenador ("stopping power") cerca de 2000 vezes o dos gases à pressão de uma atmosfera; registra continuamente partículas ionizantes durante a exposição; é altamente higroscópica e sua massa específica varia com a umidade relativa do ambiente. Segundo de Carvalho ⁽¹⁰⁸⁾, a variação de massa específica (D) da emulsão nuclear Ilford G5 em função da umidade relativa (UR) é dada pela equação empírica

$$D[\text{g/cm}^3] = 4,033 - 0,038 \exp(0,0288 \text{ UR}) \quad (\text{A.1})$$

cuja concordância com os resultados experimentais é melhor que 1%.

A sensibilidade das emulsões nucleares varia de acordo com o tipo de emulsão, estando ligada ao tamanho e densidade dos grãos de halogenetos de prata. Algumas emulsões de baixa sensibilidade, como a Ilford K0, só registram partículas fortemente ionizantes como as partículas alfa de baixa energia e fragmentos de fissão. Outras emulsões de alta sensibilidade, como a Ilford

G5, registram partículas monocarregadas (elêtron, próton, méson, etc) mesmo no mínimo de ionização ⁽¹⁰⁸⁾. A composição química média das emulsões nucleares das séries G, K e L fabricadas pela Ilford, pode ser vista na Tabela A.1.1 ⁽⁷⁸⁾.

TABELA A.1.1- Composição média da emulsão nuclear Ilford das séries, G, K e L a 58% de umidade relativa ($\rho = 3,827 \pm 0,036 \text{ g/cm}^3$).

Elemento	Número Atômico Z_i	Peso Atômico A_i	Concentração		
			(g/cm^3)	10^{20} átomos/ cm^3 N_i	Percentual em peso P_i (%)
Prata	47	107,88	$1,817 \pm 0,029$	101,4	47,5
Bromo	35	79,916	$1,338 \pm 0,020$	100,8	35,0
Iôdo	53	126,93	$0,0120 \pm 0,0002$	0,569	0,3
Carbono	6	12,000	$0,277 \pm 0,006$	139	7,2
Hidrogênio	1	1,008	$0,0534 \pm 0,0012$	319	1,4
Oxigênio	8	16,000	$0,249 \pm 0,005$	93,7	6,5
Nitrogênio	7	14,008	$0,074 \pm 0,002$	31,8	1,9
Enxôfre	16	32,06	$0,0072 \pm 0,0002$	1,35	0,2

Emulsões nucleares podem ser também carregadas com elementos tais como boro, magnésio, samário, neodímio, bismuto, tório, urânio e outros para diversos propósitos de estudo (reações nucleares, fissão induzida ou espontânea, atividade alfa, etc) ^(62,69). O diâmetro e a forma dos grãos de halogenetos de prata podem variar em emulsões nucleares de mesma composição química. Esta é uma das características dos diferentes tipos de emulsão. Os diâmetros médios dos grãos na emulsão G5, K0 e L4 da Ilford são 0,27; 0,20 e 0,14 microns, respectivamente. As emulsões podem ser adquiridas em diversos fabricantes, entre estes citamos a Fuji Films (Tokyo), Kodak Ltda. (Harrow) e Ilford Ltda. (Londres).

A.2 - A IMAGEM LATENTE

Quando uma emulsão fotográfica é submetida a uma exposição luminosa, geralmente não há nenhuma modificação observável na película. Quando a exposição é muito grande pode-se vislumbrar, mesmo sem o auxílio da revelação, uma imagem muito fraca^(*) produzida pela luz projetada na emulsão fotográfica. Os precursores da fotografia chamaram-na de "imagem latente", tendo em conta que é possível ser fortemente intensificada pela ação de um banho revelador. O significado atual da imagem latente, entretanto, restringe-se ao fato de os grãos de halogenetos de prata, por efeito da radiação incidente ou por serem atravessados por partículas carregadas, se encontram sensibilizados, tornando-se capazes de serem reduzidos à prata metálica por meio de um banho revelador. A formação de uma imagem revelável em um cristal de halogenetos de prata exige uma quantidade de energia tão pequena (\sim eV) que a modificação operada no cristal se restringe a um pequeno número de íons do cristal. A imagem latente não se encontra localizada unicamente na superfície dos grãos de halogenetos de prata. Uma parte desta imagem latente se encontra situada internamente enquanto a outra se localiza na superfície do cristal. Um revelador especial "sem solvente" (sulfito de sódio), de halogenetos de prata revela apenas a imagem externa ou superficial.

A imagem latente externa pode ser destruída ("fading") por oxidação, dissolução e lavagem da superfície do grão, deixando contudo intacta e pronta para uma revelação posterior com "sol

^(*) Este fenômeno é conhecido como "print-out" (efeito de impressão) da imagem latente.

vente" a imagem latente interna⁽¹⁰⁸⁾. Entretanto, a imagem latente total pode desaparecer durante o tempo que vai da exposição à revelação. Este processo é chamado de "fading" físico e consiste na ejeção termoiônica de elétrons da prata, convertendo Ag em Ag⁺. De um modo geral, observa-se que o desaparecimento da imagem latente ("fading") aumenta com a quantidade de água contida na emulsão, com a temperatura, com o baixo pH da emulsão e com o armazenamento em meio oxidante. Para se evitar o "fading", deve-se portanto ter um pH da gelatina neutro ou alcalino e o armazenamento precisa ser realizado à baixa temperatura, de preferência no vácuo e com as películas bem secas.

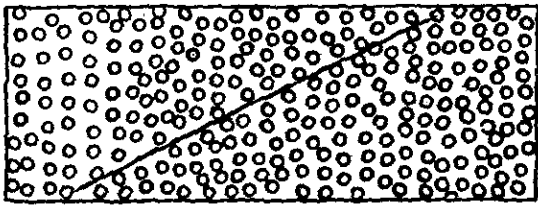
A.3 - REVELAÇÃO DE TRAÇOS

Quando uma partícula carregada na sua trajetória, atravessa um certo número de grãos de brometo de prata, o número de elétrons que a partícula produz na faixa de condução é proporcional à energia. Se o número de elétrons for suficiente para produzir uma imagem latente, o grão será reduzido à prata metálica quando revelado. A fixação retirará os grãos de brometo de prata que não foram atravessados pelas partículas ionizantes e as trajetórias poderão ser observadas ao microscópio, podendo assim ser inferidas a energia da partícula, o alcance, etc. Como o volume final é deficiente em brometo de prata, há uma contração da película, que é levada em conta nas medidas (Figura A.3.1).

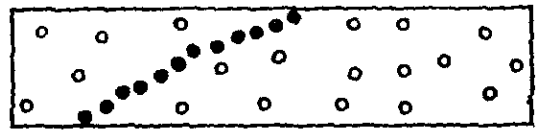
As principais etapas a serem observadas no estudo de fenômenos físicos com o uso de emulsão nuclear como detector são as seguintes:

- (a) escolha da emulsão apropriada (sensibilidade);
- (b) exposição (irradiação);
- (c) revelação adequada;
- (d) fixação;
- (e) lavagem e secagem;
- (f) análise ao microscópio.

Para detalhes dos assuntos abordados neste Apêndice, ver as referências (62), (69), (78) e (108).



ANTES DA REVELAÇÃO



DEPOIS DA REVELAÇÃO

Figura A.3.1 - Traço de uma partícula carregada em emulsão.

APÊNDICE B

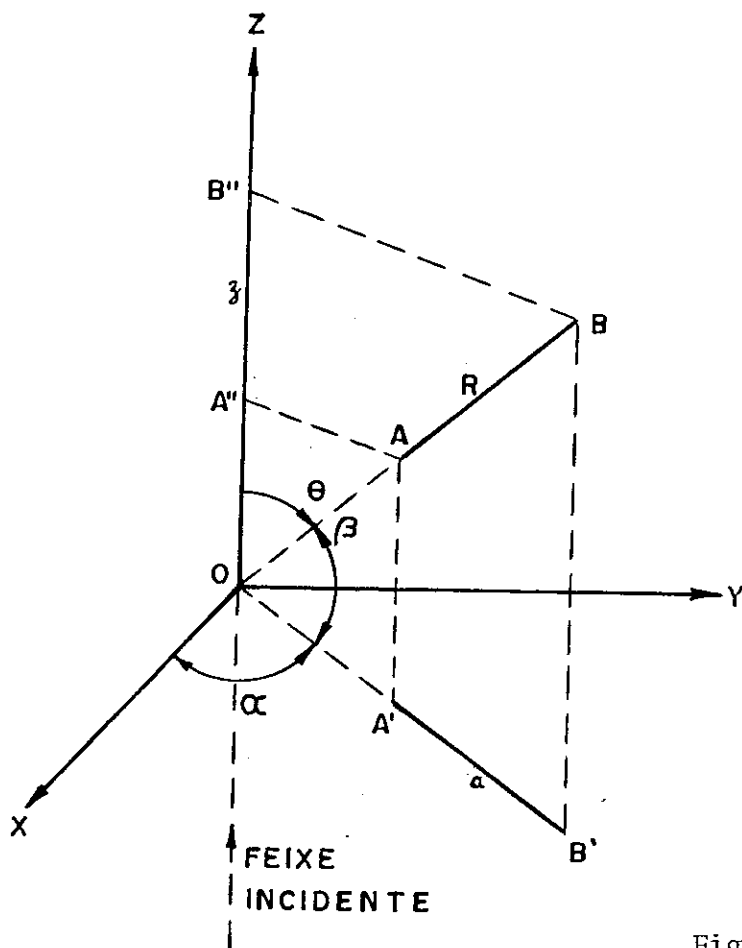
MEDIDA DE ALCANCES E DISTRIBUIÇÕES ANGULARES DE FRAGMENTOS NUCLEARES EM EMULSÃO

B.1 - MEDIDA DE ALCANCES

A medida do alcance de um traço produzido por um fragmento nuclear de alto poder de ionização em emulsão é obtida, in diretamente, medindo-se as seguintes grandezas (ver Fig. B.1.1).

- (a) a projeção a do traço R no plano da emulsão, diretamente por meio de uma escala calibrada existente numa das oculares do microscópio;
- (b) o "dip" z, isto é, a distância vertical entre as extremidades do traço R, por meio de um micrômetro (com precisão de $0,5\mu\text{m}$) acoplado ao movimento fino vertical do canhão do microscópio. Focalizando sucessivamente as extremidades do traço e fazendo leituras no micrômetro, determina-se por diferença, a distância vertical z entre as referidas extremidades;
- (c) o ângulo α da projeção do traço R no plano da emulsão, por meio da leitura em um goniômetro adaptado à ocular do microscópio.

O alcance R é então dado, de acordo com a Fig. B.1.1, pela expressão



$AB=R$ - traço do fragmento
 $A''B''=z$ - "dip" (distância vertical entre as extremidades do traço).

$A'B'=a$ - distância entre as extremidades da projeção do traço sobre o plano da emulsão.

OZ - direção do feixe incidente.

XOY - plano da emulsão

θ - ângulo do traço com a direção do feixe incidente.

β - ângulo de "dip" (ângulo do traço com o plano da emulsão).

α - ângulo da projeção do traço no plano da emulsão com a direção OX.

Figura B.1.1-Orientação no espaço do traço de um fragmento nuclear registrado em emulsão nuclear quando o feixe incide perpendicularmente à emulsão.

$$R = (a^2 + z^2)^{1/2} \quad . \quad (B.1.1)$$

No entanto, não podemos calcular o alcance R por esta expressão, sem levarmos em conta as correções necessárias nas medidas de a e z.

Devido ao processo de revelação, as películas de emulsão sofrem contrações (durante a fixação o brometo de prata não revelado é dissolvido e retirado da emulsão diminuindo, desta forma, seu volume). A correção devido à contração da película é feita pelo fator de contração FC que é obtido pela razão entre a média das medidas de espessura da película antes da revelação e a média das medidas de espessura da película efetuada diariamente

ao microscópio. Em geral, o fator de contração é medido duas vezes por dia, uma vez que varia com a temperatura e umidade do ambiente. O fator de contração FC quando multiplicado pela distância vertical entre as extremidades do traço z ("dip") dá a medida verdadeira da profundidade do traço no volume da emulsão. Por sua vez, a medida da projeção do traço a no plano da emulsão quando multiplicado pelo fator

$$[(\cos\alpha \times \text{CALH})^2 + (\text{sen}\alpha \times \text{CALV})^2]^{1/2} \quad (\text{B.1.2})$$

que leva em conta as variações em comprimento e largura da película (ver Seção 3.5.1) dá a medida verdadeira de a. Então, o alcance verdadeiro R do traço produzido por um fragmento nuclear na emulsão é dado por

$$R = [a^2 [(\cos\alpha \times \text{CALH})^2 + (\text{sen}\alpha \times \text{CALV})^2] + (z \times \text{FC})^2]^{1/2} \quad (\text{B.1.3})$$

Os alcances de traços produzidos por fragmentos nucleares em todas as chapas examinadas ao microscópio são calculados por meio da equação (B.1.3) com o uso de um programa em linguagem FORTRAN, no computador IBM/370-158 do Laboratório de Cálculo e Computação Científica, LCC-CNPq.

B.2 - DISTRIBUIÇÕES ANGULARES E DE ÂNGULO ENTRE FRAGMENTOS NUCLEARES

A distribuição angular dos eventos formados por dois traços tendo a mesma origem é obtida de acordo com as considera-

ções gerais abordadas no Capítulo III, ítem 3.5.3, para a determinação da frequência do número de fragmentos nucleares emitidos por unidade de ângulo sólido segundo uma direção θ com o feixe incidente na emulsão. A obtenção da distribuição angular é de grande importância, pois nos permite calcular a razão de emissão de fragmentos para frente e para trás em relação ao feixe incidente ("forward"/"backward") nas reações nucleares de fissão e fragmentação.

Na Fig. B.2.1 mostramos as grandezas $(\alpha_L, \beta_L, \theta_L$ e α_H, β_H e θ_H) necessárias à determinação da "orientação" dos traços para o fragmento leve R_L e fragmento pesado R_H emitidos na fissão e fragmentação nuclear. A partir também dessas grandezas, podemos calcular a distribuição de ângulo ω entre os fragmentos R_L e R_H . Um traço R , produzido por um fragmento nuclear no volume da emulsão, pode ser representado como

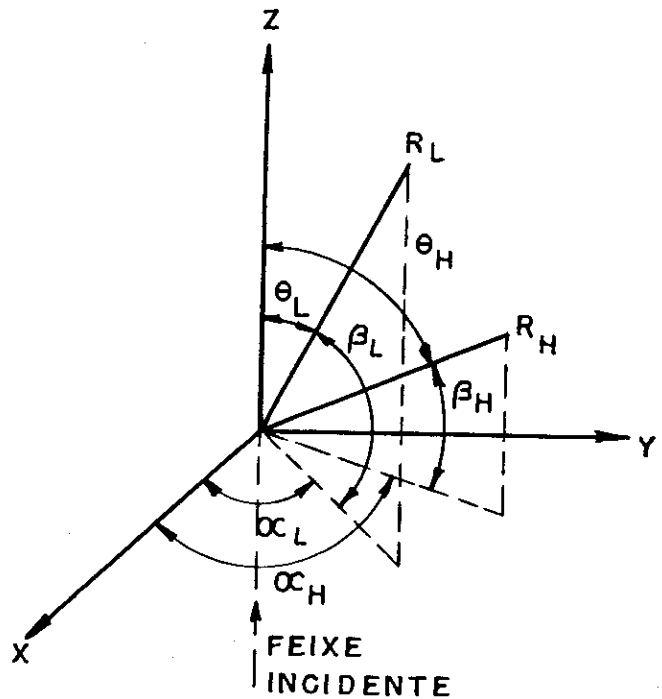


Figura B.2.1 - Ângulos θ, β, α , em emulsão dos fragmentos R_L e R_H .

$$\vec{R} = R_x \vec{i} + R_y \vec{j} + R_z \vec{k} \quad (B.2.1)$$

onde

$$\begin{aligned} R_x &= (R \cos\beta) \cos\alpha \\ R_y &= (R \cos\beta) \sin\alpha \\ R_z &= R \sin\beta \end{aligned} \quad (B.2.2)$$

Então, R_L e R_H podem ser expressos como

$$\vec{R}_L = (R_L \cos\beta_L) \cos\alpha_L \vec{i} + (R_L \cos\beta_L) \text{sen}\alpha_L \vec{j} + R_L \text{sen}\beta_L \vec{k} \quad (\text{B.2.3})$$

$$\vec{R}_H = (R_H \cos\beta_H) \cos\alpha_H \vec{i} + (R_H \cos\beta_H) \text{sen}\alpha_H \vec{j} + R_H \text{sen}\beta_H \vec{k}$$

O produto escalar de \vec{R}_L e \vec{R}_H é dado por

$$\vec{R}_L \cdot \vec{R}_H = R_L R_H \cos\omega \quad (\text{B.2.4})$$

onde ω é o ângulo entre R_L e R_H . Por substituição de \vec{R}_L e \vec{R}_H dados pelas equações (B.2.3) em (B.2.4), e expressando o valor de $\cos\omega$, obtemos

$$\cos\omega = \frac{\cos(\alpha_L - \alpha_H) + \text{tg}\beta_L \text{tg}\beta_H}{[(1 + \text{tg}^2\beta_L)(1 + \text{tg}^2\beta_H)]^{1/2}} \quad (\text{B.2.5})$$

Esta é a expressão usada para a obtenção das distribuições de ângulo entre fragmentos nucleares de fissão e fragmentação neste trabalho. Esta expressão, está de acordo com a dada por Bar - kas⁽⁷⁸⁾ para cálculo de ângulo formado entre dois traços quaisquer em emulsão.

BIBLIOGRAFIA

- (1) - L.A. Vaishnene, L.N. Andronenko, G.G. Kovshevny, A.A. Kotov, G.E. Solyakin e W. Neubert, Fission Cross Sections of Medium-Weight and Heavy Nuclei Induced by 1 GeV Protons, Z. Phys. A - Atoms and Nuclei 302(1981)143.
- (2) - A.S. Iljinov, E.A. Cherepanov e S.E. Chigrinov, Probability of Fission by Particles of Intermediate Energy, Sov. J. Nucl. Phys. 32(1980)166; A.S. Iljinov, E.A. Cherepanov e S.E. Chigrinov, An Analysis of Nuclear Fissility for Intermediate-Energy Proton Induced Reactions, Z. Physik A287(1978)37.
- (3) - A.A. Kotov, L.N. Andronenko, G.G. Kovshevny, G.E. Solyakin, L.A. Vaishnene e W. Neubert, Possible Mass Instability of Binary Fission in Ag by 1 GeV Protons, Phys. Lett. 93B(1980)254.
- (4) - G. Andersson, M. Areskoug, H.-Å. Gustafsson, G. Hyltén, B. Schröder e E. Hagebø, Medium Energy Proton Induced Fission in Tb, La and Ag, Z. Physik A293(1979)241.
- (5) - J.R. Nix e E. Sassi, Estimates of the Variation of Nuclear Fissilities Throughout the Periodic Table, Nucl. Phys. 81(1966)61.
- (6) - W.D. Myers e W.J. Swiatecki, Nuclear Masses and Deformations, Nucl. Phys. 81(1966)1.
- (7) - T. Methasiri e S.A.E. Johansson, High-Energy Photofission of Heavy and Medium-Heavy Elements, Nucl. Phys. A167(1971)97.
- (8) - B.D. Pate e J. Pèter, Fission of Medium Mass Nuclei Induced by 167 MeV Alpha Particles, Nucl. Phys. A173(1971)520.
- (9) - C. Cabot, C. Ngô, J. Pèter e B. Tamain, Fission of Medium

Mass Elements Induced by 126 MeV ^{14}N Ions, Nucl.Phys.A244
(1975)134.

- (10) - V. Emma, S. Lo Nigro e C. Milone, Fission Yields of 28 Elements by Bremsstrahlung Photons of 1000 MeV Maximum Energy, Nucl. Phys. A257(1976)438.
- (11) - F.M. Kiely, B.D. Pate, F. Hanappe e J. Pèter, Study by Track Detectors of the 580-MeV Photofission of U, Au, Te, Ag, Se, Cu and Cr, Z. Physik A279(1976)331.
- (12) - H.J. Krappe e J.R. Nix, Modified Definition of the Surface Energy in the Liquid Drop Formula, Proc. Third IAEA Symp. on the Phys. and Chem. of Fission, Vol. I, p. 159, Rochester, 1973.
- (13) - H.J. Krappe, J.R. Nix e A.J. Sierk, Unified Nuclear Potential for Heavy-Ion Elastic Scattering, Fusion, Fission, and Ground-State Masses and Deformations, Phys. Rev. C20 (1979)992.
- (14) - H. Sauvageon, M. Lagarde-Simonoff e G.N. Simonoff, Recoil Ranges of Mass $\sim 30 - 40$, Formed by Interaction of High Energy Protons with Thorium and Uranium, Phys. Rev. C27 (1983)296.
- (15) - J.B. Cumming, P.E. Haustein e H.-C. Hseuh, Momentum Transfer in the Fragmentation of Cu by Relativistic Ions and Protons, Phys. Rev. C24(1981)2162.
- (16) - X. Campi e J. Hüfner, Nuclear Spallation-Fragmentation Reactions Induced by High-Energy Projectiles, Phys.Rev. C24 (1981)2199.
- (17) - V.I. Bogatin, E.A. Ganza, O.V. Lozhkin, Yu. A. Murin, V. S. Oplavin, N.A. Perfilov e Yu. P. Yakovlev, Inclusive Characteristics of the Products of Target-Nucleus Fragmentation Induced by Relativistic Particles, Sov. J. Nucl. Phys. 34(1981)59; V.I. Bogatin, E.A. Ganza, O.V. Lozhkin, Yu. A. Murin, O.S. Oplavin, N.A. Perfilov e Yu.P. Yakovlev, Isotope Effects in the Fragmentation of Nuclei by

10- and 7.6-GeV/c Protons and 4.6-GeV/c Deuterons, *ibid.* 31(1980)436.

- (18) - Yu. P. Yakovlev, Dependence of Fragmentation Cross Sections on the Characteristics of the Cascade Process and the Properties of the Target Nucleus and Fragment, *Sov.J. Nucl. Phys.* 30(1979)646.
- (19) - N.T. Porile, B.J. Dropesky e R.A. Williams, Emission of ^{24}Na Fragments in the Interaction of ^{197}Au with Intermediate-Energy Pions and Protons, *Phys. Rev.* C18(1978)2231 ; N.T. Porile, B.J. Dropesky e R.A. Williams, Fragmentation of Gold by Pions and Protons, *Phys. Lett.* 67B(1977)43.
- (20) - G.D. Westfall, R.G. Sextro, A.M. Poskanzer, A.M. Zebelman, G.W. Butler e E.K. Hyde, Energy Spectra of Nuclear Fragments Produced by High Energy Protons, *Phys. Rev.* C17(1978)1368.
- (21) - E.N. Volnin, G.M. Amalsky, D.M. Seleverstov, N.N. Smirnov, A.A. Vorobyov e Yu. P. Yakovlev, Fragmentation of Nuclei of Various Nucleon Composition in the Interaction with 1 GeV Protons, *Phys. Lett.* 55B(1975)409.
- (22) - R. Wolfgang, E.W. Baker, A.A. Caretto, J.B. Cumming, G. Friedlander e J. Hudis, Radiochemical Studies of the Interaction of Lead with Protons in the Energy Range 0.6 to 3.0 BeV, *Phys. Rev.* 103(1956)394.
- (23) - N.A. Perfilov, O.V. Lozhkin e V.P. Shamov, Processes of Fragmentation and Fission in Interactions Between High-Energy Particles and Nuclei, *Sov.Phys.Usp.* 3(1960)1.
- (24) - H. Faissner e H. Schneider, Direct Processes and Collective Effects in High Energy Proton Induced Fission, *Nucl. Phys.* 19(1960)346.
- (25) - V.P. Crespo, J.M. Alexander e E.K. Hyde, Ejection of Large Fragments in High-Energy Nuclear Reactions, *Phys.Rev.* 131(1963)1765.

- (26) - J.B. Cumming, R.J. Cross, Jr., J. Hudis e A.M. Poskanzer, Study of a Fragmentation Reaction by Thin-Target Recoil Techniques; Production of ^{24}Na from Bismuth by 2.9-GeV Protons, Phys. Rev. 134(1964)B167.
- (27) - J. Hudis e S. Tanaka, Production of ^7Be , ^{22}Na , and ^{24}Na Fragments from Heavy Elements at 3, 10, and 30 GeV, Phys. Rev. 171(1968)1297.
- (28) - J. Hudis, Production of Neon-24 and Sodium-24 in the 1-3-GeV Proton Bombardment of Copper, Silver, Gold, and Uranium Targets, Phys. Rev. 171(1968)1301.
- (29) - V.I. Kasilov, A.V. Mitrofanova, Yu. N. Ranyuk e P.V. Sorokin, Photofission and Photofragmentation of Tantalum, Sov. J. Nucl. Phys. 15(1972)228.
- (30) - C.B. Fulmer, I.R. Williams, K.S. Toth e G.F. Dell, Yields of Radionuclides Produced in Thick Targets Bombarded with 3.0-GeV Electrons, Phys. Rev. 188(1969)1752.
- (31) - V. di Napoli, F. Salvetti, M.L. Terranova, H.G. de Carvalho e J.B. Martins, Photon-Induced Fragmentation in ^{27}Al and ^{32}S by 1-GeV Bremsstrahlung, Phys.Rev. C8(1973)206.
- (32) - V.M. Asaturyan, E.O. Grigoryan, G.A. Vartapetyan, A.S. Dagnagulyan, N.A. Dem'khina e A.G. Khudaverdyan, Reactions Induced in Light Nuclei by Bremsstrahlung with Maximum Energies from 2 to 4.5 GeV, Sov.J. Nucl.Phys.25(1977)601.
- (33) - A. Järund, B. Friberg e B. Forkman, Photoproduction of ^{24}Na from Nuclei with $13 \leq Z \leq 29$, Z. Physik 262(1973)15.
- (34) - A. Järund e B. Forkman, Photoproduction of ^{24}Na from Targets with $63 \leq A_T \leq 238$, Z. Physik A281(1977)39.
- (35) - A. Järund e B. Forkman, Recoil Energies of Fragments Photoproduced in Cu, Ag and Au, Z. Physik A281(1977)47.
- (36) - A. Järund, K.R. Lindgren e B. Forkman, Photoproduction of ^{24}Na from Medium-Heavy and Heavy Nuclei, J. Inorg. Nucl. Chem. 43(1981)1725.

- (37) - H.G. de Carvalho, J.B. Martins, O.A.P. Tavares, V. di Napoli, M.L. Terranova e K. Tesch, Photofission Cross-Sections of ^{209}Bi , ^{232}Th and ^{238}U Above 1 GeV, Lett. Nuovo Cim. 14(1975)615.
- (38) - D. Popović, The Time Involved in the Fission Process, Proceedings of the International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy - Held in Geneva (1955), Vol.2, 1956, p. 164, United Nations Publication.
- (39) - V.I. Kasilov, A.V. Mitrofanova, Yu. N. Ranyuk e P. V. Sorokin, Fotofragmentação de Núcleos de Co, Cu, Nb, Ag e Ta. Problemas de Ciência e Técnica Atômica. Série: Física de Altas Energias e Núcleo Atômico (1973), nº 6(8), p. 82 (em russo).
- (40) - G. Rudstam, Systematics of Spallation Yields, Z.Naturforschg. 21a(1966)1027.
- (41) - G.G. Jonsson e K. Lindgren, Compilation and Analysis of Intermediate and High-Energy Photon and Electron Induced Spallation Yields, Physica Scripta 7(1973)49.
- (42) - P.J. McNulty, G.E. Farrell, R.C. Filz, W. Schimmerling e K.G. Vosburg, Threshold Pion Production and Multiplicity in Heavy-Ions Collisions, Phys. Rev. Lett. 38(1977)1519.
- (43) - P.J. Lindstrom, H.J. Crawford, D.E. Greiner, R. Hagstrom e H.H. Heckman, Evidence Against Copious Threshold Pion Production in Heavy-Ions Collisions, Phys. Rev. Lett. 40(1978) 93; R. Kullberg, A. Oskarsson e I. Otterlund, Pion and Proton Multiplicities in Heavy-Ions Reactions at 75-200 MeV / Nucleon, *ibid.* 40(1978)289.
- (44) - U.L. Businaro e S. Gallone, On the Interpretation of Fission Asymmetry According to the Liquid Drop Nuclear Model, Nuovo Cimento, 1(1955)629; U.L. Businaro e S. Gallone, Saddle Shapes, Threshold Energies and Fission Asymmetry on the Liquid Drop Model, *ibid.* 1(1955)1277; U.L. Businaro e S. Gallone, Asymmetric Equilibrium Shapes in the Liquid Drop Model, *ibid.* 5(1957)315.

- (45) - J.R. Nix, Further Studies in the Liquid-Drop Theory of Nuclear Fission, Nucl. Phys. A130(1969)241.
- (46) - R.W. Hasse, Studies in the Shape Dependence of the Droplet Model of Nuclei (Curvature and Compressibility Effects), Annals of Physics 68(1971)377.
- (47) - A.V. Gann, T.S. Nazarova, V.I. Noga, Yu. N. Ranyuk, P.V. Sorokin e Yu. N. Telegin, Anomalies in Photofission of Rare Earth Nuclei. Yad. Fiz. 30(1979)876 [Sov. J. Nucl.Phys. 30(1979)453].
- (48) - A.V. Gann e Yu. N. Ranyuk, Nuclear Fissilities of Elements Before Actinides, All-Union Conference on Radiation Physics of Solids, Zvenigorod (USSR), 24-27 Fev.(1981), p. 100. A.V. Gann e Yu. N. Ranyuk, Problemas da Ciência e Técnica Atômica, Série: Física de Danos por Radiação e Comportamento de Materiais sob Radiação (1981), nº 2(16), 1-106 (em russo).
- (49) - D.A. de Lima, Fissão de Núcleos de Massa Intermediária por Fótons de Radiação de Frenamento no Intervalo de Energias Máximas 0,8-1,8 GeV, Tese de Doutorado, Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas-CNPq (Julho, 1983).
- (50) - D.A. de Lima, D. Husmann, J.B. Martins e O.A.P. Tavares, Fission of Medium-Weight Nuclei by 0.8-1.8 GeV Photons, Aceito para publicação nos "Proceedings" da International Conference on Nuclear Physics, Florença (Itália), 29 de Agosto a 3 de Setembro (1983); ver também: VI Reunião de Trabalho sobre Física Nuclear no Brasil, Itatiaia - RJ, Setembro de 1983, Contribuição E-17, p. 27.
- (51) - G.C. Baldwin e G.S. Klaiber, Photo-Fission in Heavy Elements, Phys. Rev. 71(1947)3.
- (52) - B.B. Cunningham, H.H. Hopkins, M. Lindner, D.R. Miller, P. R. O'Connor, I. Perlman, G.T. Seaborg e R.C. Thompson, Transmutations with High-Energy Deuterons in the 184-Inch Cyclotron, Phys. Rev. 72(1947)739.

- (53) - N. Bohr, Neutron Capture and Nuclear Constitution, Nature 137(1936)344.
- (54) - V. Weisskopf, Statistics and Nuclear Reactions, Phys. Rev. 52(1937)295.
- (55) - R. Serber, Nuclear Reactions at High Energies, Phys. Rev. 72(1947)1114.
- (56) - J.S. Levinger, The High Energy Nuclear Photoeffect, Phys. Rev. 84(1951)43; Nuclear Photo-disintegration, Oxford University Press (1960).
- (57) - N. Metropolis, R. Bivins, M. Storm, A. Turkevich, J.M. Miller e G. Friedlander, Monte Carlo Calculations on Intranuclear Cascades.I. Low-Energies Studies, Phys. Rev. 110(1958)185; N. Metropolis, R. Bivins, M. Storm, J.M. Miller, G. Friedlander e A. Turkevich, Monte Carlo Calculations on Intranuclear Cascades.II.High-Energies Studies and Pion Process, *ibid.* 110(1958)204.
- (58) - H.G. de Carvalho, M. Foshina, J.D. Pinheiro Filho, V. di Napoli, J.B. Martins, F. Salvetti, O.A.P. Tavares e M. L. Terranova, Analysis of Intermediate-Energy (γ,n) Reactions in Complex Nuclei, Rev. Bras. Fis. 8(1978)51.
- (59) - A.S. Danagulyan, N.A. Demekhina e G.A. Vartapetyan, Photonuclear Reactions in Medium Weight Nuclei ^{51}V , ^{55}Mn and Cu, Nucl. Phys. A285(1977)482.
- (60) - V. di Napoli, F. Salvetti, M.L. Terranova, H.G. de Carvalho, J.B. Martins e O.A.P. Tavares, Photodisintegration of Light and Medium-Weight Nuclei at Intermediate Energies -III. Spallation of Vanadium, Manganese, Iron and Cobalt, J. Inorg. Nucl. Chem. 40(1978)175.
- (61) - G. Andersson, I. Blomqvist, B. Forkman, G.G. Jonsson, A. Jährund, I. Kroon, K. Lindgren e B. Schröder, Photon-Induced Nuclear Reactions above 1 GeV. (I). Experimental, Nucl. Phys. A197(1972)44.

- (62) - O.A.P. Tavares, Seções de Choque de Fotofissão do Urânio, Tório e Bismuto em Altas Energies, Tese de Mestrado, Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, CBPF (1973).
- (63) - V.S. Barashenkov, F.G. Geregghi, A.S. Iljinov, G.G. Jons-son e V.D. Toneev, A Cascade - Evaporation Model for Photonuclear Reactions, Nucl. Phys. A231(1974)462.
- (64) - N. Bohr e J.A. Wheeler, The Mechanism of Nuclear Fission, Phys. Rev. 56(1939)426.
- (65) - R.R. Roy e B.P. Nigham, Nuclear Physics, John Wiley & Sons, Inc. (New York, 1967).
- (66) - E.K. Hyde, The Nuclear Properties of the Heavy Elements, Vol. III, Prentice-Hall Inc. (Englewood Cliffs, New Jersey, 1964).
- (67) - J. Goldemberg, Problemas Atuais no Estudo da Fissão Nuclear, Rev. Bras. Fis. 2(1972)103.
- (68) - N.A. Perfilov, Fissionability of Nuclei by High Energy Protons, Sov. Phys. JETP, 14(1962)623.
- (69) - H.G. de Carvalho, The Processing and Loading of Nuclear Emulsion, em Progress in Nuclear Techniques and Instrumentation, Vol. 1, North-Holland, Amsterdam (1965).
- (70) - J.B. Martins, M. Foshina, I.O. de Souza, J.D. Pinheiro Filho, V. di Napoli e M.L. Terranova, Photonuclear Reaction in ^{209}Bi by 1-5.5 GeV Bremsstrahlung, Proceedings of the International Conference on Nuclear Physics, Vol. 1, Berkeley, California, 24-30 de agosto (1980); ver menção em Nucl. Phys. A354(1981)596c.
- (71) - J.D. Pinheiro Filho, I.O. de Souza, M.L. Terranova, O.A.P. Tavares e J.B. Martins, Fissão e Fragmentação de Ag e Br em Emulsão Nuclear por Bremsstrahlung entre 1 e 5,5 GeV, Rev. Bras. Fis., Volume Especial, IV R.T. Física Nuclear no Brasil (Setembro, 1981) [resultados preliminares].

- (72) - J.D. Pinheiro Filho, Reações ($\gamma, 2n$) em Núcleos Complexos a Energias Intermediárias, Tese de Mestrado, Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, CBPF(1976).
- (73) - V. di Napoli, M.L. Terranova, H.G. de Carvalho, J.B. Martins, J.D. Pinheiro Filho e O.A.P. Tavares, Cross Sections of (γ, xn) Reactions in Complex Nuclei at Intermediate Energies, J. Inorg. Nucl. Chem. 39(1978)1727.
- (74) - H.W. Koch e J.W. Motz, Bremsstrahlung Cross-Sections Formulas and Related Data, Rev. Mod. Phys. 31(1959)920.
- (75) - L.I. Schiff, Energy-Angle Distribution of Thin Target Bremsstrahlung, Phys. Rev. 83(1951)252.
- (76) - R.R. Wilson, Precision Quantameter for High Energy X-Rays, Nucl. Instr. Meth. 1(1957)101.
- (77) - R.A.M.S. Nazareth, Seções de Choque de Fissão do Urânio, Tório e Bismuto Induzida por Prótons de 12,3 GeV, Tese de Mestrado, CBPF (1971).
- (78) - W.H. Barkas, Nuclear Research Emulsion, Academic Press, Vol. I, Techniques and Theory (1963); Vol. II, Particle Behavior and Emulsion Applications (1973).
- (79) - S.N. Sokolov e K.D. Tolstov, Control of Scanning Efficiency and Estimation of the True Number of Events, Korpuskularphotographie IV(1963)468.
- (80) - L.T. Chadderton e I. McC. Torrens, Fission Damage in Crystals, Methuen (London, 1969).
- (81) - H.H. Heckman, B.L. Perkins, W.G. Simon, F.M. Smith e W.H. Barkas, Ranges and Energy-Loss Processes of Heavy Ions in Emulsion, Phys. Rev. 117(1960)544.
- (82) - H.H. Andersen e J.F. Ziegler, Hydrogen. Stopping Powers and Ranges in All Elements, Pergamon Press (New York, 1977).
- (83) - H.A. Bethe e J. Ashkin, Passage of Radiations Through Matter, em Experimental Nuclear Physics (E. Segré ed.), Vol.

I, John Wiley (New York, 1953), 166.


- (84) - N. Bohr, The Penetration of Atomic Particles Through Matter, Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk 18(1948)8.
- (85) - K. Tesch, On the Accuracy of the Photon-Difference Method Used in High-Energy Photonuclear Experiments, Nucl. Instr. Meth. 95(1971)245.
- (86) - M. Damashek e F.J. Gilman, Forward Compton Scattering, Phys. Rev. D1(1970)1319.
- (87) - S.J. Brodsky e J. Pumplin, Photon-Nucleus Total Cross Sections, Phys. Rev. 182(1969)1794.
- (88) - G.A. Vartapetyan, N.A. Demekhina, V. I. Kasilov, Yu. N. Ranyuk, P.V. Sorokin e A.G. Khudaverdyan, Photofission Cross Sections up to 5 BeV. Supergiant Resonance in Photonuclear Reactions, Sov. J. Nucl. Phys. 14(1972)37.
- (89) - I. Kroon e B. Forkman, Photon-Induced Nuclear Reactions Above 1 GeV. (III). Fission in Gold and Lead, Nucl. Phys. A197(1972)81.
- (90) - A.V. Mitrofanova, Yu. N. Ranyuk e P.V. Sorokin, Photofission of Bi, Pb, Tl, Au, Pt, Os, Re, Ta, and Hf at Energies up to 1600 MeV, Sov. J. Nucl. Phys. 6(1968)512.
- (91) - F. Carbonara, H.G. de Carvalho, R. Rinziivillo, E. Sassi e G.P. Murtas, Photofission of U and Th between 300 and 1000 MeV, Nucl. Phys. 73(1965)385.
- (92) - H.G. de Carvalho, G. Cortini, E. Del Giudice, G. Potenza, R. Rinziivillo e G. Ghigo, Photofission of Bi, W and Ag from 300 to 1000 MeV, Nuovo Cimento (Serie X) 32(1964)293.
- (93) - M. Areskoug, B. Schröder e K. Lindgren, Photofission in Bismuth at Intermediate Energy, Nucl. Phys. A251(1975)418.
- (94) - A.A. Kotov, G.G. Semenchuk, L.N. Andronenko, M.N. Andronenko, B.L. Gorshkov, G.G. Kovshevnyi, V.R. Reznik e G.E. Solyakín, Energy and Mass Distributions of Fragments from

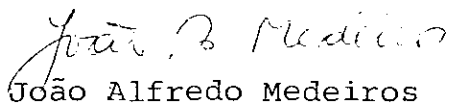
Fission of ^{209}Bi , ^{197}Au , $^{\text{nat}}\text{W}$, and $^{\text{nat}}\text{Yb}$ by 1-GeV Protons, Sov. J. Nucl. Phys. 20(1975)251.

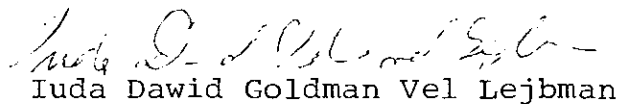
- (95) - V.E. Viola, Jr., Correlation of Fission Fragment Kinetic Energy Data, Nucl. Data A1(1966)391.
- (96) - E.W. Baker e S. Katcoff, Fission of Ag and Br in Nuclear Emulsion by 1.0-3.0-BeV Protons, Phys.Rev. 126(1962)729.
- (97) - R.L. Fleischer, P.B. Price e R.M. Walker, Nuclear Tracks in Solids, University of California Press (Berkeley, 1975).
- (98) - B.G. Cartwright, E.K. Shirk e P.B. Price, A Nuclear-Track-Recording Polymer of Unique Sensitivity and Resolution, Nucl. Instr. Meth. 153(1978)457.
- (99) - G.F. Denisenko, N.S. Ivanova, N.R. Novikova, N.A. Perfilov, E.I. Prokoffieva e V.P. Shamov, Fission of Uranium, Silver, and Bromine Nuclei with High-Energy Particles, Phys.Rev. 109(1958)1779.
- (100) - E.W. Baker e S. Katcoff, Interactions of 1.0-2.0, and 3.0-BeV Protons with Ag and Br in Nuclear Emulsion, Phys.Rev. 123(1961)641.
- (101) - P.A. Gorichev, O.V. Lozhkin e N.A. Perfilov, Short Range Products from Nuclear Desintegrations Induced by Protons with Energies Between 2 and 9 GeV, Soviet Phys. JEPT 18(1964)1222.
- (102) - E. Makowska, J. Siemińska e J. Suchorzewska, Fission-Like Disintegrations of Medium-Mass Nuclei Induced by High Energy Protons, Acta Physica Polonica 33(1968)105.
- (103) - C.M.G. Lattes, H. Muirhead, G.P.S. Occhialini e C.F. Powell, Process Involving Charged Mesons, Nature 159(1947)694.
- (104) - N.A. Perfilov, Half-Life Periods of the Spontaneous Fission of Uranium and Thorium, J. Exp. Theor. Phys. URRS , 17(1947)476.

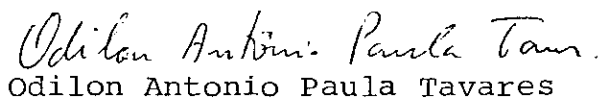
- (105) - P.G. da Cunha, Estudo da Atividade Alfa na Região de Terras Raras, Tese de Mestrado, CBPF (1978).
- (106) - V.I. Bubnov et al., Nuclear Interactions of 4,5 GeV/c Protons in Emulsion and the Cascade-Evaporation Model , Z. Phys. A - Atoms and Nuclei 302(1981)133.
- (107) - N-Y. Herrström, R. Kullberg, A. Oskarsson e I. Otterlund, Correlations Between Projectile and Target Break-up in Intermediate- and High-Energy Heavy-Ion Collisions, Nucl. Phys. A392(1983)474.
- (108) - H.G. de Carvalho, Fotografia, Tese para Concurso de Catedrático da Universidade do Brasil, (1957).

Tese apresentada ao Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas do Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico, fazendo parte da Banca Examinadora os seguintes professores:


Jader Benuzzi Martins Presidente


João Alfredo Medeiros


Iuda Dawid Goldman Vel Lejbman


Odilon Antonio Paula Tavares


Ricardo de Carvalho Ferreira

Rio de Janeiro, 20 de dezembro de 1983