

ELIZABETH SANTOS DE ALMEIDA

FOTOPRODUÇÃO NUCLEAR DE MÉSONS π EM
ENERGIAS INTERMEDIÁRIAS

Tese de

DOUTORADO

CENTRO BRASILEIRO DE PESQUISAS FÍSICAS

Rio de Janeiro

- 1979 -

AGRADECIMENTO

Só passarei por esse momento uma vez, e é preciso aproveitar para agradecer aos bons amigos que fizeram essa jornada comigo:

- ao Prof. Jader Benuzzi Martins, orientador e amigo, que através de seu exemplo e entusiasmo, me ensinou a gostar de reações fotonucleares, tornando possível a realização desse trabalho e dando vontade de seguir em frente;

- ao Prof. Vito di Napoli, da Universidade de Roma, em cujo convívio, durante sua estada no CBPF, fiz incursões profundas no domínio da pesquisa científica;

- ao Prof. Odilon Antônio Paula Tavares, amigo diário, pelo apoio principalmente na fase final desse trabalho;

- à pesquisadora Mioco Foshina pela colaboração na execução do Método de Monte Carlo;

- aos amigos Fernando, Júlio, Lu, Luiz Carlos e Veiga, da GPD do CBPF, pelo apoio firme, sustos e amizade, nem sempre nessa ordem;

- ao Prof. Luiz Tauhata pela minha iniciação científica, e aos amigos Ana, João de Deus, Emil e João Lúcio do DFNP do CBPF, e Suzanna, Norma, Ruth e Prof.^a Otília, da UFF, pela paciência que tiveram nos momentos difíceis, e a grande ajuda que me deram para sair deles;

- aos Professores do Instituto de Física da UFF, na pessoa de seu Chefe de Departamento, Prof. Geraldo Araujo Nunes, pela compreensão da necessidade de liberdade na fase de conclusão do trabalho;

- à datilógrafa Helena de Souza Ferreira, pela dedica-

ção e inúmeras sugestões para o aprimoramento do texto;

- à calculista Celeste Aida Brito Lopes, pela ajuda na perfuração de uma quantidade infinita de cartões de dados;

- ao desenhista Hiran Cordeiro, pela primorosa confecção dos gráficos;

- ao Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, que me proporcionou os estudos de Pós-Graduação, e à Universidade Federal Fluminense e Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico, pela ajuda financeira;

- a todas as pessoas que conviveram comigo durante todos esses anos, porque elas, nas mais diferentes formas, contribuíram para a realização desse trabalho, através de uma experiência de amizade.

RESUMO

Tendo em vista a não existência na literatura de um modelo simples para a fotoprodução de mésons π em núcleos complexos no intervalo de energias intermediárias (0,2 - 1 GeV), foi feito um estudo sistemático dessas reações utilizando o Método de Monte Carlo. Foram determinadas as seções de choque para reações (γ, π) em 23 núcleos, sendo analisadas também as reações (γ, n) e (γ, p) na tentativa de uma complementação do trabalho. As seções de choque (γ, π) foram também estimadas mediante um modelo simples que considera as transparências nucleares para mésons fotoproduzidos no interior do núcleo.

É estabelecida a dependência entre os valores médios das seções de choque absolutas e o número de massa para as reações (γ, π) , (γ, n) e (γ, p) que deixam o núcleo residual "frio" e "quente". Os resultados encontrados mostram bom acordo com os dados experimentais, possibilitando analisar o fenômeno através do estudo de cascatas intranucleares iniciadas por fótons.

O programa de Monte Carlo por nós desenvolvido possibilita também, devido à sua flexibilidade, encontrar os núcleos residuais com suas respectivas energias de excitação visando uma futura determinação dos rendimentos dos produtos de evaporação.

SUMMARY

Due to the lack of a simple model suitable in describing π -meson photoproduction in complex nuclei at intermediate energies (0,2 - 1 GeV), we carried out a careful systematic analysis of these reactions, by using the Monte Carlo method for cross section estimates. A total of 23 target nuclei covering the whole range of nuclear masses have been considered and the cross sections of (γ, π) , (γ, n) and (γ, p) reactions have been deduced, the last two for the sake of completeness. The cross sections of (γ, π) reactions have also been deduced by a simple model which takes into account the nuclear transparencies to photoproduced pions inside the nucleus.

A theoretical dependence between mean cross sections of the reactions listed above and the mass number A of the target nucleus has been deduced as well. In the calculation we succeeded in separating cross sections of events which led to a "cold" residual nucleus and cross sections from the others leading to an excited residual nucleus. So far as a comparison between calculated and experimentally determined yields is concerned, a very good agreement was found, thus making possible an analysis of these phenomena in terms of a fast step of intranuclear cascades induced by photons.

As regards to the Monte Carlo calculation itself, we may say that, in view of its versatility, estimates of the yields of the "post-cascade" residuals as well as of their excitation energies are quite feasible; and this will be of the greatest importance for future work aiming to study the yields of evaporation products (spallation).

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
AGRADECIMENTOS	iii
RESUMO	v
SUMMARY	vi
LISTA DE FIGURAS	ix
LISTA DE TABELAS	xii
INTRODUÇÃO	1
<u>CAPÍTULO 1</u> - <i>ESTIMATIVA DAS SEÇÕES DE CHOQUE PARA FOTOPRODUÇÃO DE MÊ - SONS π EM ENERGIAS INTERMEDIÁRIAS</i>	7
1.1 - <i>INTERAÇÃO DA RADIAÇÃO ELETROMAGNÉTICA COM NÚCLEOS COM - PLEXOS</i>	7
1.1.1 - <i>O Modelo Fotomesônico</i>	9
1.1.2 - <i>Reações Fotonucleares em Energias Intermediárias.</i>	10
1.2 - <i>SIMULAÇÃO DE CASCATAS INTRANUCLEARES PELO MÉTODO DE MONTE CARLO</i>	11
1.3 - <i>RESULTADOS OBTIDOS DO CÁLCULO DE MONTE CARLO</i>	15
1.3.1 - <i>Energia de Excitação do Núcleo Residual</i>	15
1.3.2 - <i>Probabilidade das Reações de Fotoprodução de Mêsons π</i>	18
1.3.3 - <i>Seções de Choque de Fotoprodução de Mêsosns π</i>	19
1.4 - <i>INTERPRETAÇÃO DAS CURVAS DE SEÇÃO DE CHOQUE OBTIDAS COM O MÉTODO DE MONTE CARLO</i>	21
1.5 - <i>VARIAÇÃO DO VALOR MÉDIO DAS SEÇÕES DE CHOQUE COM O NÚMERO DE MASSA</i>	22

<u>CAPÍTULO 2</u> - TRANSPARÊNCIAS PARA PÍONS E AS SEÇÕES DE CHOQUE DE REAÇÃO (γ, π)	70
2.1 - INTRODUÇÃO	70
2.2 - CÁLCULO DAS TRANSPARÊNCIAS NUCLEARES PARA PÍONS E NUCLEONS	71
2.3 - CÁLCULO DAS SEÇÕES DE CHOQUE PARA REAÇÕES (γ, π)	75
<u>CAPÍTULO 3</u> - COMPARAÇÃO COM DADOS EXPERIMENTAIS, DISCUSSÃO DOS RESULTADOS E CONCLUSÕES	85
3.1 - INTRODUÇÃO	85
3.2 - RESULTADOS EXPERIMENTAIS	86
3.3 - DEPENDÊNCIA DA SEÇÃO DE CHOQUE (γ, π) COM A ENERGIA	92
3.4 - DEPENDÊNCIA DO VALOR MÉDIO DA SEÇÃO DE CHOQUE (γ, π) COM O NÚMERO DE MASSA	96
3.5 - DISCUSSÃO DOS RESULTADOS	100
3.5.1 - Absorção de Píons	100
3.5.2 - Reações (γ, π)	103
3.5.3 - Reações (γ, N)	106
3.6 - CONCLUSÕES	116
<u>APÊNDICE A</u> - O CÁLCULO DE MONTE CARLO PARA AS PROBABILIDADES DE FOTO-PRODUÇÃO DE MÉSONS π EM NÚCLEOS COMPLEXOS	119
A.1 - A INTERAÇÃO PRIMÁRIA	119
A.2 - O PONTO DA PRIMEIRA INTERAÇÃO	122
A.3 - AS ENERGIAS DE CORTE	123
A.4 - ÂNGULO DE ESPALHAMENTO NO S.C.M. E CINEMÁTICA DAS INTERAÇÕES SECUNDÁRIAS	124
A.5 - APLICAÇÃO DO PRINCÍPIO DA EXCLUSÃO DE PAULI	134
A.6 - COORDENADAS DO NUCLEON APÓS CADA INTERAÇÃO	136
<u>BIBLIOGRAFIA</u>	140

LISTA DE FIGURAS

<u>Fig.</u>	<u>Pág.</u>
1.3.1.1 - Determinação da energia de excitação.....	17
1.3.3.1 - Seção de choque da reação $^{27}\text{Al}(\gamma, \pi^0)^{27}\text{Al}_f$ obtida com o método de Monte Carlo	49
1.3.3.2 - Seção de choque da reação $^{88}\text{Sr}(\gamma, \pi^0)^{88}\text{Sr}_f$ obtida com o método de Monte Carlo	50
1.3.3.3 - Seção de choque da reação $^{138}\text{Ba}(\gamma, \pi^0)^{138}\text{Ba}_f$ obtida com o método de Monte Carlo	51
1.3.3.4 - Seção de choque da reação $^{27}\text{Al}(\gamma, \pi^+)^{27}\text{Mg}_f$ obtida com o método de Monte Carlo	52
1.3.3.5 - Seção de choque da reação $^{88}\text{Sr}(\gamma, \pi^+)^{88}\text{Rb}_f$ obtida com o método de Monte Carlo	53
1.3.3.6 - Seção de choque da reação $^{138}\text{Ba}(\gamma, \pi^+)^{138}\text{Cs}_f$ obtida com o método de Monte Carlo	54
1.3.3.7 - Seção de choque da reação $^{27}\text{Al}(\gamma, \pi^-)^{27}\text{Si}_f$ obtida com o método de Monte Carlo	55
1.3.3.8 - Seção de choque da reação $^{88}\text{Sr}(\gamma, \pi^-)^{88}\text{Y}_f$ obtida com o método de Monte Carlo	56
1.3.3.9 - Seção de choque da reação $^{138}\text{Ba}(\gamma, \pi^-)^{138}\text{La}_f$ obtida com o método de Monte Carlo	57
1.3.3.10 - Seção de choque da reação $^{27}\text{Al}(\gamma, \pi^0)^{27}\text{Al}_q$ obtida com o método de Monte Carlo	58
1.3.3.11 - Seção de choque da reação $^{138}\text{Ba}(\gamma, \pi^0)^{138}\text{La}_f$ obtida com o método de Monte Carlo	59

1.3.3.12 - Seção de choque da reação $^{138}\text{Ba}(\gamma, \pi^0) ^{138}\text{Ba}_q$ obtida com o método de Monte Carlo	60
1.3.3.13 - Seção de choque da reação $^{27}\text{Al}(\gamma, \pi^+) ^{27}\text{Mg}_q$ obtida com o método de Monte Carlo	61
1.3.3.14 - Seção de choque da reação $^{88}\text{Sr}(\gamma, \pi^+) ^{88}\text{Rb}_q$ obtida com o método de Monte Carlo	62
1.3.3.15 - Seção de choque da reação $^{138}\text{Ba}(\gamma, \pi^+) ^{138}\text{Cs}_q$ obtida com o método de Monte Carlo	63
1.3.3.16 - Seção de choque da reação $^{27}\text{Al}(\gamma, \pi^-) ^{27}\text{Si}_q$ obtida com o método de Monte Carlo	64
1.3.3.17 - Seção de choque da reação $^{88}\text{Sr}(\gamma, \pi^-) ^{88}\text{Y}_q$ obtida com o método de Monte Carlo	65
1.3.3.18 - Seção de choque da reação $^{138}\text{Ba}(\gamma, \pi^-) ^{138}\text{La}_q$ obtida com o método de Monte Carlo	66
1.5.1 - Dependência $\bar{\sigma} \times A$ para reações $(\gamma, \pi)_f$	67
1.5.2 - Dependência $\bar{\sigma} \times A$ para reações $(\gamma, \pi)_q$	68
1.5.3 - Dependência $\bar{\sigma} \times A$ para reações $(\gamma, \pi)_{f+q}$	69
2.3.1 - Seção de choque da reação $^{27}\text{Al}(\gamma, \pi^+) ^{27}\text{Mg}$ obtida com transparências nucleares	79
2.3.2 - Seção de choque da reação $^{51}\text{V}(\gamma, \pi^+) ^{51}\text{Ti}$ obtida com transparências nucleares	80
2.3.3 - Seção de choque experimental da reação $^{27}\text{Al}(\gamma, \pi^+) ^{27}\text{Mg}$	81
2.3.4 - Seção de choque experimental da reação $^{51}\text{V}(\gamma, \pi^+) ^{51}\text{Ti}$	82
2.3.5 - Comparação experimental e teórica da seção de choque da reação $^{27}\text{Al}(\gamma, \pi^+) ^{27}\text{Mg}$	83

<u>Fig.</u>	<u>Pág.</u>
2.3.6 - Comparação experimental e teórica da seção de choque da reação $^{51}\text{V}(\gamma, \pi^+) ^{51}\text{Ti}$	84
3.3.1 - Comparação teórica para várias aproximações da seção de choque da reação $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^0) ^{12}\text{C}$	93
3.3.2 - Comparação teórica (Monte Carlo) e experimental da seção de choque da reação $^{27}\text{Al}(\gamma, \pi^+) ^{27}\text{Mg}$	94
3.3.3 - Comparação teórica (Monte Carlo) e experimental da seção de choque da reação $^{51}\text{V}(\gamma, \pi^+) ^{51}\text{Ti}$	95
3.5.3.1 - Comparação teórica (Monte Carlo) e experimental da seção de choque da reação $^{12}\text{C}(\gamma, n) ^{11}\text{C}$	109
3.5.3.2 - Comparação teórica (Monte Carlo) e experimental da seção de choque da reação $^{118}\text{Sn}(\gamma, p) ^{117}\text{In}^{g+m}$	110
3.5.3.3 - Ajuste obtido com o método de Monte Carlo para $\bar{\sigma} \times A$ para reações (γ, n)	113
3.5.3.4' - Ajuste obtido com o método de Monte Carlo para $\bar{\sigma} \times A$ para reações (γ, p)	114

LISTA DE TABELAS

<u>Tab.</u>	<u>Pág.</u>
1.2.1 - Esquema geral do programa de Monte Carlo	16
1.3.2.1 - Probabilidade da reação (γ, π^0) para núcleo residual frio..	25
1.3.2.2 - Probabilidade da reação (γ, π^+) para núcleo residual frio..	27
1.3.2.3 - Probabilidade da reação (γ, π^-) para núcleo residual frio..	29
1.3.2.4 - Probabilidade da reação (γ, π^0) para núcleo residual quente	31
1.3.2.5 - Probabilidade da reação (γ, π^-) para núcleo residual quente	33
1.3.2.6 - Probabilidade da reação (γ, π^+) para núcleo residual quente	35
1.3.3.1 - Valores usados para $\sigma_0(E_\gamma)$ e $\sigma_D(E_\gamma)$	20
1.3.3.2 - Seção de choque da reação (γ, π^0) para núcleo residual frio (μb)	37
1.3.3.3 - Seção de choque da reação (γ, π^+) para núcleo residual frio (μb)	39
1.3.3.4 - Seção de choque da reação (γ, π^-) para núcleo residual frio (μb)	41
1.3.3.5 - Seção de choque da reação (γ, π^0) para núcleo residual quente (μb)	43

<u>Tab.</u>	<u>Pág.</u>
1.3.3.6 - Seção de choque da reação (γ, π^+) para núcleo residual quente (μb)	45
1.3.3.7 - Seção de choque da reação (γ, π^-) para núcleo residual quente (μb)	47
3.2.1 - Seção de choque por quantum equivalente, $\sigma_Q(E_0)$	88
3.2.2 - Valores médios experimentais das seções de choque abso- lutas	91
A.1.1 - Fator de Lvinger	120
A.3.1 - Energias de corte de alguns núcleos alvo	125
A.4.1 - Fração f_π de produção de píon na colisão $N+N \rightarrow N+N+\pi$	129
A.4.2 - Seções de choque de espalhamento e absorção de píons	131
A.4.3 - Fração f_{CE} na colisão com troca de carga	135
A.6.1 - Seção de choque média do nucleon i na matéria nuclear	137

INTRODUÇÃO

O presente trabalho estuda a fotoprodução de mésons π do ponto de vista essencialmente da Física Nuclear, mas observando também o relacionamento entre este ponto de vista e o do campo de Partículas Elementares através das ressonâncias. As ressonâncias bariônicas são extremamente importantes no estudo da interação forte, sendo eventos instáveis que decaem com uma meia-vida muito curta em dois ou mais "objetos" estáveis para interação forte

A finalidade do presente trabalho é estabelecer uma estimativa das seções de choque das reações (γ, π) em núcleos complexos, e fazer um estudo comparativo entre estes resultados e os obtidos para as reações $(\gamma, N)^\dagger$ no intervalo de momento do fóton de 200 MeV/c até 1000 MeV/c. As seções de choque serão estimadas fazendo-se uso do método de Monte Carlo e das Transparências Nucleares. Justifica-se o intervalo 200MeV/c - 1000MeV/c por incluir ressonâncias importantes como as $\Delta(1236)$ e $N(1512)$, e também porque acima desse intervalo de momentum do fóton incidente as seções de choque das reações de interesse são pequenas. Será feita uma comparação com resultados experimentais, e também obtida a dependência entre o valor médio das seções de choque absolutas para fotoprodução de mésons π e o número de massa do núcleo alvo.

[†] Chamamos N um nucleon genérico.

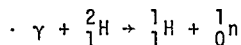
Atualmente aceita-se que as forças nucleares são produzidas por um campo mesônico similar ao campo eletromagnético, mas de alcance muito menor. Essa hipótese foi sugerida em 1935 por Yukawa⁽¹⁾, que apontou que o curto alcance do campo nuclear é consistente com um campo cujo quantum tem massa de repouso diferente de zero. No caso eletrostático, o potencial é resultante da interação entre duas cargas, que resulta da transmissão contínua de fótons virtuais. Por analogia, o potencial resultante da interação entre dois nucleons é resultado da transferência contínua de mésons π virtuais. Pelo alcance observado da força nuclear, Yukawa estimou que a massa do méson π deve ser da ordem de 300 vezes a massa de repouso do elétron.

Uma outra partícula, o múon, descoberta em 1936, ou seja, antes do píon, foi originalmente pensada ser a partícula de Yukawa. Entretanto, essa partícula interage fracamente com a matéria nuclear, e não existe a partícula neutra correspondente (μ^0), necessária para as interações nêutron-nêutron e próton-próton. Além disso, os múons tem spin $1/2$, e não podem ser transferidos para qualquer sistema sem mudança no momento angular. Devido a esse engano de interpretação, entretanto, o múon é chamado historicamente de méson μ .

O méson π foi encontrado nos raios cósmicos em 1947 por Lattes e colaboradores⁽²⁾, e detetado com o uso de emulsões nucleares. Em 1948, quando o Síncrotron de Berkeley passou a operar com energia suficiente para produzir píons, Lattes e Gardner⁽³⁾ conseguiram detetá-los, demonstrando definitivamente a forte interação nuclear dessa partícula.

A teoria do méson apareceu na mesma época do surgimento da Física Nuclear, pelo menos no sentido moderno do termo.

Com efeito, em 1934, Chadwick e Goldhaber⁽⁴⁾ conseguiram obter a desintegração do deutério mediante a reação:



utilizando radiação γ proveniente de uma fonte de ThC'' (${}^{208}\text{Tl}$). Começava assim a linha de pesquisa em reações de fotodesintegração. Posteriormente foi possível estudar a estrutura detalhada de uma intensa ressonância (ressonância gigante) observada em baixas energias em fótreações produzindo principalmente neutrons e prótons. Goldhaber e Teller⁽⁵⁾ propuseram modelos simples para explicar a existência dessa ressonância. Um desses modelos foi usado posteriormente por Levinger e Bethe⁽⁶⁾ para calcular a seção de choque integral e a energia média para absorção do fóton em núcleos pesados. Essa foi a base para o modelo do Quasi-Deuteron, que proposto em 1951 por Levinger^(7,8), continua sendo utilizado até hoje para a interpretação, pelo menos fenomenológica e em primeira aproximação, da interação de fótons com núcleos na região de energia que vai do final da ressonância gigante até cerca de 450 MeV.

Inicialmente, o modelo proposto por Levinger estava destinado à interpretação de reações nucleares iniciadas por fótons em qualquer energia acima do final da ressonância gigante. Entretanto, Roos e Peterson^(9,10), utilizando fótons de bremsstrahlung obtidos no Eletro-Sincrotron de Cal Tech, e emulsões nucleares como detetor, verificaram o apa

recimento de foto-estrelas[†] de núcleos complexos no intervalo de energia de 250 MeV a 1150 MeV. Essas foto-estrelas, difíceis de serem explicadas utilizando os modelos até então existentes; foram identificadas, por Roos e Peterson, como processos de fotodesintegração em que há a emissão de duas ou mais partículas carregadas. Desse modo, as foto-estrelas apresentavam um maior número de ramificações com o aumento da energia do fóton incidente, enquanto que, nesse mesmo intervalo de energia, a seção de choque de fotodesintegração do deuteron livre decrescia com o aumento da energia. Roos e Peterson utilizaram o Modelo Ótico para dar uma explicação natural dos fenômenos observados, sendo que nesse modelo foi incluída como interação primária do fóton com o nucleon individual, a fotoprodução de mésons π . Além disso, eles admitiram também que os mésons π emitidos pelo núcleo eram provenientes da superfície nuclear.

Acima de 150 MeV^{††} começa a competição entre a absorção do fóton por um par neutron-próton, e absorção do fóton por um único nucleon com produção de um ou mais mésons reais. Alaby, Linch e Ritson (11) mostraram que a dupla produção de mésons π torna-se significativa acima de 450 MeV, e em aproximadamente 350 MeV está localizado o limiar de dupla produção de mésons.

Existem poucos resultados experimentais sobre a foto-

[†] Quando em uma emulsão observamos uma desintegração nuclear induzida por partículas de alta energia, observa-se uma série de traços que partem de um centro, como se fossem raios, cujo aspecto "estrelado" faz com que se fale de estrelas.

^{††} Para produzir um méson π "real" é preciso que a massa total W do sistema γ -nucleon no sistema do centro de massa seja pelo menos 1100 MeV, quer dizer, aproximadamente 150 MeV para a energia do fóton no sistema de laboratório.

produção de mésons π em núcleos complexos, devido a dificuldades na realização das experiências. Os dados experimentais existentes na literatura estão apresentados no Capítulo 3. Entretanto, este não é o caso quando se estudam reações de fotoprodução de neutrons, fotofissão e fotospallation. No intervalo de energia do fóton de 300 MeV a 1000 MeV, existem numerosos trabalhos do Departamento de Física Nuclear e Partículas do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, relacionados à fotoprodução de neutrons (12-22), sendo que a sistemática dessas reações foi estudada por Martins (12), di Napoli e colaboradores (13,23) e de Carvalho e colaboradores (24), que explicaram todas as medidas feitas em Tokyo, Frascati, Lund e Kharkov. O DFNP estudou ainda reações (γ, n) em altas energias (25), fotoprodução de prótons (26), além da fotofissão (27,28) em núcleos pesados e fotospallation (29-31). A fotoprodução de mésons foi também estudada por di Napoli (32) e Martins e colaboradores (33). Esses trabalhos tiveram a participação do grupo de pesquisadores do CBPF, e colaboração de pesquisadores do Istituto di Chimica Generale e Inorganica da Universidade de Roma, e do Deutsches Elektronen-Synchrotron-DESY.

Existem diversos modelos, sob o ponto de vista da Física Nuclear, que permitem calcular a seção de choque de fotoprodução de mésons π : fsi (34) (final state interaction); DWIA (35) (distorted wave impulse approximation); PWIA (35) (plane wave impulse approximation) e o modelo fenomenológico de Kisslinger e Wang (36-38). Entretanto, esses modelos não fornecem bons acordos com os resultados experimentais. Em vista desse quadro, fomos levados a estimar as seções de choque utilizando

o método de Monte Carlo e as Transparências Nucleares. Os resultados obtidos e a análise da validade desses modelos citados es tao apresentados, respectivamente, nos Capítulos 1 e 2.

CAPÍTULO 1

ESTIMATIVA DAS SEÇÕES DE CHOQUE PARA FOTOPRODUÇÃO DE MÉSONS, π EM ENERGIAS INTERMEDIÁRIAS

1.1 - INTERAÇÃO DA RADIAÇÃO ELETROMAGNÉTICA COM NÚCLEOS COM- PLEXOS

A escolha dos modelos que permitem a interpretação teórica dos aspectos fenomenológicos das reações fotonucleares, depende da energia do fóton incidente (E_γ), ou seja; de seu comprimento de onda racionalizado (λ). Assim, fótons com energia menor que 5 MeV terão comprimento de onda maior que o diâmetro nuclear, ocasionando apenas uma fluorescência nuclear.

Para fótons de energia no intervalo 5 MeV - 40 MeV, o comprimento de onda será da ordem de grandeza do diâmetro nuclear ($\sim 10^{-12}$ cm), e as reações podem ser descritas mediante a interação entre o fóton incidente e o momento de dipolo do núcleo como um todo. Sendo essa interação de natureza eletromagnética, o campo elétrico \vec{E} da radiação incidente induzirá um movimento coerente no conjunto de prótons, enquanto que, para conservação do centro de massa, os neutrons se moverão na direção oposta, gerando um estado altamente ressonante denominado ressonância gigante ⁽⁵⁾. A viscosidade dos fluidos é então responsável pelo aquecimento nuclear ⁽³⁹⁾, e a energia do estado é distribuída entre todos os núcleons, ocorrendo uma termalização na energia,

favorecendo então a que neutrons e prótons sejam "evaporados" dessa nova configuração. Quando isso ocorre, o núcleo é esfriado. A intensa ressonância observada nessa região de energia ^(40,41) tem sido explicada com sucesso em termos de absorção via dipolo ^(5,42), ou mesmo multipolo. A desexcitação do núcleo ocorre preferencialmente pela ejeção de neutrons. De fato, a ausência da barreira coulombiana faz com que a emissão de neutrons seja cerca de 100 vezes maior que a de prótons. Reações (γ, n) e $(\gamma, 2n)$ são muito frequentes nessa região de energia, apresentando um pico na seção de choque da ordem de 100mb ^(9,10). Para núcleos pesados, tais como Th, U, etc, a fotofissão também exibe um caráter ressonante nas curvas de seção de choque ^(43,44).

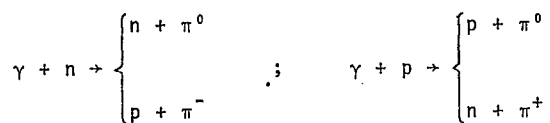
Para energias do fóton acima do final da ressonância gigante ($E_\gamma \gtrsim 40$ MeV), o comprimento de onda passa a ser de tal ordem de grandeza que o fóton pode ser absorvido no núcleo por sub-unidades nucleares, essencialmente os pares n-p; denominados quasi-deuterons, e que foram considerados pela primeira vez no modelo de Levinger ^(7,8). A contribuição dos fótons da região quasi-deuterônica para as reações fotonucleares se estende até cerca de 600 MeV, sendo que a partir daí poderã ser considerada desprezível devido à pequena seção de choque de fotodesintegração do deuteron. O mecanismo de absorção de fótons pelo núcleo através de pares neutron-próton é ainda matéria em discussão. Recentemente, Levinger ⁽⁴⁵⁾ modificou o seu modelo original de fotoabsorção nuclear via quasi-deuteron, obtendo para a seção de choque uma relação do tipo:

$$\sigma_{mqd} = L(NZ/A)\exp(-D/E_\gamma)\sigma_d$$

onde L é uma constante ($4 \leq L \leq 8$), N , Z e A são o número de nêutrons, o número atômico e o número de massa do núcleo alvo, respectivamente, e σ_d é a seção de choque de fotoabsorção do deuteron. O novo fator introduzido por Levinger, $\exp(-D/E_\gamma)$, onde D é uma constante, vem do fato que para energias do fóton comparáveis à energia de Fermi, existe um forte amortecimento na seção de choque de fotoabsorção nuclear, devido à obstrução causada pelo Princípio da Exclusão de Pauli nos estados finais para o nêutron e/ou próton emitido do quasi-deuteron. Utilizando resultados experimentais obtidos em Saclay⁽⁴⁶⁾ para a seção de choque de fotoabsorção no chumbo, Levinger determinou que $D = 60$ MeV para energias do fóton incidente entre 25 MeV e 106 MeV.

1.1.1 - O Modelo Fotomesônico

Para fótons de energia $E_\gamma \gtrsim 150$ MeV, deve ser incluída, além do processo de interação com o quasi-deuteron, a interação direta inicial do fóton com um nucleon individual devido ao pequeno comprimento de onda do fóton, havendo nesse caso a produção de um ou mais mésons reais. Uma das previsões da teoria é que mésons são produzidos em colisões de alta energia. Energeticamente, somente um méson pode ser emitido a partir de fótons de aproximadamente 150 MeV, e em energias mais altas (acima de cerca de 350 MeV), a múltipla produção é possível. Para energias próximas a 150 MeV, pode ocorrer a simples produção de mésons através das seguintes reações primárias:



Acima de 350 MeV, considerado o limiar de dupla produção de \bar{m}_π sons, podem ocorrer as seguintes reações primárias:



1.1.2 - Reações Fotonucleares em Energias Intermediárias

O mecanismo geral de interação de partículas de energia intermediária com núcleos complexos, proposto por Serber⁽⁴⁷⁾, foi utilizado por Reff⁽⁴⁸⁾ para reações fotonucleares, e divide a reação nuclear em 2 estágios. No primeiro estágio, fase de cascata, considerada a fase rápida da reação ($\sim 10^{-23}$ segundos), o fóton interage com um nucleon, havendo a fotoprodução de um ou mais mésons e um nucleon de recuo, e estas partículas, no seu caminho através do núcleo, podem interagir com outros nucleons. Essas interações são governadas pelas seções de choque de colisão nucleon-nucleon e méson-nucleon, com as modificações introduzidas pelo efeito do Princípio da Exclusão de Pauli dentro do núcleo⁽⁴⁹⁾ e pelo movimento dos nucleons no núcleo. As partículas produzidas podem deixar o núcleo, serem absorvidas pelo núcleo ou interagir com a matéria nuclear, transferindo uma certa quantidade de energia de excitação ao núcleo. Se após o término

da cascata o núcleo residual ainda possuir uma energia de excitação maior que a mínima energia necessária para emissão de partículas, terá início o segundo estágio da reação, a fase lenta ou de evaporação ($\sim 10^{-15}$ segundos). Nesse estágio, o núcleo resultante do final da cascata se desexcita por um processo competitivo entre a evaporação de partículas, segundo a teoria de Weisskopf⁽⁵⁰⁾, e a fissão nuclear⁽²⁷⁾, esta sendo fortemente dependente do parâmetro de fissionabilidade nuclear Z^2/A .

No presente trabalho não consideraremos a produção de mésons ρ , que só se torna significativa a partir de 1 GeV⁽⁵¹⁾.

1.2 - SIMULAÇÃO DE CASCATAS INTRANUCLEARES PELO MÉTODO DE MONTE CARLO

O método de Monte Carlo é baseado na escolha de números aleatórios de um modo estocástico, e será utilizado particularmente no acompanhamento de cascatas intranucleares iniciadas por fótons. Esse método já foi usado em diversos trabalhos anteriores^(12,14,26), e é válido devido à inexistência, para energias acima de 30 - 40 MeV, de fórmulas para o cálculo das seções de choque que sejam baseadas em modelos nucleares. Existem naturalmente, alguns modelos de interação para essa faixa de energia, se bem que testados somente para núcleos leves, como o modelo de Hebach e colaboradores^(52,53), cuja base está na troca de um méson π virtual e que usa um potencial nuclear do tipo Woods-Saxon, e o modelo do quasi-deuteron de Lvinger, que entretanto é apenas fenomenológico, mas que não formulam o relacionamento do número de massa e energia das seções de choque de

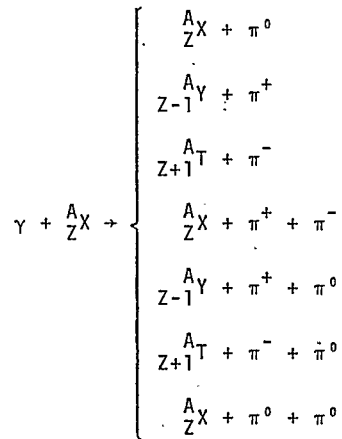
uma grande variedade de reações nucleares.

No presente trabalho utilizamos o método de Monte Carlo para o cálculo das probabilidades que permitem determinar as seções de choque das reações (γ, π) no intervalo de energia de 200 MeV a 1000 MeV. São também estudadas as reações do tipo $(\gamma, n\pi^0)$, $(\gamma, p\pi^-)$, $(\gamma, p\pi^0)$ e $(\gamma, n\pi^+)$, cujas seções de choque calculadas serão comparadas com as estimativas de seções de choque de reação (γ, n) em núcleos complexos encontrada por Martins ^(12,24) que, entretanto, utilizou dados de entrada diferentes (essencialmente menos restritivos) daqueles utilizados no presente cálculo. Para as reações (γ, p) as seções de choque serão comparadas com dados experimentais ⁽⁵⁴⁻⁶¹⁾

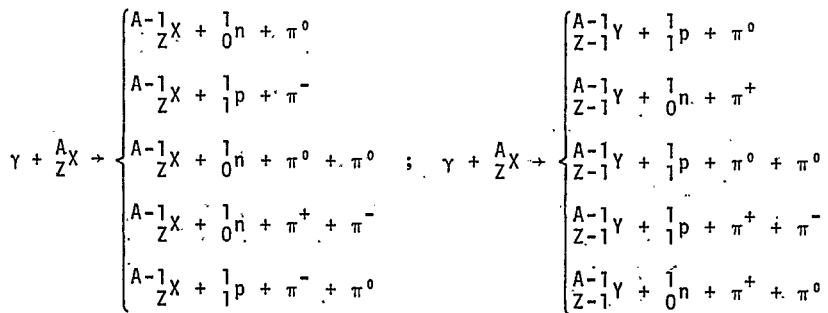
Em nosso cálculo, a dupla produção de mésons na interação primária não é considerada diretamente ⁽⁶²⁾; o efeito Compton nas interações do fóton incidente com os nucleons é desprezado devido à sua pequena seção de choque ⁽⁶³⁾; e a tripla produção de mésons não foi computada nem como interação primária nem como secundária, já que só se torna significativa acima de 1,3 GeV ⁽⁶²⁾. Quando calculamos as probabilidades de reação, entretanto, levamos em conta todas as ressonâncias de nucleons que decaem em mais de um píon.

Uma "história" é definida como o desenvolvimento de uma cascata intranuclear, que vai desde a interação primária do fóton até o núcleo residual entrar no estágio de evaporação. Considera-se que ocorreu uma história favorável quando um ou mais mésons escapam do núcleo. Uma variação no número de prótons ou neutrons no núcleo residual final pode também ser observada, levando-se em conta o balanço de carga das reações, mas

reações (γ, n) e (γ, p) são somente "subprodutos" das reações de interesse. Assim, o programa de Monte Carlo por nós utilizado fornece basicamente reações do tipo:

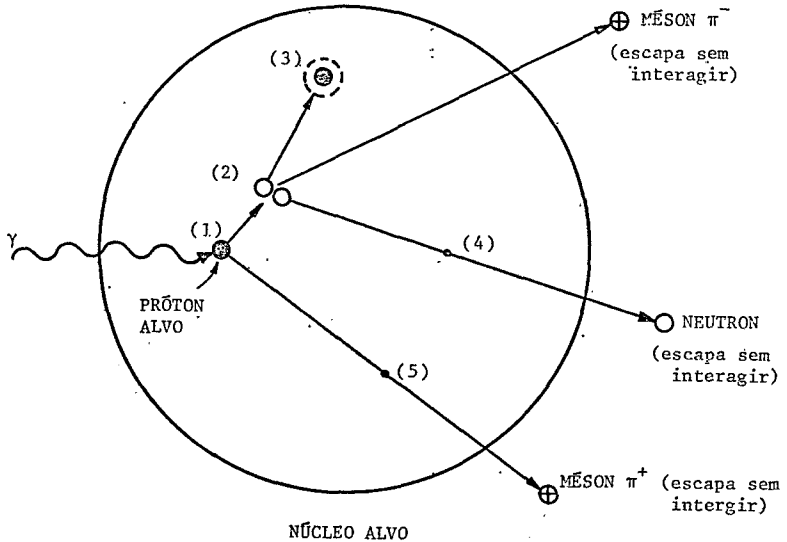


obtendo-se ainda as reações que deixam o núcleo residual do final da cascata quente ou frio, ou seja, se o núcleo residual tem ou não energia de excitação adequada para entrar na fase de evaporação. É possível também distinguir reações do tipo:



sempre verificando se deixam o núcleo residual quente ou frio.

As reações de interesse podem ser obtidas diretamente, como nos esquemas apresentados anteriormente, ou por intermédio de reações complexas envolvendo cascatas, como ilustrado, por exemplo, no esquema que se segue:



- (1) $\gamma + p \rightarrow n + \pi^+$
- (2) $n + n \rightarrow n + p + \pi^-$
- (3) o próton chegando no ponto de interação 3 interage com outro nucleon, mas a interação (por exemplo, espalhamento p-p) é tal que os "produtos" não têm uma energia suficiente para sair do núcleo.
- (4) o cálculo prevê uma interação do nêutron com um próton, dando espalhamento, mas o Princípio da Exclusão de Pauli exclui tal interação. O nêutron então continua sem sofrer colisões.
- (5) o cálculo prevê uma interação do tipo $\pi^+ + n \rightarrow p + \pi^0$, mas o Princípio da Exclusão de Pauli exclui tal interação. O píon π^+ continua sem sofrer colisões.

O número de histórias acompanhadas depende do tipo de interação da partícula incidente. No caso de interação com fótons, é necessário o acompanhamento de um grande número para que a precisão nas probabilidades resultantes possa ser considerada satisfatória. Após cálculos baseados no método de tentativa e erro, o número de histórias considerado ideal para a estimativa da probabilidade de produção simples de méson foi de 20000 a 40000. No caso de emissão de dois mésons π , seria necessário seguir um número bem maior de histórias. Restringimos então o nosso estudo à fotoprodução de um único méson π .

O cálculo por nós realizado usou o computador IBM/370 do CBPF, mediante um programa na linguagem FORTRAN IV, cujo fluxograma de operações está mostrado na Tabela 1.2.1. Detalhes do cálculo podem ser vistos no Apêndice A.

1.3 - RESULTADOS OBTIDOS DO CALCULO DE MONTE CARLO

1.3.1 - Energia de Excitação do Núcleo Residual

Primeiramente, é indispensável conhecer a energia de excitação E^* do núcleo final da cascata para se observar se o núcleo residual é frio, ou seja, se é impossível a emissão de outras partículas, ou quente, quando então ele passa à fase de evaporação. Na Fig. 1.3.1.1 observa-se como a energia de excitação influencia a probabilidade de ocorrência de reação (γ, π) . Para ocorrer reações (γ, n) e (γ, p) , a energia de excitação mínima necessária é cerca de 7 MeV, mas para reações (γ, π) deve ser

Tabela 1.2.1 - Esquema geral do programa de Monte Carlo.

1. Cálculo da probabilidade de interação
2. Escolha do ponto de interação dentro do núcleo
3. Cálculo das energias de corte
4. Cálculo da interação primária
 - 4.1 - A interação primária é via quasi-deuteron
 - 4.1.1 - Sorteio do ângulo de espalhamento no C.M., e cálculo das energias, momenta e ângulos no S.L.
 - 4.1.2 - Existe mais de um nucleon na cascata ?
SIM: - um é armazenado para análise posterior e o outro segue na cascata.
NÃO: - o nucleon segue na cascata.
 - 4.1.3 - Verifica possibilidade energética do nucleon ser absorvido ou não pelo núcleo.
 - A. O nucleon segue na cascata
 - A.1 - Cálculo da nova coordenada da partícula
 - A.2 - a partícula sai do núcleo ?
SIM: A.2.1 - descreve e conta a reação que ocorreu.
A.2.2 - há outra partícula armazenada ?
SIM: - acompanha esse ramo da cascata (volta ao item 4.1.1).
NÃO: - inicia nova cascata (vai para o item 5).
 - NÃO: A.2.1 - houve uma provável colisão com outra partícula do núcleo, e escolhe alvo.
A.2.2 - produziu pïon nessa colisão ?
SIM: - acompanha a cinemática da interação - essa colisão obedece ao princípio de Pauli ?
SIM: - houve a colisão e verifica a possibilidade energética do pïon ser absorvido ou não pelo núcleo. Se segue na cascata e armazenado para análise posterior (volta ao item 4.1.2).
NÃO: - não houve colisão e a partícula continua seu caminho na mesma direção (volta ao item A.1).
NÃO: - acompanha a cinemática da interação - essa colisão obedece ao princípio de Pauli ?
SIM: - houve a colisão e acompanha esse ramo da cascata (volta ao item 4.1.2).
NÃO: - não houve colisão e a partícula continua seu caminho na mesma direção (volta ao item A.1).
 - B. o nucleon é absorvido pelo núcleo (termina o acompanhamento).
 - B.1 - Há outra partícula armazenada ?
SIM: - acompanha esse ramo da cascata (volta ao item 4.1.1).
NÃO: - inicia nova cascata (vai para o item 5).
 - 4.2 - A interação primária é via fotomesônica ?
 - 4.2.1 - Escolhe o pïon.
 - 4.2.2 - Sorteio do ângulo de espalhamento no C.M., e cálculo das energias, momenta e ângulos no S.L.
 - 4.2.3 - Verifica possibilidade energética do pïon ser absorvido ou não pelo núcleo. Se segue na cascata, é armazenado para análise posterior.
 - 4.2.4 - Volta ao item 4.1.2.
5. Conta o número de histórias.
 - 5.1 - O número de histórias é menor que 40000 ?
SIM: - volta ao item 1
NÃO: - imprime resultado (histórias favoráveis).

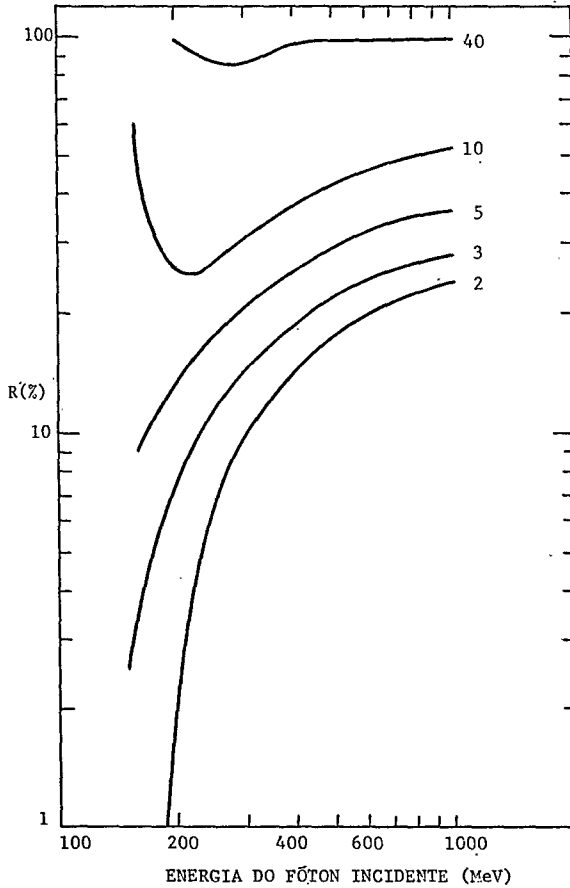


Figura 1.3.1.1 - Percentual de eventos $(\gamma, \pi_{total}) = (\gamma, \pi^0) + (\gamma, \pi^+) + (\gamma, \pi^-)$ deixando o núcleo residual frio, em relação à soma dos eventos (γ, π_{total}) que deixam o núcleo residual quente e frio, como uma função da energia do fóton incidente, para 5 energias de excitação. O núcleo alvo é o ^{27}Al .

muito menor, aproximadamente 2 MeV, que é o valor usado no presente cálculo. Esse valor foi determinado para o ^{27}Al , e consideramos válido para os demais núcleos estudados, já que um teste para o ^{197}Au , resultou num valor de E^* não muito diferente do obtido para o ^{27}Al . As curvas marcadas com 40 e 10 (isto é, $E^* = 40$ MeV e $E^* = 10$ MeV) não tem, evidentemente, qualquer significado, e só estão na figura para comparação. As curvas marcadas com 5 e 3 são também irreais, já que é difícil aceitar rendimentos tão altos para reações (γ, π) frias para energias entre 150 MeV e 200 MeV. Os dados experimentais dessas reações fornecem rendimentos da ordem de poucos microbarns. Consequentemente, fomos forçados a aceitar $E^* \leq 2$ MeV por ser correspondente à curva que melhor concorda com os dados experimentais.

1.3.2 - Probabilidades das Reações de Fotoprodução de Mésons π

A probabilidade de uma reação de fotoprodução de mésons π é função da energia do fóton incidente, e do número de massa do núcleo considerado, sendo dada por:

$$\phi_{\pi}(E_{\gamma}, A) = \frac{\text{número de histórias que resultam favoráveis}}{\text{número de histórias seguidas}}$$

Nas Tabelas 1.3.2.1 - 1.3.2.3 estão relacionadas as probabilidades de emissão de mésons π^0 , π^+ e π^- que deixam o núcleo residual frio, e nas Tabelas 1.3.2.4 - 1.3.2.6 as probabilidades de emissão de mésons π^0 , π^+ e π^- que deixam o núcleo residual quente. Os erros apresentados são puramente estatísticos, e foram

estimados de acordo com as referências (64), (65) e (66)

1.3.3 - Seções de Choque de Fotoprodução de Mésons π

Para fótons de energia acima do limiar fotomesônico ($E_\gamma \geq 150$ MeV), a interação primária pode ocorrer via quasi-deuteron ou via fotomesônica. Sendo assim, a seção de choque total inelástica deve levar em conta a contribuição desses dois mecanismos de interação, e a seção de choque de fotoprodução de mésons π será dada por:

$$\sigma_{\text{CALC}}(\gamma, \pi) = \left[A\sigma_0(E_\gamma)\delta + L \frac{NZ}{A} \sigma_D(E_\gamma)\delta' \right] \phi_\pi(E_\gamma, A) \quad (1.3.3.1)$$

onde a expressão entre colchetes representa a seção de choque total inelástica; $A\sigma_0(E)\delta$ é a parte predominante correspondente à interação fotomesônica, $\sigma_0(E_\gamma)$ sendo a seção de choque total inelástica do fóton com o nucleon individual, cujo valor é dado pela ref. (67); $L \frac{NZ}{A} \sigma_D(E_\gamma)\delta'$ é a parte relativa à interação com o quasi-deuteron, sendo $\sigma_D(E_\gamma)$ a seção de choque total de fotodesintegração do deuteron, dada pela referência (68). Quando $E_\gamma > 600$ MeV, σ_D é desprezível. L é o fator de Levinger dado por (69):

$$L = 2,1 \ln(1,3 A)$$

é δ e δ' são probabilidades de excitação do núcleo após a cascata, e dependem do tipo da interação primária ser via quasi-deuteron ou via fotomesônica. Para energias do fóton incidente me-

nores que 1 GeV, δ e δ' são aproximadamente iguais à unidade de ⁽¹³⁾. Os valores de $\sigma_0(E_\gamma)$ e $\sigma_D(E_\gamma)$ estão relacionados na Tabela 1.3.3.1.

Tabela 1.3.3.1 - Valores usados para $\sigma_0(E_\gamma)$ e $\sigma_D(E_\gamma)$.

E_γ (MeV)	$\sigma_0(E_\gamma)$ (μb)	$\sigma_D(E_\gamma)$ (μb)
200	140	57
220	180	60,5
250	265	65
280	405	62,5
300	515	56
350	485	33
400	275	20
450	180	13
500	165	8
550	196	—
600	225	—
700	272	—
800	255	—
900	220	—
1000	225	—

Como a dupla e a tripla produção de mésons não foram consideradas na interação primária do fóton com o nucleon individual, ao valor das probabilidades de reação foi acrescentado um fator multiplicativo que levou em conta essa correção para todas as ressonâncias que produzem mais de um pion. O fator de correção para dupla produção de mésons foi determinado levando-se em conta a proporção 4:1:0 entre as seções de choque para as reações: $\gamma + p \rightarrow p + \pi^+ + \pi^-$; $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0 + \pi^0$ e $\gamma + p \rightarrow n + \pi^+ + \pi^0$, respec-

tivamente, devido ao princípio da invariância do spin isotópico, onde os valores da seção de choque para essa reação foram tirados dos gráficos da ref. (70).

Nas Tabelas 1.3.3.2 a 1.3.3.4 estão apresentados os valores obtidos para as seções de choque absolutas para as reações (γ, π^0) , (γ, π^+) e (γ, π^-) que deixam o núcleo residual frio, e nas Tabelas 1.3.3.5 a 1.3.3.7 as seções de choque absolutas para as mesmas reações, deixando agora o núcleo residual quente. Em todas as Tabelas, na última linha, estão apresentados os valores médios das seções de choque absolutas no intervalo de energia de 200 MeV a 1000 MeV. O erro no cálculo das seções de choque foi estimado como uma combinação dos erros de $\sigma_0(E_\gamma)$ (71), $\sigma_D(E_\gamma)$ (68) e $\phi_\pi(E_\gamma, A)$.

Nas Figuras 1.3.3.1 a 1.3.3.9 estão representadas as seções de choque absolutas em função da energia do fóton para as reações (γ, π^0) , (γ, π^+) e (γ, π^-) para núcleos representativos leves, de massa intermediária e pesados que deixam o núcleo residual frio. O mesmo nas Figuras 1.3.3.10 a 1.3.3.18 para núcleo residual quente.

1.4 - INTERPRETAÇÃO DAS CURVAS DE SEÇÃO DE CHOQUE OBTIDAS COM O USO DO MÉTODO DE MONTE CARLO

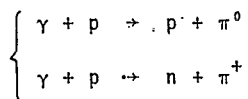
A análise das curvas de seção de choque obtidas com o uso do método de Monte Carlo, permite-nos observar; tanto nas curvas para núcleo residual frio, como para quente, um pico centrado em cerca de 300 MeV, representando nitidamente a contribuição da ressonância (3,3)

Para energias do fóton incidente acima de 500 MeV, em reações (γ, π^0) e (γ, π^+) que deixam o núcleo residual frio, há o aparecimento de um segundo pico muito suave. Para as reações (γ, π^+) , devidas à interação primária $\gamma + p \rightarrow n + \pi^+$, esse fato se deve a que o neutron é mais facilmente emitido do núcleo, já que ele não sofre a influência da barreira coulombiana, favorecendo o aparecimento de reações $(\gamma, n\pi^+)$. As reações (γ, π^-) que deixam o núcleo residual frio, são devidas à interação primária $\gamma + n \rightarrow p + \pi^-$, e apresentam um segundo pico centrado em cerca de 650 MeV; já que o próton tem mais dificuldade em ser emitido do núcleo pelo argumento acima visto. A presença de um segundo pico suave nas reações (γ, π^0) que deixam o núcleo residual frio, é devido fundamentalmente, à absorção do méson π^0 , que pode ocorrer por qualquer par de nucleons (nn, pp ou np).

As reações (γ, π) que deixam o núcleo residual quente, apresentam comportamento mais ou menos análogo, e rendimentos muito maiores que os das reações (γ, π) que deixam o núcleo residual frio. Isso pode ser explicado pela própria natureza da reação, já que o núcleo residual quente continua a emitir partículas entrando na fase de evaporação.

1.5 - VARIACÃO DO VALOR MÉDIO DAS SEÇÕES DE CHOQUE COM O NÚMERO DE MASSA

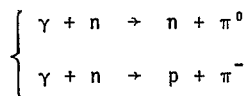
Nas Figuras 1.5.1 a 1.5.3 estão representados, respectivamente, o valor médio das seções de choque, no intervalo de energia de 200 MeV a 1000 MeV, contra o número de massa A dos núcleos estudados, para as reações (γ, π) que deixam o núcleo



que deixam sempre o núcleo residual frio. Dessa forma, a dependência funcional entre o valor médio das seções de choque e o número de massa é:

$$\bar{\sigma}_{\gamma p}(A) = (81 \pm 8)A^{(0,544 \pm 0,008)} \mu\text{b} \quad (1.5.4)$$

As reações (γ, n) resultantes de reações com saída de um méson:



que deixam o núcleo residual frio, fornecem a seguinte dependência funcional:

$$\bar{\sigma}_{\gamma n}(A) = (67 \pm 6)A^{(0,66 \pm 0,01)} \mu\text{b} \quad (1.5.5)$$

Tabela 1.3-2.1 - Probabilidade da Reação (γ, n^0) para Núcleo Residual Frio.

E_{γ} (MeV)	${}^7_3\text{Li}$	${}^{12}_6\text{C}$	${}^{16}_8\text{O}$	${}^{27}_{13}\text{Al}$	${}^{51}_{23}\text{V}$	${}^{55}_{25}\text{Mn}$
200	0,0014±0,0006	0,0011±0,0005	0,0006±0,0004	0,0010±0,0005	0,0005±0,0003	0,0005±0,0003
220	0,006 ±0,001	0,005 ±0,001	0,0031±0,0008	0,0033±0,0009	0,0011±0,0005	0,0013±0,0005
250	0,009 ±0,001	0,006 ±0,001	0,005 ±0,001	0,0038±0,0009	0,0028±0,0008	0,0023±0,0007
280	0,007 ±0,001	0,004 ±0,001	0,0024±0,0007	0,0021±0,0007	0,0020±0,0007	0,0017±0,0006
300	0,007 ±0,001	0,004 ±0,001	0,0033±0,0009	0,0019±0,0007	0,0016±0,0006	0,0015±0,0006
350	0,007 ±0,001	0,005 ±0,001	0,005 ±0,001	0,0029±0,0008	0,0025±0,0007	0,0020±0,0007
400	0,0027±0,0008	0,0012±0,0005	0,0017±0,0006	0,0012±0,0005	0,0014±0,0006	0,0011±0,0005
450	0,0032±0,0008	0,0025±0,0007	0,0025±0,0007	0,0012±0,0005	0,0012±0,0005	0,0011±0,0005
500	0,0019±0,0007	0,0017±0,0006	0,0019±0,0007	0,0010±0,0005	0,0010±0,0005	0,0010±0,0005
550	0,0016±0,0006	0,0008±0,0004	0,0012±0,0005	0,0013±0,0005	0,0011±0,0005	0,0011±0,0005
600	0,0012±0,0005	0,0011±0,0005	0,0012±0,0005	0,0011±0,0005	0,0008±0,0004	0,0009±0,0004
700	0,0012±0,0005	0,0012±0,0005	0,0009±0,0004	0,0007±0,0004	0,0007±0,0004	0,0012±0,0005
800	0,0010±0,0005	0,0009±0,0004	0,0007±0,0004	0,0006±0,0004	0,0009±0,0004	0,0005±0,0008
900	0,0010±0,0005	0,0012±0,0005	0,0010±0,0005	0,0009±0,0004	0,0006±0,0004	0,0007±0,0004
1000	0,0010±0,0005	0,0008±0,0004	0,0007±0,0004	0,0010±0,0005	0,0005±0,0003	0,0010±0,0005

Tabela 1.3.2.1 - continuação.

E_{γ} (MeV)	$^{75}_{33}\text{As}$	$^{88}_{38}\text{Sr}$	$^{127}_{53}\text{I}$	$^{138}_{56}\text{Ba}$	$^{197}_{79}\text{Au}$	$^{209}_{83}\text{Bi}$
200	0,0004±0,0003	0,0005±0,0003	0,0003±0,0003	0,0002±0,0002	0,0002±0,0002	0,0004±0,0003
220	0,0018±0,0006	0,0015±0,0006	0,0009±0,0004	0,0012±0,0005	0,0014±0,0006	0,0014±0,0006
250	0,0021±0,0007	0,0020±0,0007	0,0015±0,0006	0,0018±0,0006	0,0020±0,0007	0,0014±0,0006
280	0,0023±0,0007	0,0016±0,0006	0,0025±0,0007	0,0014±0,0006	0,0015±0,0006	0,0011±0,0005
300	0,0020±0,0007	0,0015±0,0006	0,0017±0,0006	0,0016±0,0006	0,0016±0,0006	0,0011±0,0005
350	0,0024±0,0007	0,0021±0,0007	0,0011±0,0005	0,0014±0,0006	0,0015±0,0006	0,0013±0,0005
400	0,0009±0,0004	0,0009±0,0004	0,0008±0,0004	0,0004±0,0003	0,0008±0,0004	0,0006±0,0004
450	0,0007±0,0004	—	0,0009±0,0004	—	0,0011±0,0005	0,0007±0,0004
500	0,0009±0,0004	0,0008±0,0004	0,0007±0,0004	0,0006±0,0004	0,0007±0,0004	0,0007±0,0004
550	0,0010±0,0005	—	0,0006±0,0004	—	0,0006±0,0004	0,0005±0,0003
600	0,0010±0,0005	0,0010±0,0005	0,0009±0,0004	0,0006±0,0004	0,0004±0,0003	0,0008±0,0004
700	0,0006±0,0004	—	0,0008±0,0004	—	0,0007±0,0004	0,0007±0,0004
800	0,0006±0,0004	0,0007±0,0004	0,0005±0,0003	0,0005±0,0003	0,0007±0,0004	0,0007±0,0004
900	0,0010±0,0005	—	0,0007±0,0004	—	0,0005±0,0003	0,0003±0,0003
1000	0,0006±0,0004	0,0007±0,0004	0,0008±0,0004	0,0004±0,0003	0,0006±0,0004	0,0005±0,0003

Tabela 1.3.2.2 - Probabilidade da Reação (γ, n^1) para Núcleo Residual Frio.

E_γ (MeV)	${}^7_3\text{Li}$	${}^{12}_6\text{C}$	${}^{16}_8\text{O}$	${}^{27}_{13}\text{Al}$	${}^{51}_{23}\text{V}$	${}^{55}_{25}\text{Mn}$
200	0,0034±0,0009	0,0029±0,0008	0,0031±0,0008	0,0023±0,0007	0,0017±0,0006	0,0017±0,0006
220	0,006 ±0,001	0,005 ±0,001	0,0037±0,0009	0,0032±0,0008	0,0021±0,0007	0,0016±0,0006
250	0,007 ±0,001	0,007 ±0,001	0,005 ±0,001	0,004 ±0,001	0,0025±0,0007	0,0029±0,0008
280	0,006 ±0,001	0,006 ±0,001	0,004 ±0,001	0,0024±0,0007	0,0013±0,0005	0,0020±0,0007
300	0,0028±0,0008	0,0030±0,0008	0,0028±0,0008	0,0021±0,0007	0,0021±0,0007	0,0018±0,0006
350	0,0033±0,0009	0,0032±0,0008	0,0028±0,0008	0,0007±0,0004	0,0009±0,0004	0,0012±0,0006
400	0,0025±0,0007	0,0035±0,0009	0,0032±0,0008	0,0012±0,0005	0,0014±0,0006	0,0017±0,0006
450	0,0037±0,0009	0,0032±0,0008	0,0034±0,0009	0,0021±0,0007	0,0038±0,0009	0,0023±0,0007
500	0,004 ±0,001	0,004 ±0,001	0,005 ±0,001	0,004 ±0,001	0,0032±0,0008	0,0029±0,0008
550	0,0009±0,0004	0,0012±0,0005	0,0015±0,0006	0,0012±0,0005	0,0009±0,0004	0,0008±0,0004
600	0,0007±0,0004	0,0008±0,0004	0,0008±0,0004	0,0007±0,0004	0,0004±0,0003	0,0004±0,0003
700	0,0020±0,0007	0,0019±0,0007	0,0023±0,0007	0,0013±0,0005	0,0016±0,0006	0,0010±0,0005
800	0,0012±0,0005	0,0011±0,0005	0,0014±0,0006	0,0010±0,0005	0,0009±0,0004	0,0007±0,0004
900	0,0010±0,0005	0,0010±0,0005	0,0011±0,0005	0,0008±0,0004	0,0009±0,0004	0,0010±0,0006
1000	0,0014±0,0006	0,0013±0,0005	0,0008±0,0004	0,0016±0,0006	0,0010±0,0005	0,0011±0,0005

Tabela 1.3.2.2 - continuação.

E_{γ} (MeV)	$^{75}_{33}\text{As}$	$^{88}_{38}\text{Sr}$	$^{127}_{53}\text{I}$	$^{138}_{56}\text{Ba}$	$^{197}_{79}\text{Au}$	$^{209}_{83}\text{Bi}$
200	0,0015±0,0006	0,0012±0,0005	0,0006±0,0004	0,0006±0,0004	0,0004±0,0003	0,0002±0,0002
220	0,0011±0,0005	0,0011±0,0005	0,0012±0,0005	0,0010±0,0005	0,0011±0,0005	0,0006±0,0004
250	0,0024±0,0007	0,0017±0,0006	0,0014±0,0006	0,0011±0,0005	0,0008±0,0004	0,0009±0,0004
280	0,0012±0,0005	0,0009±0,0004	0,0010±0,0005	0,0008±0,0004	0,0011±0,0005	0,0009±0,0004
300	0,0011±0,0005	0,0012±0,0005	0,0008±0,0004	0,0007±0,0004	0,0010±0,0005	0,0007±0,0004
350	0,0008±0,0004	0,0010±0,0005	0,0009±0,0004	0,0008±0,0004	0,0008±0,0004	0,0002±0,0002
400	0,0012±0,0005	0,0009±0,0004	0,0010±0,0005	0,0009±0,0004	0,0004±0,0003	0,0011±0,0005
450	0,0020±0,0007	—	0,0013±0,0005	—	0,0007±0,0004	0,0004±0,0003
500	0,0029±0,0008	0,0022±0,0007	0,0012±0,0005	0,0019±0,0007	0,0007±0,0004	0,0015±0,0006
550	0,0010±0,0005	—	0,0004±0,0003	—	0,0005±0,0003	0,0005±0,0003
600	0,0006±0,0004	0,0005±0,0003	0,0004±0,0003	0,0006±0,0004	0,0002±0,0002	0,0004±0,0003
700	0,0011±0,0005	—	0,0012±0,0005	—	0,0009±0,0004	0,0010±0,0005
800	0,0008±0,0004	0,0007±0,0004	0,0006±0,0004	0,0007±0,0004	0,0006±0,0004	0,0004±0,0003
900	0,0006±0,0004	—	0,0006±0,0004	—	0,0006±0,0004	0,0006±0,0004
1000	0,0007±0,0004	0,0007±0,0004	0,0009±0,0004	0,0007±0,0004	0,0004±0,0003	0,0006±0,0004

Tabela 1.3.2.3 - Probabilidade da Reação (γ, π^{-}) para Núcleo Residual Frio.

E_{γ} (MeV)	${}^7_{3}\text{Li}$	${}^{12}_{6}\text{C}$	${}^{16}_{8}\text{O}$	${}^{27}_{13}\text{Al}$	${}^{51}_{23}\text{V}$	${}^{55}_{25}\text{Mn}$
200	0,006 ±0,001	0,005 ±0,001	0,004 ±0,001	0,0036±0,0009	0,0032±0,0008	0,0028±0,0008
220	0,010 ±0,002	0,006 ±0,001	0,0038±0,0009	0,004 ±0,001	0,0030±0,0008	0,0033±0,0009
250	0,013 ±0,002	0,009 ±0,001	0,007 ±0,001	0,005 ±0,001	0,0031±0,0008	0,0027±0,0008
280	0,007 ±0,001	0,004 ±0,001	0,0036±0,0009	0,0029±0,0008	0,0025±0,0007	0,0019±0,0007
300	0,005 ±0,001	0,0040±0,0002	0,0037±0,0009	0,0025±0,0007	0,0017±0,0006	0,0017±0,0006
350	0,005 ±0,001	0,004 ±0,001	0,0034±0,0009	0,0030±0,0008	0,0018±0,0006	0,0015±0,0006
400	0,006 ±0,001	0,005 ±0,001	0,0036±0,0009	0,0031±0,0008	0,0025±0,0007	0,0032±0,0008
450	0,007 ±0,001	0,005 ±0,001	0,0039±0,0009	0,0039±0,0009	0,004 ±0,001	0,004 ±0,001
500	0,010 ±0,002	0,007 ±0,001	0,008 ±0,001	0,006 ±0,001	0,0037±0,0009	0,005 ±0,001
550	0,011 ±0,002	0,008 ±0,001	0,008 ±0,001	0,007 ±0,001	0,006 ±0,001	0,006 ±0,001
600	0,0079±0,001	0,006 ±0,001	0,005 ±0,001	0,006 ±0,001	0,006 ±0,001	0,005 ±0,001
700	0,0064±0,001	0,006 ±0,001	0,005 ±0,001	0,005 ±0,001	0,005 ±0,001	0,006 ±0,001
800	0,0045±0,001	0,0032±0,0008	0,0029±0,0008	0,0031±0,0008	0,0017±0,0006	0,0020±0,0007
900	0,0028±0,0008	0,0024±0,0007	0,0022±0,0007	0,0024±0,0007	0,0017±0,0006	0,0017±0,0006
1000	0,0031±0,0008	0,0022±0,0007	0,0019±0,0007	0,0018±0,0006	0,0017±0,0006	0,0014±0,0006

Tabela 1.3.2.3 - continuação.

E_{γ} (MeV)	$^{75}_{33}\text{As}$	$^{88}_{38}\text{Sr}$	$^{127}_{53}\text{I}$	$^{138}_{56}\text{Ba}$	$^{197}_{79}\text{Au}$	$^{209}_{83}\text{Bi}$
200	0,0023±0,0007	0,0022±0,0007	0,0019±0,0007	0,0023±0,0007	0,0020±0,0007	0,0021±0,0007
220	0,0022±0,0007	0,0025±0,0007	0,0017±0,0006	0,0014±0,0006	0,0016±0,0006	0,0018±0,0006
250	0,0036±0,0009	0,0027±0,0008	0,0030±0,0008	0,0026±0,0008	0,0036±0,0009	0,0028±0,0008
280	0,0020±0,0007	0,0018±0,0006	0,0015±0,0006	0,0015±0,0006	0,0014±0,0006	0,0013±0,0005
300	0,0019±0,0007	0,0021±0,0007	0,0020±0,0007	0,0015±0,0006	0,0017±0,0006	0,0019±0,0007
350	0,0013±0,0005	0,0011±0,0005	0,0010±0,0005	0,0016±0,0006	0,0016±0,0006	0,0011±0,0005
400	0,0023±0,0007	0,0017±0,0006	0,0018±0,0006	0,0018±0,0006	0,0020±0,0007	0,0014±0,0006
450	0,0029±0,0008	—	0,0016±0,0006	—	0,0015±0,0008	0,0037±0,0009
500	0,0039±0,0009	0,004 ±0,001	0,0032±0,0008	0,0034±0,0009	0,0030±0,0008	0,0037±0,0009
550	0,006 ±0,001	—	0,004 ±0,001	—	0,004 ±0,001	0,0037±0,0009
600	0,005 ±0,001	0,004 ±0,001	0,0038±0,0009	0,0039±0,0009	0,0033±0,0009	0,0037±0,0009
700	0,005 ±0,001	—	0,0035±0,0009	—	0,0035±0,0009	0,0028±0,0008
800	0,0019±0,0007	0,0021±0,0007	0,0018±0,0006	0,0019±0,0007	0,0018±0,0006	0,0020±0,0007
900	0,0018±0,0006	—	0,0014±0,0006	—	0,0010±0,0005	0,0015±0,0006
1000	0,0019±0,0007	0,0017±0,0006	0,0015±0,0006	0,0017±0,0006	0,0014±0,0006	0,0010±0,0005

Tabela 1.3.2.4 - Probabilidade da Reação (γ, π^0) para Núcleo Residual Quente.

E_{γ} (MeV)	${}^7_3\text{Li}$	${}^{12}_6\text{C}$	${}^{16}_8\text{O}$	${}^{27}_{13}\text{Al}$	${}^{51}_{23}\text{V}$	${}^{55}_{25}\text{Mn}$
200	0,060 ±0,004	0,063 ±0,004	0,067 ±0,004	0,074 ±0,004	0,068 ±0,004	0,066 ±0,004
220	0,090 ±0,004	0,090 ±0,004	0,090 ±0,004	0,086 ±0,004	0,086 ±0,004	0,081 ±0,004
250	0,063 ±0,004	0,063 ±0,004	0,059 ±0,004	0,057 ±0,004	0,053 ±0,003	0,053 ±0,003
280	0,039 ±0,003	0,041 ±0,003	0,039 ±0,003	0,038 ±0,003	0,033 ±0,003	0,032 ±0,003
300	0,032 ±0,003	0,033 ±0,003	0,028 ±0,003	0,025 ±0,002	0,025 ±0,002	0,026 ±0,002
350	0,026 ±0,002	0,025 ±0,002	0,022 ±0,002	0,021 ±0,002	0,019 ±0,002	0,018 ±0,002
400	0,022 ±0,002	0,020 ±0,002	0,019 ±0,002	0,014 ±0,002	0,013 ±0,002	0,015 ±0,002
450	0,026 ±0,002	0,025 ±0,002	0,023 ±0,002	0,020 ±0,002	0,018 ±0,002	0,018 ±0,002
500	0,015 ±0,002	0,018 ±0,002	0,017 ±0,002	0,015 ±0,002	0,015 ±0,002	0,013 ±0,002
550	0,005 ±0,001	0,005 ±0,001	0,005 ±0,001	0,004 ±0,001	0,006 ±0,001	0,005 ±0,001
600	0,004 ±0,001	0,004 ±0,001	0,005 ±0,001	0,005 ±0,001	0,0034 ±0,0009	0,0037 ±0,0004
700	0,0032 ±0,0008	0,0028 ±0,0008	0,0028 ±0,0008	0,0038 ±0,0009	0,0038 ±0,0009	0,0037 ±0,0009
800	0,0023 ±0,0007	0,0028 ±0,0008	0,0028 ±0,0008	0,0023 ±0,0007	0,0027 ±0,0008	0,0031 ±0,0008
900	0,0022 ±0,0007	0,0028 ±0,0008	0,0029 ±0,0008	0,0027 ±0,0008	0,0022 ±0,0007	0,0020 ±0,0007
1000	0,0024 ±0,0007	0,0027 ±0,0008	0,0026 ±0,0008	0,0026 ±0,0008	0,0025 ±0,0007	0,0026 ±0,0008

Tabela 1.3.2.4 - continuação.

E_{γ} (MeV)	$^{75}_{33}\text{As}$	$^{88}_{38}\text{Sr}$	$^{127}_{53}\text{I}$	$^{138}_{56}\text{Ba}$	$^{197}_{79}\text{Au}$	$^{209}_{83}\text{Bi}$
200	0,066 ±0,004	0,065 ±0,004	0,059 ±0,004	0,055 ±0,003	0,053 ±0,003	0,053 ±0,003
220	0,077 ±0,004	0,078 ±0,004	0,074 ±0,004	0,071 ±0,004	0,066 ±0,004	0,0063 ± 0,004
250	0,050 ±0,003	0,047 ±0,003	0,044 ±0,003	0,044 ±0,003	0,040 ±0,003	0,041 ±0,003
280	0,031 ±0,003	0,029 ±0,002	0,028 ±0,003	0,028 ±0,003	0,027 ±0,002	0,025 ±0,002
300	0,022 ±0,002	0,022 ±0,002	0,021 ±0,002	0,019 ±0,002	0,019 ±0,002	0,020 ±0,002
350	0,014 ±0,002	0,013 ±0,002	0,015 ±0,002	0,012 ±0,002	0,012 ±0,002	0,011 ±0,002
400	0,012 ±0,002	0,011 ±0,002	0,011 ±0,002	0,011 ±0,002	0,011 ±0,002	0,009 ±0,001
450	0,016 ±0,002	—	0,014 ±0,002	—	0,013 ±0,002	0,012 ±0,002
500	0,014 ±0,002	0,012 ±0,002	0,013 ±0,002	0,012 ±0,002	0,009 ±0,001	0,010 ±0,002
550	0,007 ±0,001	—	0,006 ±0,001	—	0,006 ±0,001	0,006 ±0,001
600	0,0040 ±0,0009	0,0034 ±0,0009	0,004 ±0,001	0,004 ±0,001	0,004 ±0,001	0,0037 ±0,0009
700	0,0031 ±0,0008	—	0,0038 ±0,0009	—	0,0030 ±0,0008	0,0029 ±0,0008
800	0,0026 ±0,0008	0,0026 ±0,0008	0,0032 ±0,0008	0,0027 ±0,0008	0,0029 ±0,0008	0,0024 ±0,0008
900	0,0012 ±0,0006	—	0,0022 ±0,0007	—	0,0020 ±0,0007	0,0022 ±0,0007
1000	0,0024 ±0,0007	0,0023 ±0,0007	0,0021 ±0,0007	0,0022 ±0,0007	0,0017 ±0,0006	0,0022 ±0,0007

Tabela 1.3.2.5 - Probabilidade da Reação (γ, π^+) para Núcleo Residual Quente.

E_{γ} (MeV)	${}^7_3\text{Li}$	${}^{12}_6\text{C}$	${}^{16}_8\text{O}$	${}^{27}_{13}\text{Al}$	${}^{51}_{23}\text{V}$	${}^{55}_{25}\text{Mn}$
200	0,130 ± 0,005	0,148 ± 0,005	0,139 ± 0,005	0,121 ± 0,005	0,116 ± 0,005	0,115 ± 0,005
220	0,069 ± 0,004	0,094 ± 0,004	0,090 ± 0,004	0,079 ± 0,004	0,068 ± 0,004	0,070 ± 0,004
250	0,056 ± 0,003	0,0628 ± 0,0036	0,061 ± 0,004	0,057 ± 0,004	0,054 ± 0,003	0,051 ± 0,003
280	0,037 ± 0,003	0,0427 ± 0,0003	0,042 ± 0,003	0,039 ± 0,003	0,033 ± 0,003	0,034 ± 0,003
300	0,032 ± 0,003	0,0335 ± 0,0027	0,031 ± 0,003	0,029 ± 0,003	0,024 ± 0,002	0,026 ± 0,002
350	0,013 ± 0,002	0,014 ± 0,0018	0,013 ± 0,002	0,012 ± 0,002	0,009 ± 0,001	0,008 ± 0,001
400	0,0098 ± 0,002	0,008 ± 0,001	0,009 ± 0,001	0,008 ± 0,001	0,006 ± 0,001	0,006 ± 0,001
450	0,0108 ± 0,002	0,010 ± 0,0015	0,011 ± 0,002	0,009 ± 0,002	0,015 ± 0,002	0,006 ± 0,001
500	0,0158 ± 0,002	0,016 ± 0,0019	0,017 ± 0,002	0,012 ± 0,002	0,013 ± 0,002	0,012 ± 0,002
550	0,005 ± 0,001	0,006 ± 0,001	0,006 ± 0,001	0,007 ± 0,001	0,005 ± 0,001	0,005 ± 0,001
600	0,004 ± 0,001	0,005 ± 0,001	0,006 ± 0,001	0,006 ± 0,001	0,005 ± 0,001	0,005 ± 0,001
700	0,0058 ± 0,001	0,007 ± 0,001	0,007 ± 0,001	0,006 ± 0,001	0,0038 ± 0,0009	0,004 ± 0,001
800	0,0036 ± 0,0009	0,004 ± 0,001	0,0038 ± 0,0009	0,004 ± 0,001	0,0038 ± 0,0009	0,004 ± 0,001
900	0,0032 ± 0,0008	0,0035 ± 0,0009	0,0035 ± 0,0009	0,004 ± 0,001	0,0031 ± 0,0008	0,0033 ± 0,0009
1000	0,0035 ± 0,0009	0,005 ± 0,001	0,005 ± 0,001	0,004 ± 0,001	0,004 ± 0,001	0,0039 ± 0,0009

Tabela 1.3.2.5 - continuação

E_{γ} (MeV)	$^{75}_{33}\text{As}$	$^{88}_{38}\text{Sr}$	$^{127}_{53}\text{I}$	$^{138}_{56}\text{Ba}$	$^{197}_{79}\text{Au}$	$^{209}_{83}\text{Bi}$
200	0,090 ±0,004	0,084 ±0,004	0,075 ±0,004	0,069 ±0,004	0,057 ±0,004	0,055 ±0,003
220	0,066 ±0,004	0,056 ±0,003	0,052 ±0,003	0,045 ±0,003	0,043 ±0,003	0,040 ±0,003
250	0,048 ±0,003	0,045 ±0,003	0,039 ±0,003	0,038 ±0,003	0,034 ±0,003	0,033 ±0,003
280	0,030 ±0,003	0,027 ±0,002	0,029 ±0,003	0,026 ±0,002	0,024 ±0,002	0,024 ±0,002
300	0,022 ±0,002	0,021 ±0,002	0,020 ±0,002	0,018 ±0,002	0,018 ±0,002	0,017 ±0,002
350	0,008 ±0,001	0,008 ±0,001	0,007 ±0,001	0,007 ±0,001	0,007 ±0,001	0,0058±0,001
400	0,005 ±0,001	0,0040±0,0009	0,0040±0,0009	0,0038±0,0009	0,0034±0,0009	0,0038±0,0009
450	0,005 ±0,001	—	0,005 ±0,001	—	0,0033±0,0009	0,0038±0,0009
500	0,011 ±0,002	0,010 ±0,002	0,009 ±0,001	0,008 ±0,001	0,006 ±0,001	0,007 ±0,001
550	0,005 ±0,001	—	0,005 ±0,001	—	0,0035±0,0009	0,004 ±0,001
600	0,005 ±0,001	0,0048±0,001	0,004 ±0,001	0,004 ±0,001	0,0033±0,0009	0,9940±0,0009
700	0,006 ±0,001	—	0,005 ±0,001	—	0,004 ±0,001	0,005 ±0,001
800	0,0038±0,0009	0,0028±0,0008	0,0030±0,0008	0,0024±0,0007	0,0026±0,0008	0,0029±0,0008
900	0,0028±0,0008	—	0,0029±0,0008	—	0,0018±0,0006	0,0017±0,0006
1000	0,0035±0,0009	0,0033±0,0009	0,0026±0,0009	0,0031±0,0008	0,0019±0,0007	0,0020±0,0007

Tabela 1.3.2.6 - Probabilidade da Reação (γ, π^{-}) para Núcleo Residual Quente.

E_{γ} (MeV)	${}^7_3\text{Li}$	${}^{12}_6\text{C}$	${}^{16}_8\text{O}$	${}^{27}_{13}\text{Al}$	${}^{51}_{23}\text{V}$	${}^{55}_{25}\text{Mn}$
200	0,121 ± 0,005	0,121 ± 0,005	0,123 ± 0,005	0,129 ± 0,005	0,132 ± 0,005	0,132 ± 0,005
220	0,076 ± 0,004	0,077 ± 0,004	0,075 ± 0,004	0,073 ± 0,004	0,076 ± 0,004	0,074 ± 0,004
250	0,056 ± 0,003	0,052 ± 0,003	0,047 ± 0,003	0,047 ± 0,003	0,049 ± 0,003	0,047 ± 0,003
280	0,036 ± 0,003	0,033 ± 0,003	0,031 ± 0,002	0,029 ± 0,003	0,029 ± 0,003	0,025 ± 0,002
300	0,029 ± 0,003	0,026 ± 0,002	0,021 ± 0,002	0,019 ± 0,002	0,019 ± 0,002	0,018 ± 0,002
350	0,016 ± 0,002	0,013 ± 0,002	0,011 ± 0,002	0,008 ± 0,001	0,009 ± 0,001	0,008 ± 0,001
400	0,018 ± 0,002	0,015 ± 0,002	0,013 ± 0,002	0,011 ± 0,002	0,011 ± 0,002	0,008 ± 0,001
450	0,022 ± 0,002	0,021 ± 0,002	0,018 ± 0,002	0,016 ± 0,002	0,024 ± 0,002	0,013 ± 0,002
500	0,028 ± 0,003	0,028 ± 0,003	0,027 ± 0,002	0,026 ± 0,002	0,020 ± 0,002	0,022 ± 0,002
550	0,026 ± 0,002	0,026 ± 0,002	0,023 ± 0,002	0,026 ± 0,002	0,022 ± 0,002	0,023 ± 0,002
600	0,021 ± 0,002	0,022 ± 0,002	0,021 ± 0,002	0,022 ± 0,002	0,022 ± 0,002	0,021 ± 0,002
700	0,018 ± 0,002	0,019 ± 0,002	0,020 ± 0,002	0,019 ± 0,002	0,020 ± 0,002	0,020 ± 0,002
800	0,010 ± 0,002	0,010 ± 0,002	0,010 ± 0,002	0,010 ± 0,002	0,010 ± 0,002	0,011 ± 0,002
900	0,007 ± 0,001	0,006 ± 0,001	0,006 ± 0,001	0,007 ± 0,001	0,007 ± 0,001	0,007 ± 0,001
1000	0,007 ± 0,001	0,006 ± 0,001	0,006 ± 0,001	0,007 ± 0,001	0,007 ± 0,001	0,007 ± 0,001

Tabela 1.3.2.6 - continuação

E_{γ} (MeV)	$^{75}_{33}\text{As}$	$^{88}_{38}\text{Sr}$	$^{127}_{53}\text{I}$	$^{138}_{56}\text{Ba}$	$^{197}_{79}\text{Au}$	$^{209}_{83}\text{Bi}$
200	0,123 ± 0,005	0,119 ± 0,005	0,105 ± 0,005	0,112 ± 0,005	0,103 ± 0,005	0,100 ± 0,005
220	0,072 ± 0,004	0,072 ± 0,004	0,075 ± 0,004	0,076 ± 0,004	0,072 ± 0,004	0,073 ± 0,004
250	0,042 ± 0,003	0,046 ± 0,003	0,046 ± 0,003	0,046 ± 0,003	0,043 ± 0,003	0,043 ± 0,003
280	0,024 ± 0,002	0,027 ± 0,002	0,028 ± 0,003	0,027 ± 0,002	0,028 ± 0,003	0,026 ± 0,002
300	0,020 ± 0,002	0,019 ± 0,002	0,021 ± 0,002	0,020 ± 0,002	0,020 ± 0,002	0,016 ± 0,002
350	0,007 ± 0,001	0,007 ± 0,001	0,005 ± 0,001	0,007 ± 0,001	0,005 ± 0,001	0,007 ± 0,001
400	0,010 ± 0,002	0,009 ± 0,001	0,008 ± 0,001	0,008 ± 0,001	0,009 ± 0,002	0,007 ± 0,001
450	0,012 ± 0,002	—	0,011 ± 0,002	—	0,012 ± 0,002	0,010 ± 0,002
500	0,019 ± 0,002	0,020 ± 0,002	0,020 ± 0,002	0,018 ± 0,002	0,017 ± 0,002	0,014 ± 0,002
550	0,022 ± 0,002	—	0,020 ± 0,002	—	0,021 ± 0,002	0,020 ± 0,002
600	0,021 ± 0,002	0,022 ± 0,002	0,021 ± 0,002	0,022 ± 0,002	0,021 ± 0,002	0,019 ± 0,002
700	0,018 ± 0,002	—	0,016 ± 0,002	—	0,016 ± 0,002	0,018 ± 0,002
800	0,010 ± 0,002	0,010 ± 0,002	0,008 ± 0,001	0,009 ± 0,001	0,008 ± 0,001	0,008 ± 0,001
900	0,007 ± 0,001	—	0,007 ± 0,001	—	0,006 ± 0,001	0,007 ± 0,001
1000	0,007 ± 0,001	0,007 ± 0,001	0,007 ± 0,001	0,007 ± 0,001	0,006 ± 0,001	0,006 ± 0,001

Tabela 1.3.3.2 - Seção de Choque da Reação (γ, π^0) para Núcleo Residual Frio (μb).

E_γ (MeV)	${}^7_3\text{Li}$	${}^{12}_6\text{C}$	${}^{16}_8\text{O}$	${}^{27}_{13}\text{Al}$	${}^{51}_{23}\text{V}$	${}^{55}_{25}\text{Mn}$
200	$2,0 \pm 0,9$	3 ± 1	2 ± 2	7 ± 3	7 ± 7	7 ± 5
220	10 ± 2	15 ± 4	14 ± 4	25 ± 8	18 ± 8	22 ± 9
250	21 ± 4	24 ± 5	31 ± 7	40 ± 10	58 ± 17	52 ± 16
280	23 ± 4	24 ± 6	19 ± 6	30 ± 10	55 ± 20	51 ± 18
300	26 ± 5	29 ± 7	32 ± 8	32 ± 10	52 ± 18	53 ± 19
350	24 ± 4	35 ± 6	40 ± 8	43 ± 11	71 ± 18	61 ± 19
400	6 ± 2	4 ± 2	8 ± 3	10 ± 4	23 ± 10	19 ± 9
450	4 ± 1	6 ± 2	8 ± 3	7 ± 3	13 ± 6	13 ± 7
500	$2,3 \pm 0,9$	4 ± 1	5 ± 2	5 ± 2	9 ± 4	10 ± 5
550	$2,3 \pm 0,6$	$1,8 \pm 0,7$	4 ± 1	7 ± 2	11 ± 4	12 ± 4
600	$2,0 \pm 0,4$	$2,9 \pm 0,7$	4 ± 1	7 ± 2	9 ± 3	11 ± 3
700	$2,2 \pm 0,4$	$4,0 \pm 0,8$	$4,0 \pm 0,8$	5 ± 1	9 ± 3	18 ± 4
800	$1,9 \pm 0,3$	$2,6 \pm 0,5$	$2,7 \pm 0,6$	4 ± 1	12 ± 2	7 ± 2
900	$1,5 \pm 0,3$	$3,2 \pm 0,5$	$3,5 \pm 0,7$	$5,2 \pm 0,9$	7 ± 2	8 ± 2
1000	$1,6 \pm 0,3$	$2,3 \pm 0,4$	$2,4 \pm 0,6$	6 ± 1	5 ± 1	13 ± 2
$\bar{\sigma}_{\text{CALC}}$	6 ± 3	8 ± 3	9 ± 3	12 ± 5	20 ± 8	21 ± 8

Tabela I.3.3.2 - continuação.

E_{γ} (MeV)	^{75}As 33	^{88}Sr 38	^{127}I 53	^{138}Ba 56	^{197}Au 79	^{209}Bi 83
200	8 ± 6	12 ± 8	11 ± 11	10 ± 8	12 ± 12	25 ± 19
220	44 ± 15	45 ± 18	39 ± 18	56 ± 17	96 ± 42	103 ± 45
250	66 ± 22	74 ± 26	83 ± 34	110 ± 37	176 ± 62	131 ± 57
280	95 ± 30	80 ± 30	180 ± 52	108 ± 47	171 ± 69	134 ± 61
300	97 ± 31	87 ± 31	143 ± 45	144 ± 44	212 ± 72	155 ± 63
350	101 ± 26	105 ± 31	80 ± 32	114 ± 42	171 ± 61	157 ± 54
400	22 ± 10	25 ± 11	33 ± 13	19 ± 14	52 ± 26	42 ± 28
450	11 ± 7	—	24 ± 13	—	47 ± 25	31 ± 21
500	13 ± 5	13 ± 6	18 ± 9	15 ± 10	28 ± 14	26 ± 15
550	15 ± 5	—	15 ± 7	—	23 ± 11	22 ± 9
600	18 ± 5	20 ± 6	27 ± 6	18 ± 7	18 ± 7	39 ± 11
700	11 ± 4	—	28 ± 7	—	38 ± 10	38 ± 11
800	11 ± 3	15 ± 3	16 ± 4	18 ± 4	34 ± 8	36 ± 8
900	16 ± 3	—	19 ± 4	—	20 ± 5	16 ± 5
1000	11 ± 3	13 ± 3	24 ± 4	13 ± 4	26 ± 7	22 ± 5
$\bar{\sigma}_{\text{CALC}}$	27 ± 12	30 ± 14	39 ± 17	36 ± 20	57 ± 29	53 ± 27

Tabela 1.3.3.3 - Seção de Choque da Reação (γ, π^+) para Núcleo Residual Frio (μb).

E_{γ} (MeV)	${}^7_3\text{Li}$	${}^{12}_6\text{C}$	${}^{16}_8\text{O}$	${}^{27}_{13}\text{Al}$	${}^{51}_{23}\text{V}$	${}^{55}_{25}\text{Mn}$
200	5 ± 2	8 ± 3	11 ± 4	15 ± 5	23 ± 9	25 ± 10
220	11 ± 3	15 ± 4	16 ± 4	25 ± 7	33 ± 12	28 ± 11
250	16 ± 3	28 ± 6	29 ± 6	46 ± 11	52 ± 15	65 ± 19
280	18 ± 4	34 ± 7	36 ± 9	34 ± 10	36 ± 14	60 ± 21
300	11 ± 3	21 ± 5	27 ± 7	35 ± 11	68 ± 21	63 ± 19
350	12 ± 3	20 ± 5	24 ± 6	10 ± 5	26 ± 10	37 ± 14
400	5 ± 2	13 ± 3	16 ± 4	10 ± 4	23 ± 10	30 ± 11
450	5 ± 2	8 ± 2	11 ± 4	12 ± 5	41 ± 12	26 ± 10
500	5 ± 1	9 ± 2	15 ± 4	21 ± 5	29 ± 8	29 ± 8
550	$1,2 \pm 0,4$	$2,8 \pm 0,8$	5 ± 1	7 ± 2	10 ± 3	8 ± 3
600	$1,1 \pm 0,3$	$2,1 \pm 0,6$	$3,0 \pm 0,8$	4 ± 1	5 ± 2	5 ± 2
700	$3,7 \pm 0,6$	6 ± 1	10 ± 1	8 ± 2	22 ± 4	15 ± 4
800	$2,2 \pm 0,3$	$3,4 \pm 0,6$	$5,6 \pm 0,9$	7 ± 1	11 ± 2	10 ± 2
900	$1,6 \pm 0,3$	$2,6 \pm 0,5$	$3,9 \pm 0,7$	$4,5 \pm 0,9$	10 ± 2	12 ± 2
1000	$2,2 \pm 0,4$	$3,4 \pm 0,5$	$3,0 \pm 0,6$	10 ± 1	11 ± 2	14 ± 2
$\bar{\sigma}_{\text{CALC}}$	5 ± 2	9 ± 3	11 ± 4	13 ± 5	22 ± 8	22 ± 9

Tabela 1.3.3.3 - continuação.

E_{γ} (MeV)	^{75}As 33	^{88}Sr 38	^{127}I 53	^{138}Ba 56	^{197}Au 79	^{209}Bi 83
200	31 ± 13	31 ± 13	22 ± 15	25 ± 17	24 ± 18	13 ± 13
220	27 ± 12	31 ± 14	51 ± 22	47 ± 24	76 ± 35	44 ± 30
250	75 ± 23	65 ± 23	77 ± 33	69 ± 32	70 ± 35	84 ± 38
280	50 ± 21	45 ± 20	72 ± 36	67 ± 32	126 ± 58	109 ± 49
300	53 ± 22	72 ± 26	67 ± 30	64 ± 33	132 ± 59	98 ± 50
350	34 ± 15	50 ± 22	65 ± 26	61 ± 28	91 ± 40	24 ± 21
400	29 ± 12	27 ± 12	42 ± 21	40 ± 18	26 ± 20	76 ± 35
450	31 ± 19	—	35 ± 16	—	30 ± 20	18 ± 16
500	40 ± 12	35 ± 12	29 ± 12	48 ± 18	28 ± 14	59 ± 23
550	15 ± 5	—	9 ± 5	—	18 ± 8	20 ± 9
600	10 ± 4	10 ± 3	12 ± 5	19 ± 7	9 ± 5	17 ± 8
700	23 ± 5	—	41 ± 8	—	49 ± 10	58 ± 13
800	16 ± 3	15 ± 3	19 ± 5	23 ± 5	32 ± 7	24 ± 6
900	9 ± 2	—	17 ± 4	—	26 ± 6	29 ± 7
1000	12 ± 3	15 ± 3	26 ± 4	22 ± 5	16 ± 5	28 ± 7
$\overline{\sigma}_{\text{CALC}}$	25 ± 11	26 ± 14	33 ± 16	35 ± 18	41 ± 23	42 ± 22

Tabela 1.3.3.4 - Seção de Choque, da Reação (γ, π^-) para Núcleo Residual Frio (μb).

E_{γ} (MeV)	${}^7\text{Li}$ 3	${}^{12}\text{C}$ 6	${}^{16}\text{O}$ 8	${}^{27}\text{Al}$ 13	${}^{51}\text{V}$ 23	${}^{55}\text{Mn}$ 25
200	9 ± 2	12 ± 3	16 ± 5	24 ± 7	43 ± 13	41 ± 13
220	17 ± 3	18 ± 4	17 ± 5	35 ± 9	48 ± 14	57 ± 17
250	32 ± 5	40 ± 7	43 ± 8	48 ± 11	64 ± 17	61 ± 18
280	24 ± 5	22 ± 7	29 ± 8	41 ± 12	69 ± 20	57 ± 21
300	20 ± 4	29 ± 6	36 ± 8	42 ± 11	55 ± 18	60 ± 19
350	19 ± 4	27 ± 6	29 ± 7	44 ± 11	51 ± 18	46 ± 16
400	12 ± 3	18 ± 4	18 ± 5	26 ± 7	41 ± 12	56 ± 15
450	9 ± 2	12 ± 3	12 ± 4	21 ± 7	47 ± 14	48 ± 7
500	12 ± 2	15 ± 3	24 ± 5	27 ± 6	34 ± 9	46 ± 11
550	15 ± 2	19 ± 3	24 ± 4	39 ± 6	58 ± 9	62 ± 10
600	12 ± 1	15 ± 2	19 ± 2	34 ± 4	65 ± 8	66 ± 8
700	12 ± 1	19 ± 2	23 ± 2	37 ± 4	67 ± 7	83 ± 8
800	8,0 ± 0,7	10 ± 1	12 ± 1	21 ± 2	23 ± 3	29 ± 4
900	4,4 ± 0,5	6,2 ± 0,7	7,8 ± 0,9	14 ± 2	19 ± 3	21 ± 3
1000	4,9 ± 0,5	6,0 ± 0,8	7 ± 1	11 ± 1	19 ± 3	17 ± 3
$\bar{\sigma}_{\text{CALC}}$	12 ± 2	16 ± 3	19 ± 4	29 ± 7	44 ± 11	48 ± 12

Tabela 1.3.3.4 - continuação

E_{γ} (MeV)	$^{75}_{33}\text{As}$	$^{88}_{38}\text{Sr}$	$^{127}_{53}\text{I}$	$^{138}_{56}\text{Ba}$	$^{197}_{79}\text{Au}$	$^{209}_{83}\text{Bi}$
200	47 ± 16	55 ± 19	70 ± 27	94 ± 31	118 ± 44	132 ± 47
220	53 ± 18	73 ± 21	63 ± 27	68 ± 30	110 ± 42	132 ± 46
250	119 ± 29	102 ± 31	166 ± 45	155 ± 37	317 ± 88	262 ± 77
280	83 ± 30	91 ± 30	108 ± 44	118 ± 48	160 ± 69	158 ± 61
300	92 ± 31	120 ± 36	168 ± 53	135 ± 49	225 ± 72	267 ± 89
350	55 ± 19	57 ± 22	73 ± 32	130 ± 42	182 ± 61	133 ± 54
400	56 ± 18	48 ± 18	75 ± 26	84 ± 29	130 ± 47	97 ± 42
450	46 ± 16	—	43 ± 20	—	64 ± 35	85 ± 38
500	54 ± 14	68 ± 18	76 ± 20	98 ± 24	110 ± 31	143 ± 38
550	89 ± 14	—	107 ± 20	—	175 ± 31	154 ± 29
600	84 ± 11	85 ± 12	110 ± 15	121 ± 17	148 ± 23	176 ± 25
700	92 ± 10	—	120 ± 15	—	184 ± 23	160 ± 22
800	37 ± 5	48 ± 6	58 ± 7	68 ± 9	92 ± 11	109 ± 14
900	30 ± 4	—	40 ± 6	—	42 ± 8	67 ± 10
1000	32 ± 5	33 ± 5	43 ± 7	53 ± 7	62 ± 10	45 ± 9
$\bar{\sigma}_{\text{CALC}}$	61 ± 16	63 ± 18	83 ± 24	92 ± 27	126 ± 39	127 ± 40

Tabela 1.3.3.5 - Seção de Choque da Reação (γ, π^0) para Núcleo Residual Quente (μb).

E_γ (MeV)	${}^7_3\text{Li}$	${}^{12}_6\text{C}$	${}^{16}_8\text{O}$	${}^{27}_{13}\text{Al}$	${}^{51}_{23}\text{V}$	${}^{55}_{25}\text{Mn}$
200	86 ± 17	169 ± 31	249 ± 45	490 ± 83	919 ± 147	971 ± 154
220	157 ± 23	288 ± 39	399 ± 53	682 ± 87	1375 ± 168	1399 ± 171
250	149 ± 15	272 ± 26	347 ± 33	598 ± 56	1108 ± 104	1196 ± 112
280	127 ± 14	243 ± 27	312 ± 34	537 ± 58	903 ± 100	951 ± 105
300	128 ± 13	234 ± 23	273 ± 28	423 ± 45	796 ± 83	897 ± 93
350	95 ± 9	162 ± 16	192 ± 20	313 ± 33	528 ± 57	544 ± 61
400	47 ± 6	72 ± 10	95 ± 14	117 ± 19	211 ± 33	255 ± 39
450	35 ± 7	60 ± 11	73 ± 14	108 ± 21	193 ± 37	202 ± 39
500	18 ± 3	39 ± 7	47 ± 8	75 ± 13	141 ± 25	130 ± 24
550	7 ± 1	12 ± 2	17 ± 3	24 ± 4	58 ± 9	55 ± 10
600	6,6 ± 0,9	12 ± 2	16 ± 2	28 ± 4	39 ± 6	46 ± 6
700	6,0 ± 0,7	9 ± 1	12 ± 2	27 ± 3	52 ± 6	54 ± 7
800	4,1 ± 0,5	8,7 ± 0,9	11 ± 1	16 ± 2	35 ± 4	43 ± 4
900	3,4 ± 0,4	7,4 ± 0,8	10 ± 1	16 ± 2	24 ± 3	24 ± 3
1000	3,8 ± 0,4	7,4 ± 0,9	9 ± 1	16 ± 2	28 ± 3	32 ± 4
$\bar{\sigma}_{\text{CALC}}$	37 ± 7	66 ± 12	84 ± 18	138 ± 27	249 ± 52	265 ± 55

Tabela 1.3.3.5 - continuação..

E_{γ} (MeV)	$^{75}_{33}\text{As}$	$^{88}_{38}\text{Sr}$	$^{127}_{53}\text{I}$	$^{138}_{56}\text{Ba}$	$^{197}_{79}\text{Au}$	$^{209}_{83}\text{Bi}$
200	1355 ± 209	1590 ± 243	2166 ± 324	2214 ± 332	3115 ± 459	3343 ± 491
220	1872 ± 226	2256 ± 269	3161 ± 372	3335 ± 394	4527 ± 527	4615 ± 538
250	1559 ± 147	1753 ± 167	2439 ± 233	2636 ± 253	3486 ± 338	3878 ± 373
280	1265 ± 142	1445 ± 157	2049 ± 231	2223 ± 251	3061 ± 346	3085 ± 361
300	1078 ± 116	1236 ± 135	1746 ± 189	1716 ± 193	2474 ± 278	2826 ± 312
350	596 ± 74	646 ± 82	1052 ± 128	933 ± 121	933 ± 175	1280 ± 173
400	295 ± 47	326 ± 54	474 ± 78	485 ± 80	685 ± 114	644 ± 119
450	255 ± 50	—	364 ± 74	—	538 ± 112	526 ± 110
500	190 ± 33	200 ± 37	313 ± 56	315 ± 58	319 ± 63	407 ± 76
550	100 ± 15	—	158 ± 25	—	247 ± 39	249 ± 41
600	67 ± 9	68 ± 10	126 ± 17	134 ± 18	187 ± 26	174 ± 25
700	64 ± 8	—	131 ± 15	—	162 ± 21	163 ± 22
800	49 ± 6	59 ± 7	102 ± 10	94 ± 11	144 ± 15	129 ± 16
900	30 ± 4	—	60 ± 7	—	89 ± 11	99 ± 12
1000	41 ± 5	45 ± 6	60 ± 8	68 ± 9	77 ± 10	103 ± 13
σ_{CALC}	340 ± 73	384 ± 97	552 ± 118	576 ± 143	783 ± 169	819 ± 179

Tabela 1.3.3.6 - Seção de Choque da Reação, (γ, π^+) para Núcleo Residual Quente (μb).

E_{γ} (MeV)	${}^7_3\text{Li}$	${}^{12}_6\text{C}$	${}^{16}_8\text{O}$	${}^{27}_{13}\text{Al}$	${}^{51}_{23}\text{V}$	${}^{55}_{25}\text{Mn}$
200	186 ± 36	395 ± 71	514 ± 90	805 ± 133	1561 ± 242	1693 ± 260
220	120 ± 18	271 ± 37	400 ± 53	624 ± 80	1075 ± 135	1211 ± 150
250	132 ± 13	270 ± 26	361 ± 34	598 ± 56	1122 ± 104	1140 ± 108
280	122 ± 14	254 ± 27	341 ± 36	542 ± 58	900 ± 100	1029 ± 111
300	131 ± 13	239 ± 23	301 ± 30	478 ± 48	786 ± 83	897 ± 93
350	48 ± 6	92 ± 11	115 ± 14	180 ± 23	264 ± 38	246 ± 37
400	20 ± 4	30 ± 6	42 ± 8	63 ± 12	89 ± 20	98 ± 21
450	15 ± 3	24 ± 6	34 ± 8	52 ± 12	162 ± 32	73 ± 19
500	19 ± 3	34 ± 6	49 ± 9	58 ± 11	118 ± 22	115 ± 22
550	8 ± 1	13 ± 2	20 ± 3	35 ± 5	55 ± 9	57 ± 10
600	$7,0 \pm 0,9$	12 ± 2	20 ± 2	33 ± 4	57 ± 7	62 ± 8
700	11 ± 1	22 ± 2	29 ± 3	44 ± 4	91 ± 8	106 ± 10
800	$6,5 \pm 0,6$	13 ± 2	15 ± 1	28 ± 3	50 ± 5	58 ± 5
900	$4,9 \pm 0,5$	$9,2 \pm 0,9$	12 ± 1	24 ± 2	35 ± 3	39 ± 4
1000	$5,6 \pm 0,6$	13 ± 1	17 ± 2	27 ± 3	51 ± 5	48 ± 5
$\bar{\sigma}_{\text{CALC}}$	30 ± 8	61 ± 15	81 ± 20	127 ± 30	227 ± 54	241 ± 58

Tabela 1.3.3.6 - continuação

E_{γ} (MeV)	$^{75}_{33}\text{As}$	$^{88}_{38}\text{Sr}$	$^{127}_{53}\text{I}$	$^{138}_{56}\text{Ba}$	$^{197}_{79}\text{Au}$	$^{209}_{83}\text{Bi}$
200	1875 ± 281	2064 ± 310	2746 ± 403	2772 ± 409	3362 ± 492	3462 ± 505
220	1591 ± 195	1602 ± 198	2213 ± 272	2090 ± 262	2938 ± 364	2930 ± 370
250	1509 ± 142	1679 ± 160	2169 ± 213	2261 ± 228	2993 ± 304	3063 ± 318
280	1249 ± 141	1346 ± 152	2085 ± 233	2003 ± 235	2741 ± 324	2866 ± 342
300	1088 ± 116	1207 ± 134	1637 ± 185	1617 ± 190	2421 ± 277	2419 ± 289
350	325 ± 51	414 ± 65	515 ± 87	542 ± 88	773 ± 174	701 ± 133
400	118 ± 26	115 ± 28	166 ± 40	172 ± 43	222 ± 62	263 ± 66
450	79 ± 23	—	124 ± 36	—	140 ± 48	171 ± 52
500	148 ± 27	156 ± 31	212 ± 41	210 ± 43	224 ± 50	290 ± 60
550	78 ± 13	—	128 ± 22	—	136 ± 27	181 ± 33
600	79 ± 10	96 ± 12	119 ± 17	129 ± 18	145 ± 23	188 ± 25
700	129 ± 12	—	154 ± 17	—	216 ± 26	253 ± 28
800	72 ± 7	63 ± 7	98 ± 10	86 ± 9	129 ± 15	153 ± 16
900	46 ± 5	—	82 ± 9	—	80 ± 10	78 ± 10
1000	59 ± 6	65 ± 7	75 ± 9	97 ± 10	85 ± 12	95 ± 13
$\bar{\sigma}_{\text{CALC}}$	299 ± 70	332 ± 92	441 ± 106	452 ± 128	584 ± 128	612 ± 151

Tabela 1.3.3.7 - Seção de Choque da Reação, (γ, n^-) para Núcleo Residual Quente (nb).

E_γ (MeV)	${}^7_3\text{Li}$	${}^{12}_6\text{C}$	${}^{16}_8\text{O}$	${}^{27}_{13}\text{Al}$	${}^{51}_{23}\text{V}$	${}^{55}_{25}\text{Mn}$
200	174 ± 34	323 ± 59	455 ± 79	875 ± 141	1778 ± 274	1936 ± 296
220	133 ± 19	248 ± 34	329 ± 44	576 ± 75	1187 ± 147	1273 ± 157
250	132 ± 13	222 ± 22	278 ± 28	485 ± 48	1010 ± 96	1059 ± 102
280	120 ± 14	195 ± 23	249 ± 29	403 ± 47	788 ± 91	751 ± 88
300	118 ± 12	184 ± 19	207 ± 23	311 ± 36	630 ± 72	626 ± 74
350	59 ± 7	80 ± 10	96 ± 13	117 ± 18	247 ± 37	240 ± 37
400	37 ± 5	55 ± 7	63 ± 10	93 ± 16	175 ± 30	144 ± 28
450	29 ± 6	51 ± 10	57 ± 11	86 ± 17	252 ± 46	222 ± 36
500	34 ± 6	60 ± 10	75 ± 12	125 ± 20	184 ± 31	222 ± 36
550	36 ± 4	62 ± 7	74 ± 8	140 ± 15	223 ± 25	248 ± 28
600	32 ± 2	58 ± 4	77 ± 6	131 ± 10	254 ± 18	255 ± 19
700	33 ± 2	63 ± 4	85 ± 5	138 ± 9	268 ± 17	289 ± 18
800	17 ± 1	29 ± 2	39 ± 3	69 ± 4	132 ± 8	157 ± 10
900	11,2 ± 0,8	16 ± 1	22 ± 2	41 ± 3	76 ± 5	86 ± 6
1000	11,3 ± 0,9	19 ± 1	25 ± 2	46 ± 3	79 ± 6	84 ± 6
$\bar{\sigma}_{\text{CALC}}$	43 ± 8	73 ± 14	93 ± 18	124 ± 31	301 ± 60	310 ± 62

Tabela 1.3.3.7 - continuação.

E_{γ} (MeV)	$^{75}_{33}\text{As}$	$^{88}_{38}\text{Sr}$	$^{127}_{53}\text{I}$	$^{138}_{56}\text{Ba}$	$^{197}_{79}\text{Au}$	$^{209}_{83}\text{Bi}$
200	2546 ± 380	2911 ± 429	3860 ± 556	4490 ± 643	6070 ± 850	6302 ± 880
220	1749 ± 213	2067 ± 249	3221 ± 379	3559 ± 417	4974 ± 574	5347 ± 614
250	1329 ± 130	1720 ± 159	2511 ± 236	2744 ± 258	3811 ± 364	4065 ± 388
280	975 ± 119	1330 ± 152	1998 ± 229	2115 ± 240	3198 ± 361	3136 ± 363
300	976 ± 109	1093 ± 122	1780 ± 196	1825 ± 203	2593 ± 292	2236 ± 273
350	291 ± 47	327 ± 55	370 ± 73	564 ± 95	614 ± 115	821 ± 135
400	232 ± 42	245 ± 44	341 ± 64	346 ± 66	613 ± 111	492 ± 100
450	192 ± 40	—	302 ± 65	—	521 ± 110	445 ± 99
500	255 ± 43	319 ± 53	460 ± 76	454 ± 76	613 ± 103	566 ± 99
550	331 ± 38	—	501 ± 59	—	830 ± 97	827 ± 97
600	354 ± 26	436 ± 32	608 ± 45	669 ± 49	940 ± 70	915 ± 70
700	367 ± 23	—	558 ± 37	—	866 ± 57	1003 ± 65
800	188 ± 12	224 ± 14	249 ± 17	327 ± 21	407 ± 29	444 ± 31
900	113 ± 8	—	192 ± 14	—	242 ± 19	306 ± 22
1000	115 ± 9	142 ± 11	212 ± 16	224 ± 17	285 ± 23	299 ± 24
$\bar{\sigma}_{\text{CALC}}$	408 ± 82	493 ± 110	694 ± 138	776 ± 175	1064 ± 212	1111 ± 217

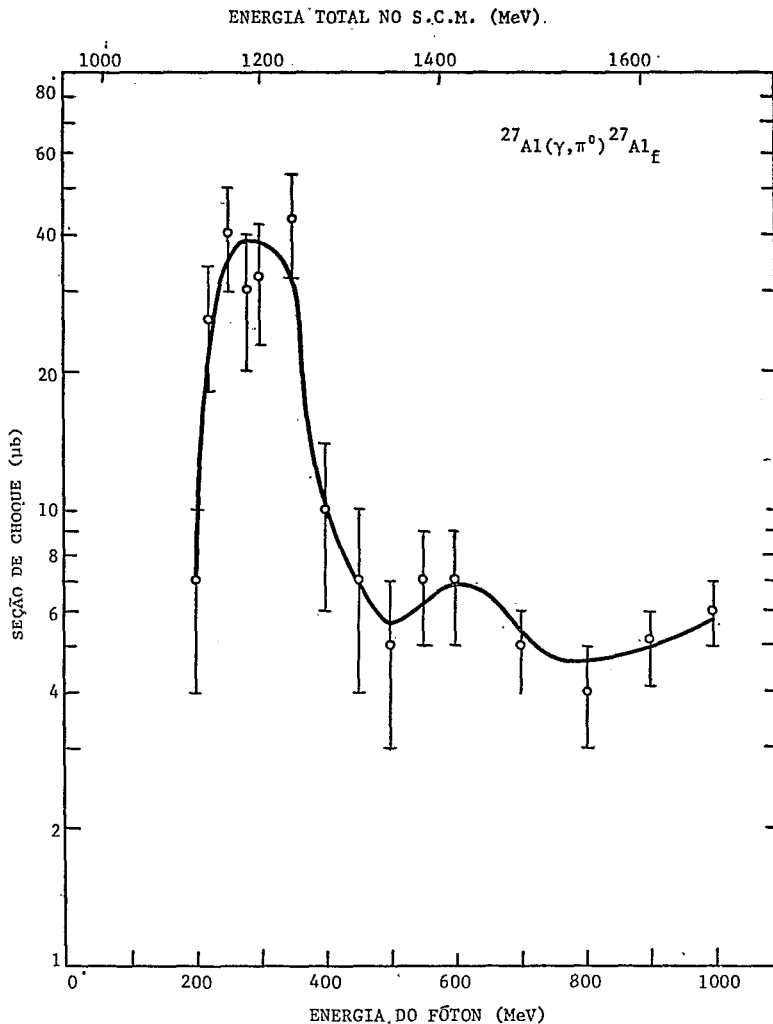


Figura 1.3.3.1 - Seção de choque da reação $^{27}\text{Al}(\gamma, \pi^0)^{27}\text{Al}$ para núcleo residu al frio em função da energia E_γ do fóton incidente e da energia total W no S.C.M.

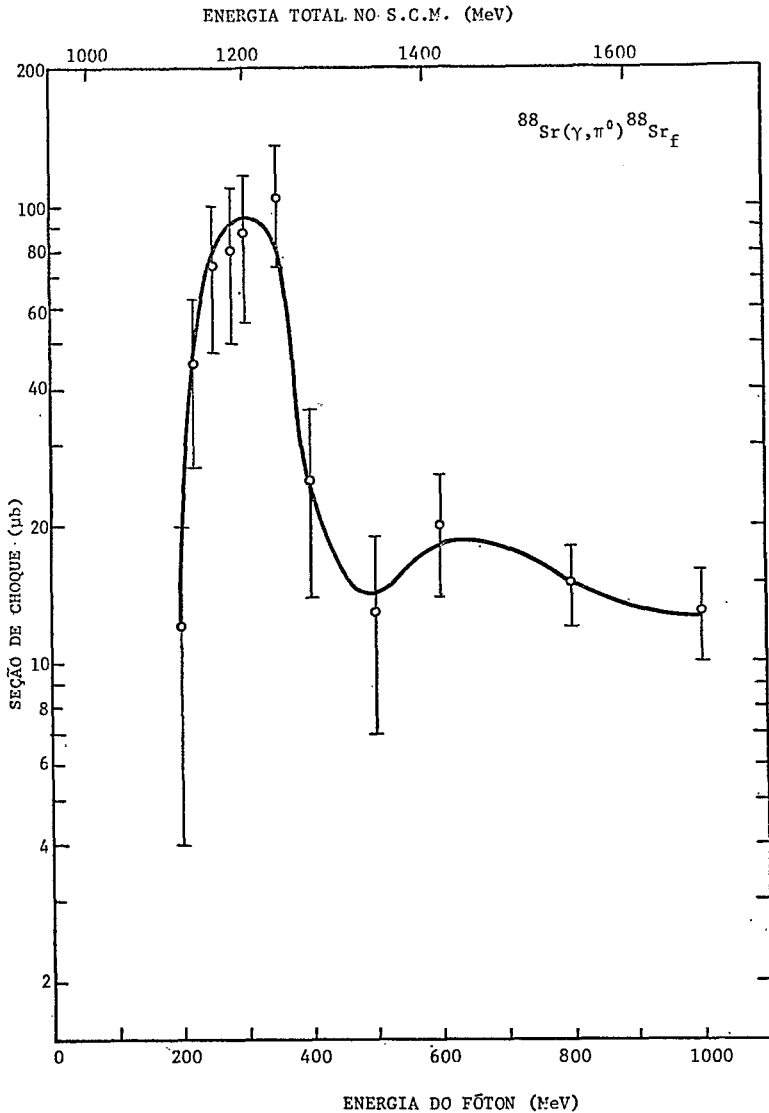


Figura 1.3.3.2 - Seção de choque da reação $^{88}\text{Sr}(\gamma, \pi^0)^{88}\text{Sr}$ para núcleo residual frio em função da energia E_γ do fóton incidente e da energia total W no S.C.M.

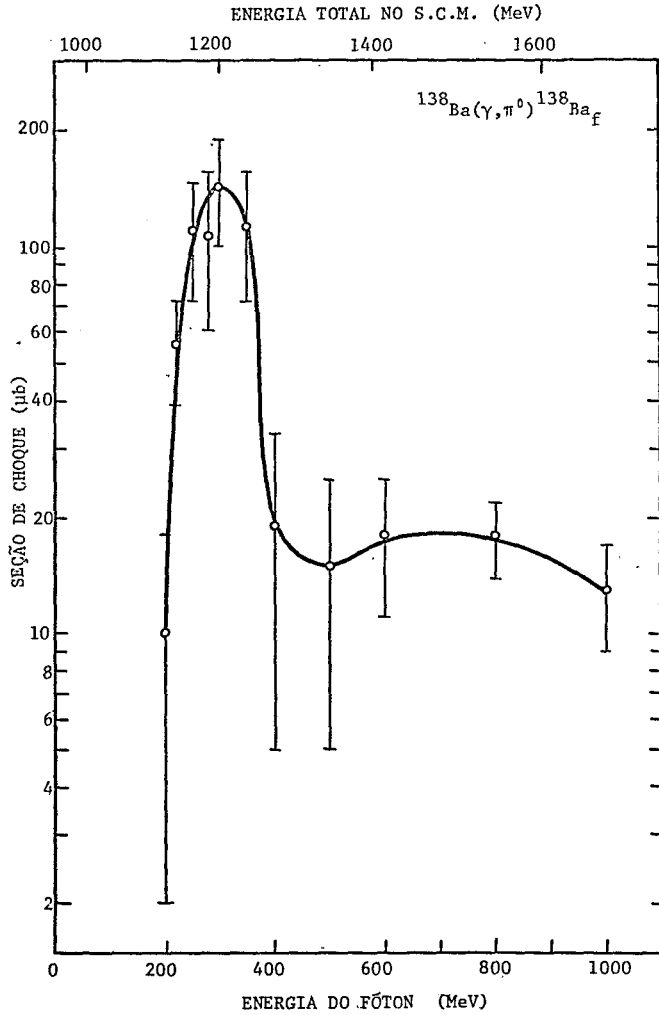


Figura 1.3.3.3 - Seção de choque da reação $^{138}\text{Ba}(\gamma, \pi^0)^{138}\text{Ba}$ para núcleo residual frio em função da energia E_γ do fóton incidente e da energia total W no S.C.M.

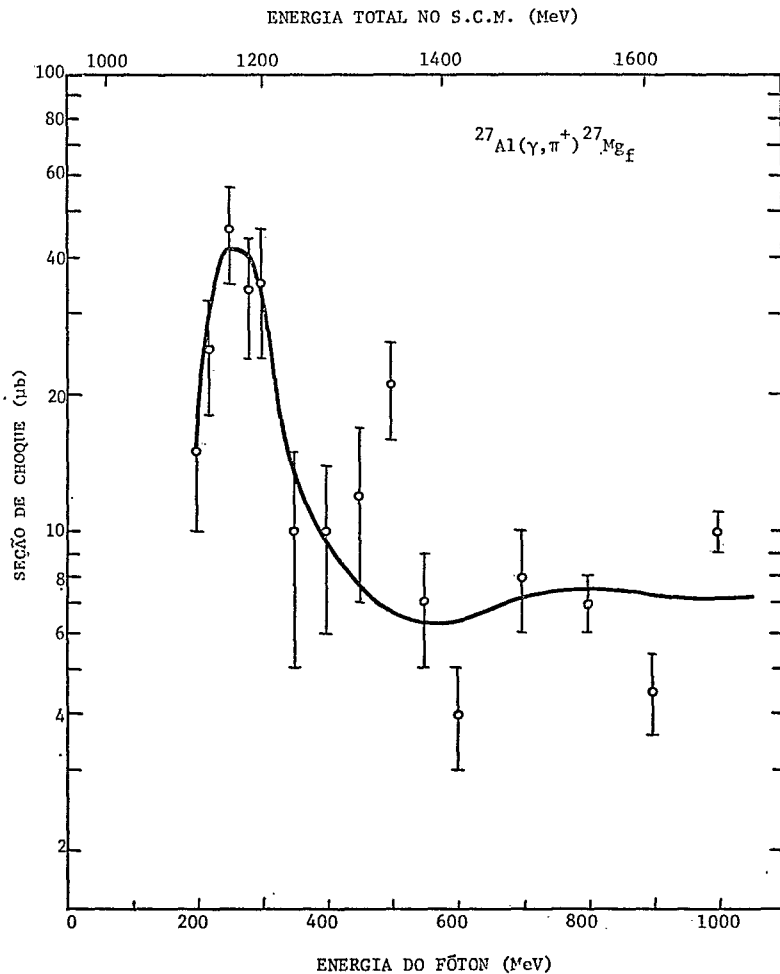


Figura 1.3.3.4 - Seção de choque da reação $^{27}\text{Al}(\gamma, \pi^+)^{27}\text{Mg}$ para núcleo residu al frio em função da energia E_γ do fóton incidente e da energia total W no S.C.M.

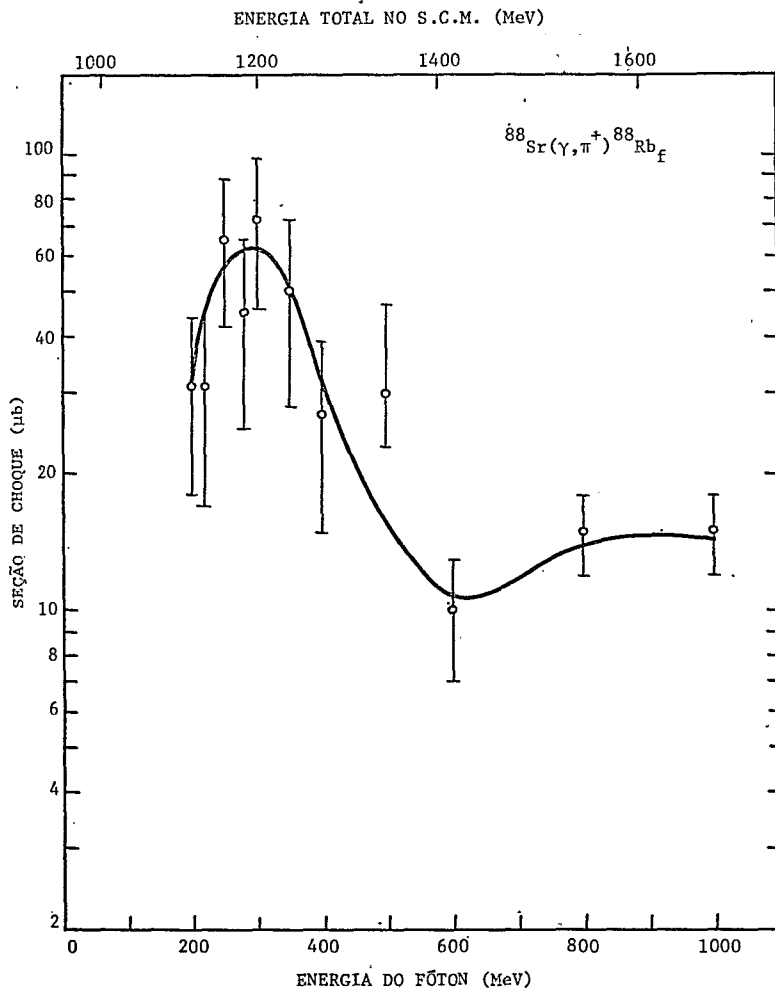


Figura 1.3.3.5 - Seção de choque da reação $^{88}\text{Sr}(\gamma, \pi^+)^{88}\text{Rb}$ para núcleo residual frio em função da energia E_γ do fóton incidente e da energia total W no S.C.M.

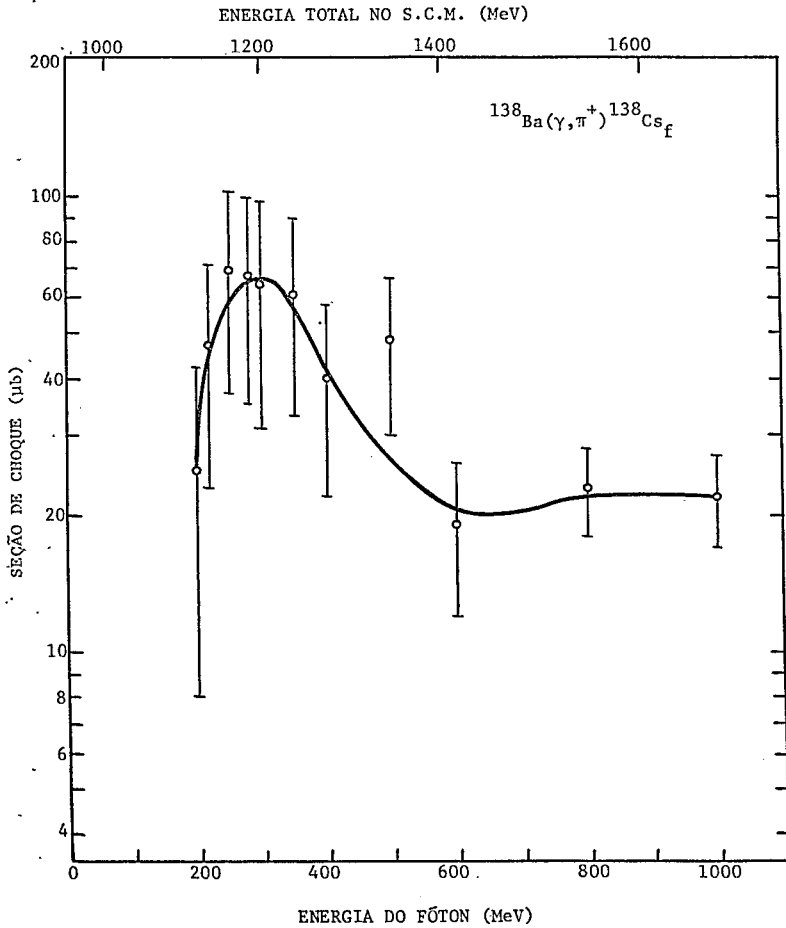


Figura 1.3.3.6.- Seção de choque da reação $^{138}\text{Ba}(\gamma, \pi^+)^{138}\text{Cs}$ para núcleo residual frio em função da energia E_γ do fóton incidente e da energia total W no S.C.M.

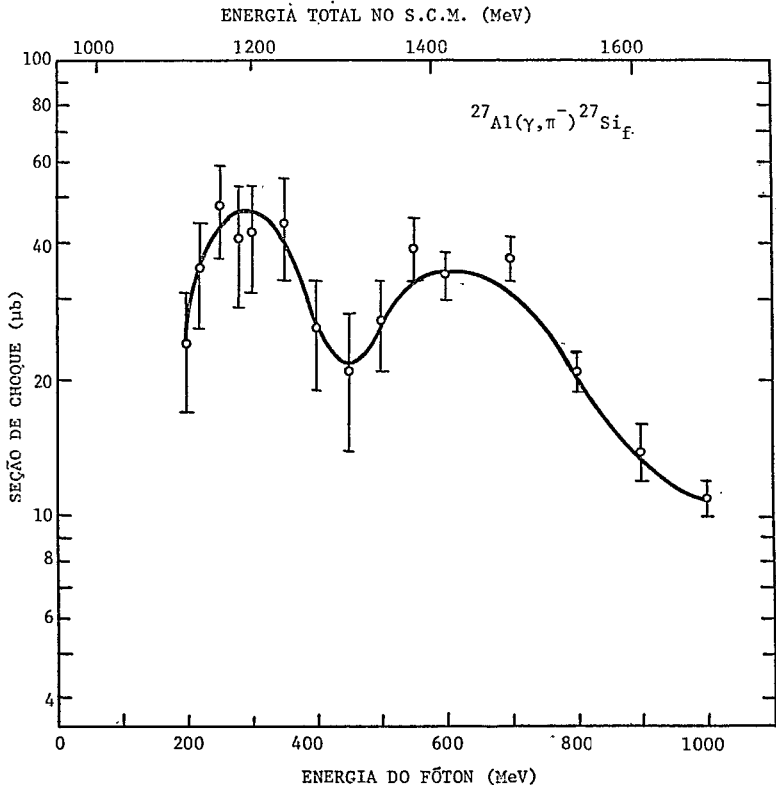


Figura 1.3.3.7 - Seção de choque da reação $^{27}\text{Al}(\gamma, \pi^-)^{27}\text{Si}$ para núcleo residual frio em função da energia E_γ do fôton incidente e da energia total W no S.C.M.

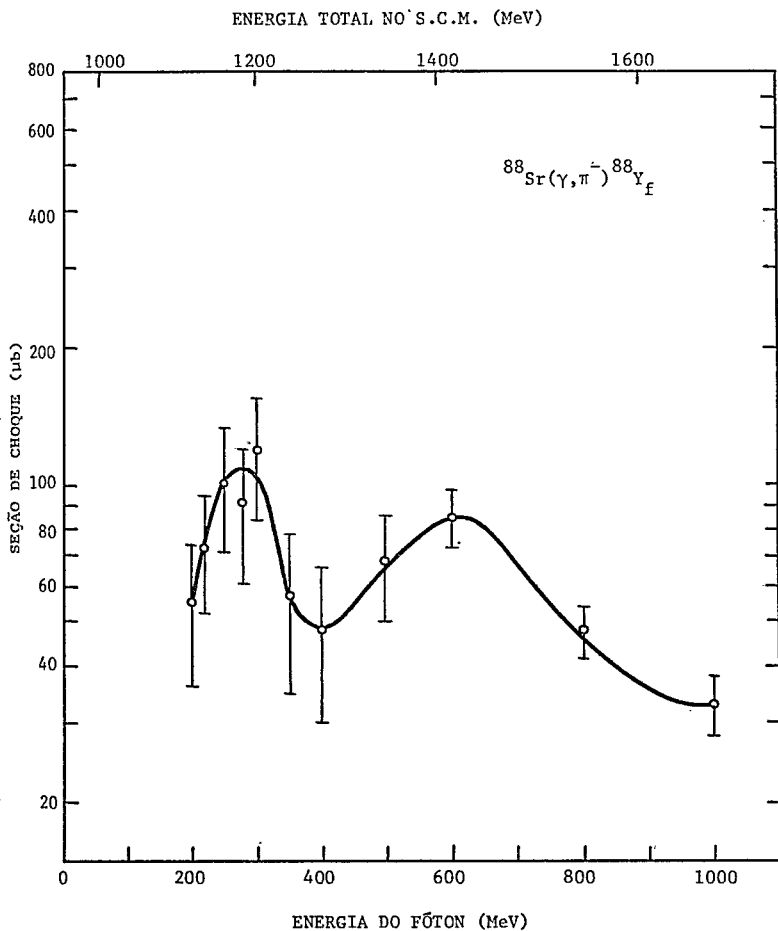


Figura 1.3.3.8 - Seção de choque da reação $^{88}\text{Sr}(\gamma, \pi^-)^{88}\text{Y}_f$ para núcleo residual frio em função da energia E_γ do fóton incidente e da energia total W no S.C.M.

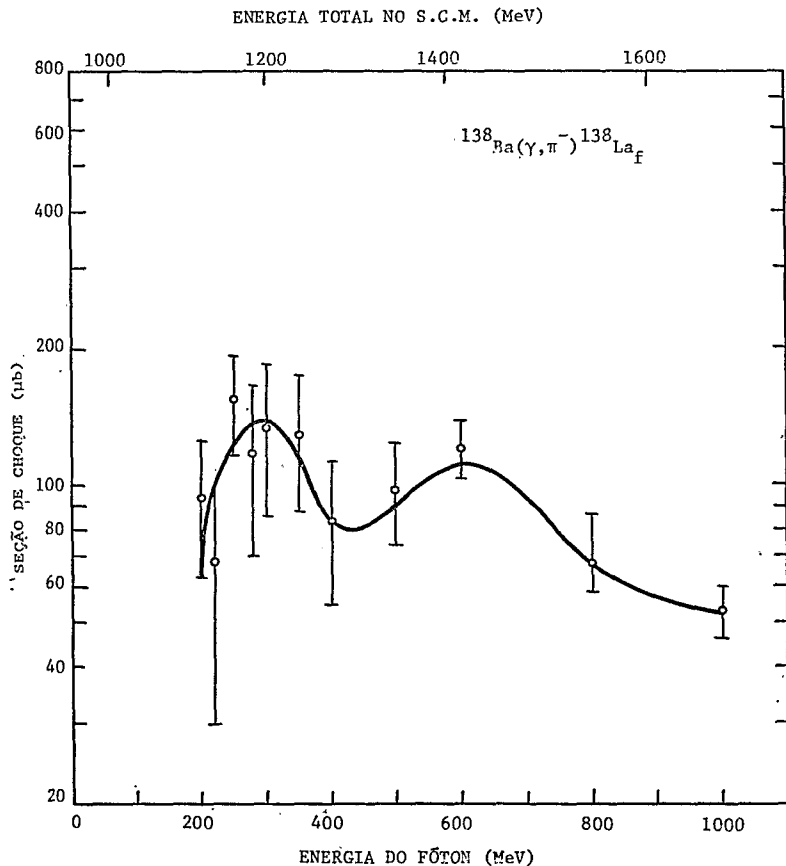


Figura 1.3.3.9 - Seção de choque da reação $^{138}\text{Ba}(\gamma, \pi^-)^{138}\text{La}_f$ para núcleo residual frio em função da energia E_γ do fóton incidente e da energia total W no S.C.M.

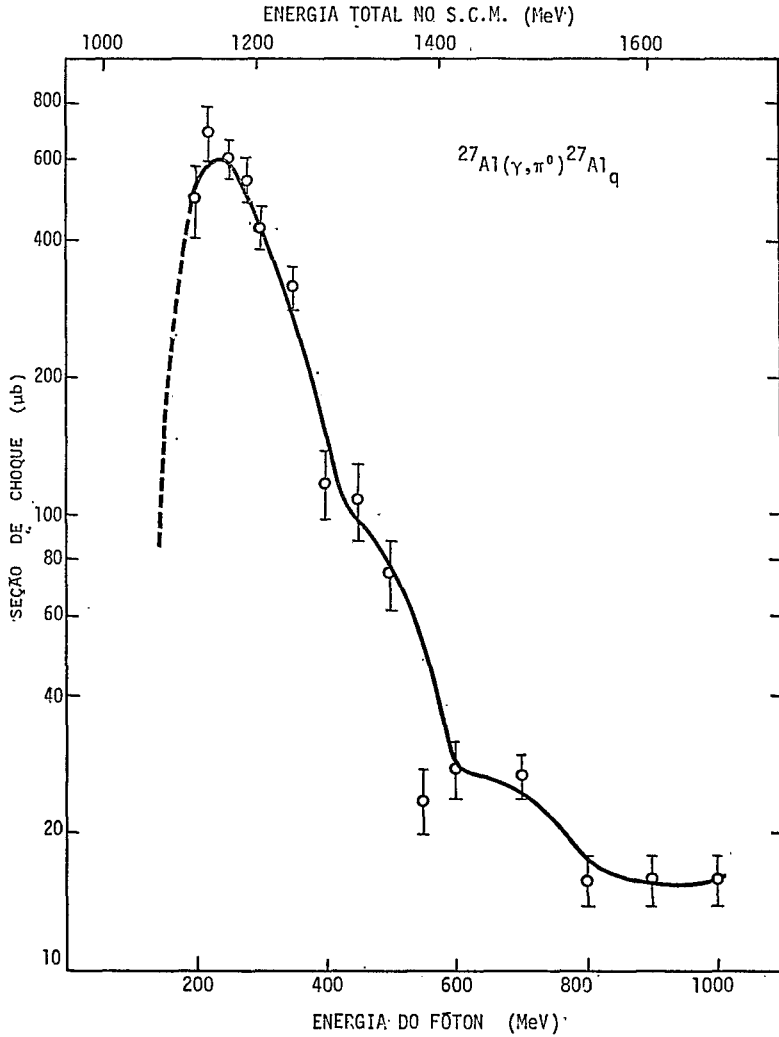


Figura 1.3.3.10 - Seção de choque da reação $^{27}\text{Al}(\gamma, \pi^0)^{27}\text{Al}$ para núcleo residual quente em função da energia E_γ do fóton incidente e da energia total W no S.C.M.

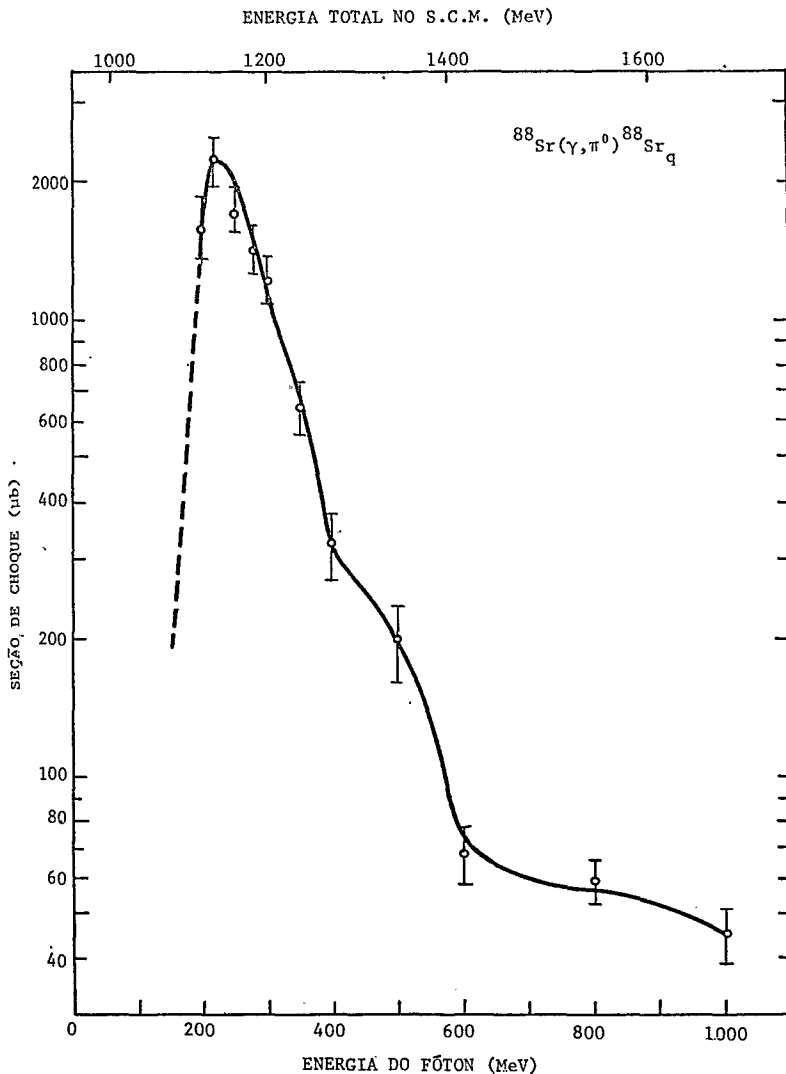


Figura 1.3.3.11 - Seção de choque da reação $^{88}\text{Sr}(\gamma, \pi^0)^{88}\text{Sr}_q$ para núcleo residual quente em função da energia E_γ do fóton incidente e da energia total W no S.C.M.

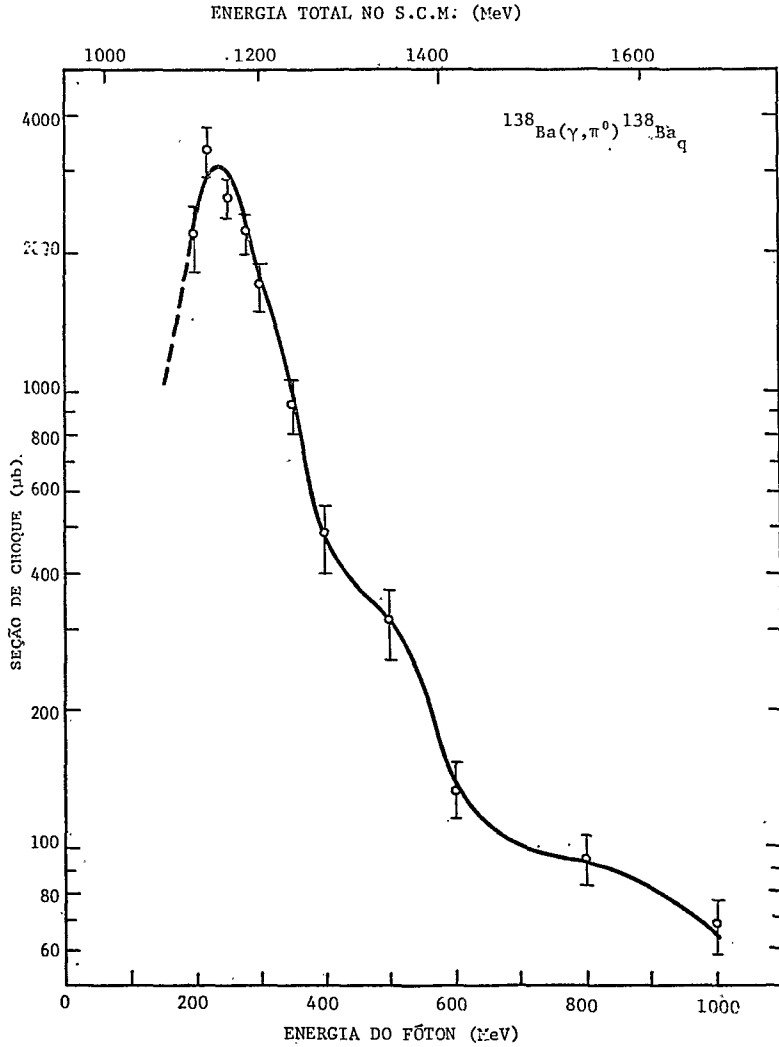


Figura 1.3.3.12 - Seção de choque da reação $^{138}\text{Ba}(\gamma, \pi^0)^{138}\text{Ba}_q$ para núcleo residual quente em função da energia E_γ do fóton incidente e da energia total W no S.C.M.

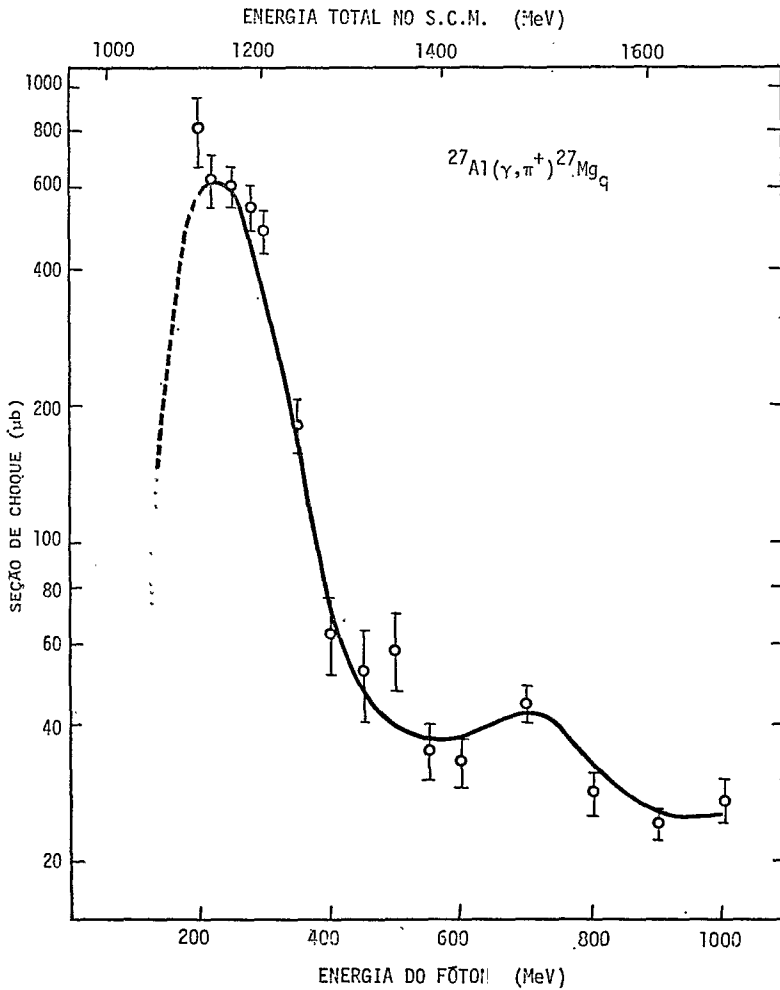


Figura 1.3.3.13 - Seção de choque da reação $^{27}\text{Al}(\gamma, \pi^+)^{27}\text{Mg}_q$ para núcleo residual quente em função da energia E_γ do fóton incidente e da energia total W no S.C.M.

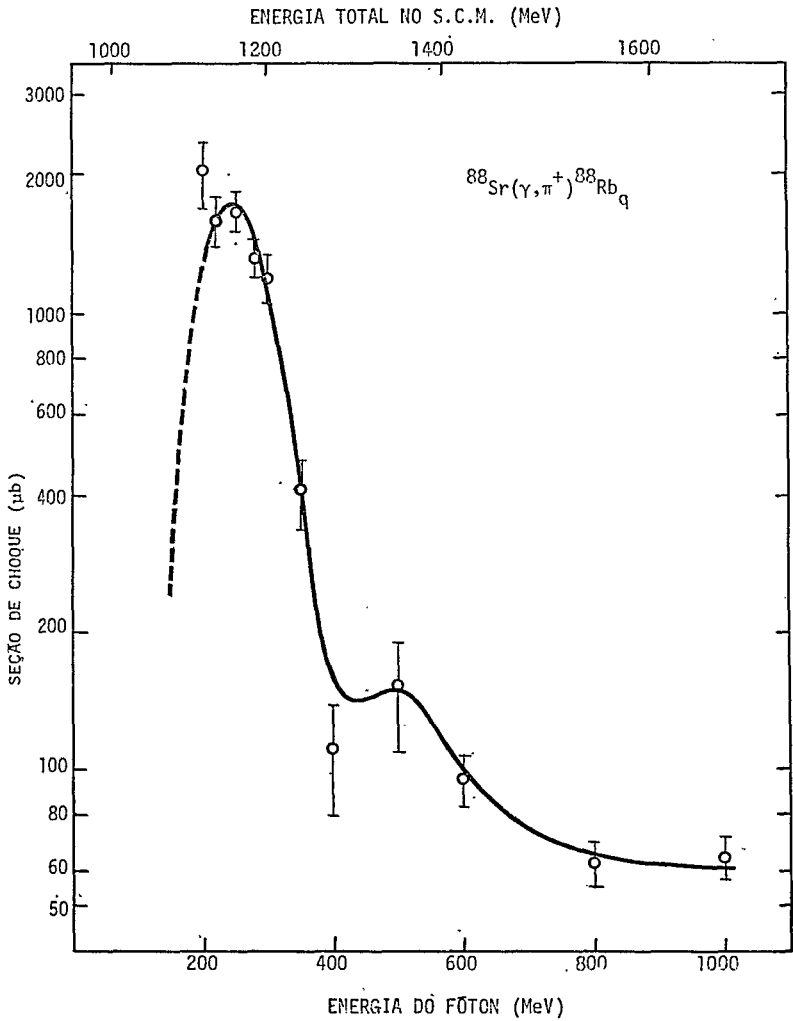


Figura 1.3.3.14 - Seção de choque da reação $^{88}\text{Sr}(\gamma, \pi^+)^{88}\text{Rb}$ para núcleo residual quente em função da energia E_γ do fóton incidente e da energia total W no S.C.M.

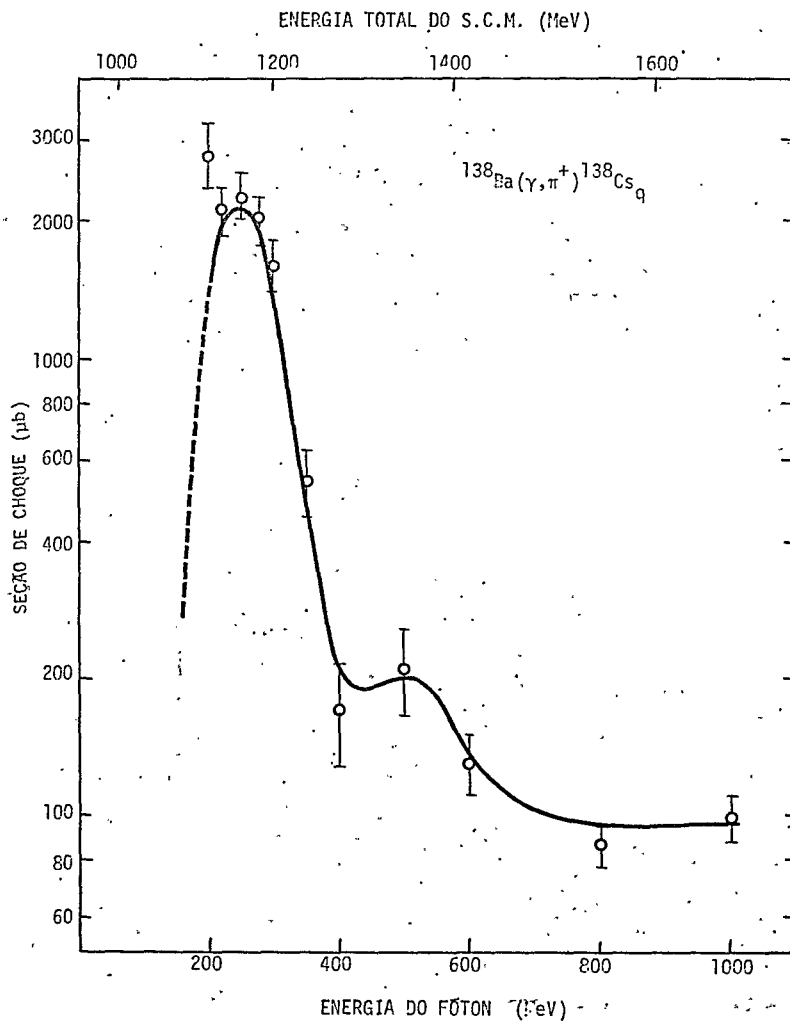


Figura 1.3.3.15 - Seção de choque da reação $^{138}\text{Ba}(\gamma, \pi^+)^{138}\text{Cs}$ para núcleo residual quente em função da energia E_γ do fóton incidente e da energia total W no S.C.M.

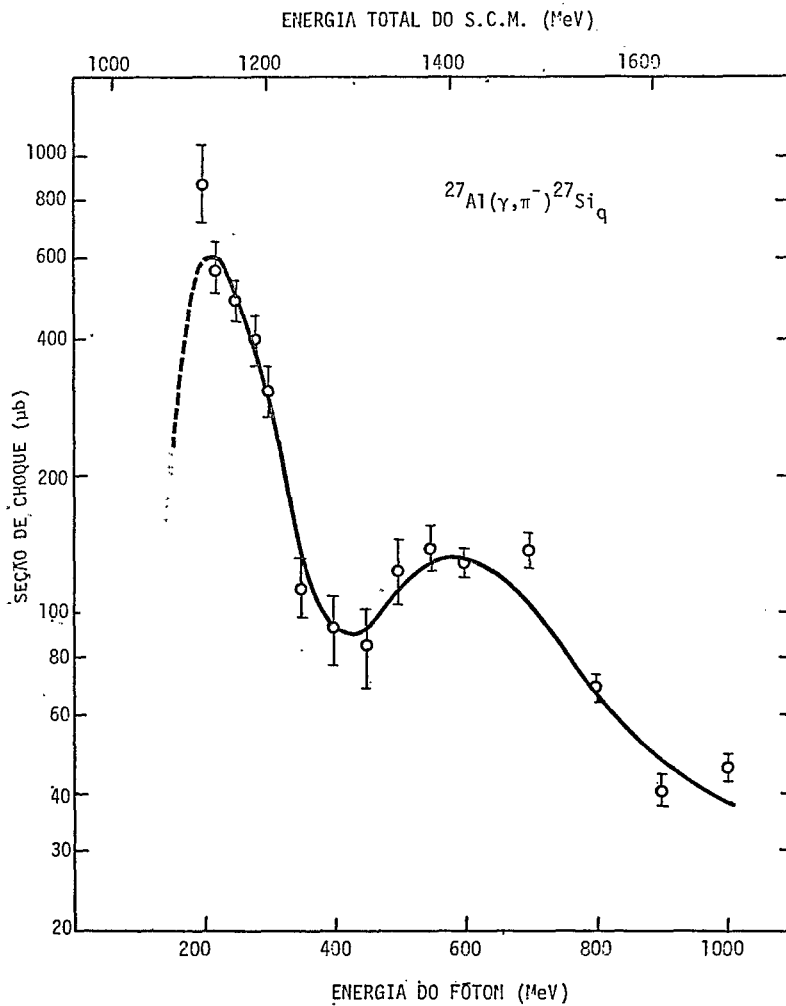


Figura 1.3.3.16 - Seção de choque da reação $^{27}\text{Al}(\gamma, \pi^-)^{27}\text{Si}_q$ para núcleo residual quente em função da energia E_γ do fóton incidente e da energia total W no S.C.M.

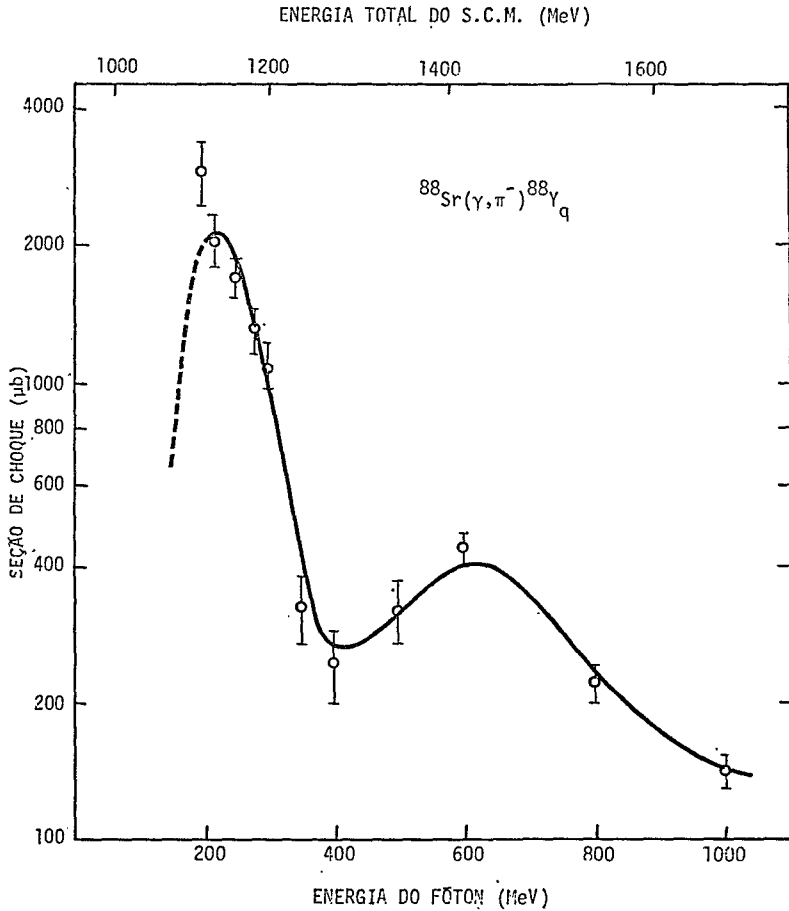


Figura 1.3.3.17 - Seção de choque da reação $^{88}\text{Sr}(\gamma, \pi^-)^{88}\text{Y}$ para núcleo residu al quente em função da energia E_γ do fôton incidente e da energia total W no S.C.M.

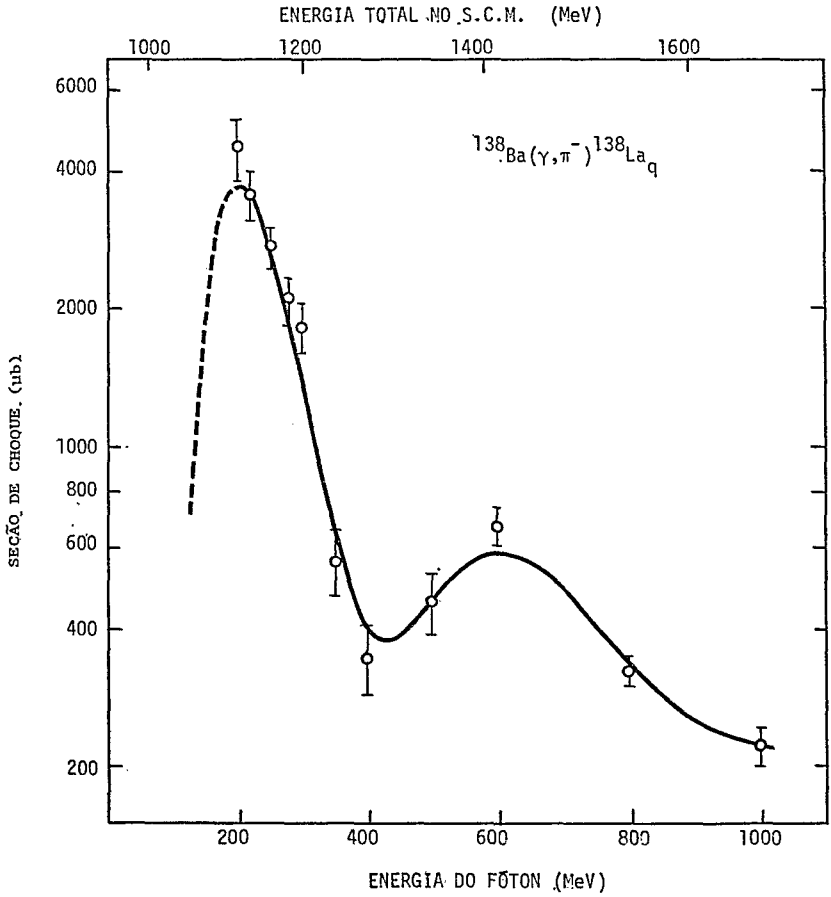


Figura 1.3.3.18 - Seção de choque da reação $^{138}\text{Ba}(\gamma, \pi^-)^{138}\text{La}$ para núcleo residual quente em função da energia E_γ do fóton incidente e da energia total W no S.C.M.

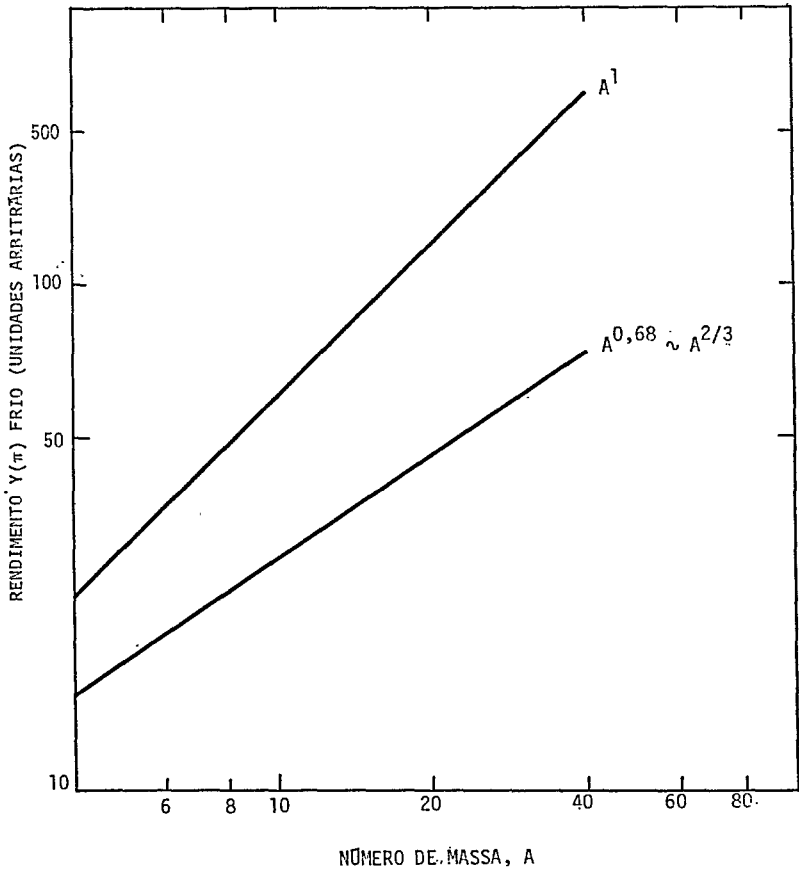


Figura 1.5.1 - Dependência $\bar{\sigma} \times A$ para reações (γ, π) que deixam o núcleo residual frio.

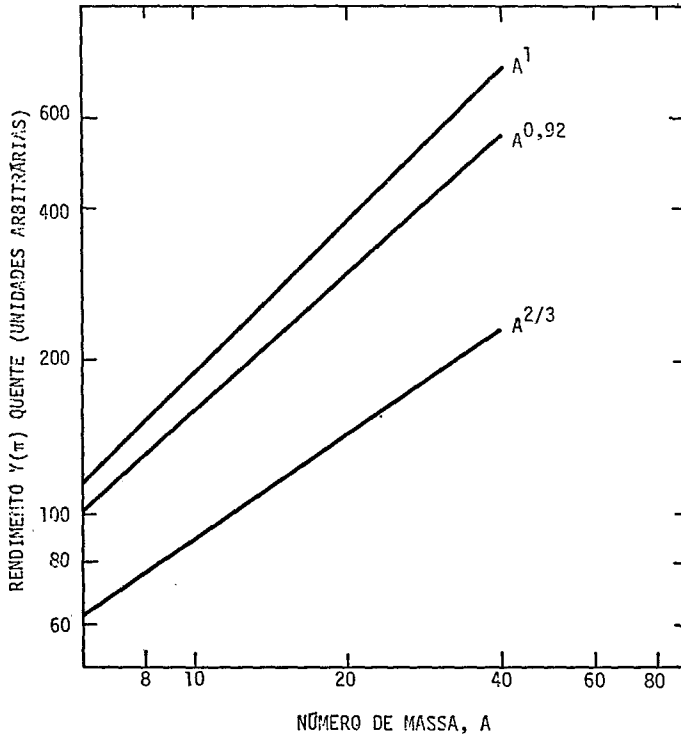


Figura 1.5.2 - Dependência $\bar{\sigma} \times A$ para reações (γ, π) que deixam o núcleo residual quente.

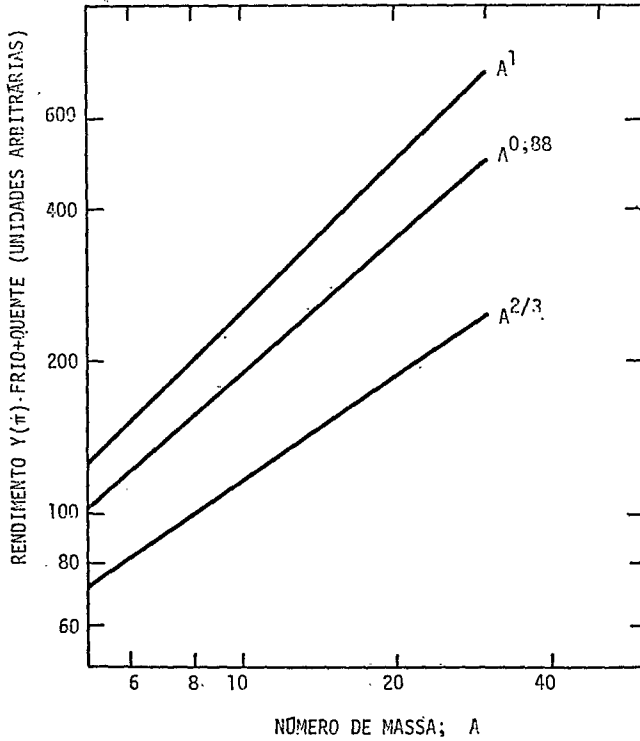


Figura 1.5.3 - Dependência $\bar{\sigma} \times A$ para a soma das reações (γ, π) que deixam o núcleo residual frio e quente.

CAPÍTULO .2

TRANSPARÊNCIAS PARA PÍONS E AS SEÇÕES DE CHOQUE DE REAÇÃO (γ, π)

2.1 - *INTRODUÇÃO*

Um método alternativo para se estimar as seções de choque de fotoprodução de mésons π em energias intermediárias consiste em calcular a probabilidade que o méson escape do núcleo sem qualquer interação com a matéria nuclear, ou seja, a transparência do núcleo para esses fotopíons.

Podemos distinguir 2 enfoques para as transparências nucleares, o físico e o geométrico: No modelo físico, admite-se a existência de um potencial ótico⁽⁷²⁾, que posteriormente foi desenvolvido no modelo "clouded crystal ball"⁽⁷³⁾. De acordo com esse modelo, o espalhamento partícula-núcleo é reduzido a um problema de um corpo pela substituição do núcleo por um potencial complexo atrativo.

No enfoque geométrico, desde que a interação primária ocorre entre o fóton e um nucleon (não estamos estudando transparência para fótons), a situação é completamente diferente daquela que se tem para um feixe de nucleons externo colidindo no núcleo. Devido ao livre caminho médio do fóton na matéria nuclear ser grande (por exemplo, cerca de 140 fm a 300 MeV), podemos

supor que qualquer ponto do núcleo alvo pode ser considerado como um "ponto de interação". Nesse caso, devemos distinguir du as possibilidades:

- (a) -- Transparências, no sentido usual do termo (Metropolis e colaboradores^(49,74)), que trata um feixe externo de partículas que interagem fortemente (p, n, π , etc) colidindo num alvo.
- (b) -- Transparências de núcleos para partículas fotoproduzidas em seu interior.

Com a idéia do item (b), houve a publicação de Roos e Peterson^(9,10), que estudaram fotoreações em núcleos complexos (constituintes de emulsões nucleares) entre o limiar fotomesônico e 1150 MeV, e que utilizaram para as transparências nucleares para píons e nucleons o dobro dos valores encontrados por Metropolis e colaboradores para cascatas iniciadas por píons e nucleons. O tratamento dado por Roos e Peterson foi devido ao fato que no caso de cascatas iniciadas por fótons, os píons e os nucleons são originados no interior do núcleo e devem possuir, segundo estimativa dos autores, valores médios dos caminhos percorridos igual à metade do valor das distâncias percorridas se as partículas fossem lançadas do exterior e atravessassem o núcleo.

2.2 - CÁLCULO DAS TRANSPARÊNCIAS NUCLEARES PARA PÍONS E NUCLEONS

de Carvalho e colaboradores^(75,76) desenvolvendo um

modelo de núcleo equivalente, calcularam as transparências de núcleos complexos para nucleons e píons no intervalo de energia de 50 MeV a 600 MeV, baseando-se, essencialmente, nas seguintes suposições:

- i) - a interação entre o fóton e o nucleon no núcleo produz um único méson π e um nucleon de recuo;
- ii) - o núcleo é descrito pelo Modelo Ótico segundo Bethe⁽⁷⁷⁾ e Fernbach e colaboradores⁽⁷²⁾;
- iii) - como o tratamento dessas transparências foi fundamentalmente geométrico, o Princípio de Exclusão de Pauli não foi levado em conta, que pode, entretanto, ser facilmente considerado num modelo de interação de partícula individual, como no cálculo do Método de Monte Carlo. Sendo assim, não se tratou de problemas de interação de partículas individuais;
- iv) - supôs-se que o núcleo apresenta uma densidade de nucleons uniforme.

Dessa forma, foi obtida a seguinte fórmula para a transparência τ ^(75,76):

$$\tau = \frac{25 r_0^4 A^{-2/3}}{\bar{\sigma}_{iN}^2} \left[1 - \left(1 + \frac{0,28 \bar{\sigma}_{iN} A^{1/3}}{r_0^2} \right) \exp \left[- \frac{0,28 \bar{\sigma}_{iN} A^{1/3}}{r_0^2} \right] \right] \quad (2.2.1)$$

onde o parâmetro r_0 do raio nuclear é dado por Elton⁽⁷⁸⁾ como:

$$r_0 = 1,12 + 2,35A^{-2/3} - 2,07A^{-4/3} \text{ fm} \quad (2.2.2)$$

e $\bar{\sigma}_{iN}$ é a seção de choque média total para interação partícula-núcleon, dada por:

$$\bar{\sigma}_{iN} = \sigma_{ip} \quad (i = p, \pi^0) \quad (2.2.3)$$

$$\bar{\sigma}_{iN} = \frac{A+Z}{2A} \sigma_{ip} \quad (i = n) \quad (2.2.4)$$

Devido à invariância do spin isotópico, que permite escrever:

$$\sigma_{\pi^+p} = \sigma_{\pi^-n} \quad \text{e} \quad \sigma_{\pi^-p} = \sigma_{\pi^+n} \quad (2.2.5)$$

obtêm-se:

$$\bar{\sigma}_{\pi^+N} = \left(\frac{A-Z}{A}\right) (\sigma_{\pi^-p} - \sigma_{\pi^+p}) + \sigma_{\pi^+p} \quad (2.2.6)$$

$$\bar{\sigma}_{\pi^-N} = \left(\frac{A-Z}{A}\right) (\sigma_{\pi^+p} - \sigma_{\pi^-p}) + \sigma_{\pi^-p} \quad (2.2.7)$$

Emec e colaboradores ⁽⁷⁹⁾ fizeram o cálculo das transparências para possibilitar a interpretação dos dados experimentais das reações fotonucleares. Naturalmente, a transparência deve ser calculada para uma partícula que se forma uniformemente no interior do núcleo e o deixa sem nenhuma interação, o que foi expresso pela relação:

$$T = \frac{3}{x^3} \left[\frac{x^2}{2} - 1 + (1+x)e^{-x} \right]$$

onde $x = 2R/\lambda$, sendo λ o livre caminho médio da partícula na ma

téria nuclear Os valores encontrados desse modo para a seção de choque, não concordam entretanto com os valores experimentais.

No presente trabalho, consideramos o intervalo de energia para o fóton incidente entre 150 (160) MeV e 400 MeV, para garantir que a dupla ou múltipla produção de mésons não afete o cálculo. Para píons e nucleons, as transparências foram calculadas utilizando a expressão (2.2.1). No caso de nucleons, a seção de choque σ_{NN} deve ser corrigida adequadamente em vista de haver uma distinção entre "matéria nuclear", que é ilimitada, e "núcleo", que é limitado. Quando tratamos com matéria nuclear, um nucleon em sua trajetória pode dispendir energia em interações sucessivas. Após um certo número de interações sua energia será menor que algum determinado valor para o qual o Princípio de Exclusão de Pauli proíbe qualquer interação posterior. A partir desse ponto o nucleon não pode sofrer espalhamento, absorção, etc, e segue sempre em frente. Em outras palavras, a transparência nuclear para nucleons de baixa energia cinética ($E_K < 40$ MeV) seria próximo à unidade. Para o núcleo, e para uma partícula produzida em seu interior, a situação é diferente. Se a energia cinética da partícula está abaixo da energia de corte, esta partícula não pode escapar do núcleo, e então a transparência deve ser zero.

A ligação entre esses dois casos é feita corrigindo-se a seção de choque livre σ_{NN} da seguinte forma:

$$\sigma_{NN}^C = \sigma_{NN} \cdot \phi(\xi, \eta) \quad (2.2.8)$$

onde $\phi(\xi, \eta)$ é dado por:

$$\phi(\xi, \eta) = 1 - \left[1 - P_B(\xi) \right] \exp(-\eta^2) \quad (2.2.9)$$

$P_B(\xi)$ é dado por Kikuchi e Kawai (80) com ξ sendo a relação entre a energia de Fermi para o nucleon e a energia cinética do nucleon. η é a relação entre a energia de corte para o nucleon e a energia cinética do nucleon. A função $\phi(\xi, \eta)$ tem as seguintes propriedades:

$$i) \quad \lim_{E_{K,N} \rightarrow 0} \phi = 1$$

$$ii) \quad \lim_{E_{K,N} \rightarrow \infty} \phi = 1$$

2.3 - CÁLCULO DAS SEÇÕES DE CHOQUE PARA REAÇÕES (γ, π)

Consideramos duas possibilidades para a interação primária $\gamma + N \rightarrow N + \pi$:

- i) o méson π escapa do núcleo e o nucleon de recuo é absorvido dando ao núcleo uma energia de excitação E^* de poucos MeV (~ 3 MeV);
- ii) o méson π e o nucleon escapam do núcleo, deixando-o com uma energia de excitação E^* que não é suficiente para evaporar partículas.

São considerados 4 tipos de reações primárias:

$$\gamma+n \rightarrow n+\pi^0$$

$$\gamma+n \rightarrow p+\pi^-$$

$$\gamma+p \rightarrow p+\pi^0$$

$$\gamma+p \rightarrow n+\pi^+$$

onde se observa que a fotoprodução de π^0 é considerada duas vezes.

A seção de choque para fotoprodução de píons é dada por:

$$\sigma_{\pi} = \sigma_T P(\pi) \quad (2.3.1)$$

onde σ_T é a seção de choque total inelástica para a interação fóton-núcleo (interação via fotomesônica e via quasi-deuteron), e $P(\pi)$ é a probabilidade do píon ser produzido e escapar do núcleo. Para reações do tipo (i), a seção de choque será:

$$\sigma_{\pi^{\pm}} = 2\pi Z \int_{\theta_1}^{\theta_2} T_{\pi^{\pm}}(\theta) \left[\frac{d\sigma_{\pi^{\pm}}}{d\Omega} \right] \sin\theta d\theta \quad (2.3.2)$$

onde $T_{\pi^{\pm}}(\theta)$ é a transparência, que é função da energia, que por sua vez é função do ângulo de espalhamento do píon referido no S.C.M., $d\sigma(\theta)/d\Omega$ é a seção de choque diferencial de fotoprodução de píons em função do ângulo θ , e θ_1 e θ_2 são ângulos limites para os quais a energia cinética do nucleon de recuo do S.L. satisfaz a condição $E_K \leq E^*$. Os valores de $d\sigma_{\pi^{\pm}}/d\Omega$ são dados por Spillantini e Valente (81) ou pela compilação do National Bureau of Standard (82).

Para σ_{π^0} , deve ser levado em conta o fato das 2 reações possíveis, logo:

$$\sigma_{\pi^0} = 2\pi Z \int_{\theta_1}^{\theta_2} T_{\pi^0}(\theta) \frac{d\sigma_{\pi^0}(p)}{d\Omega} \sin\theta d\theta +$$

$$+ 2\pi N \int_{\theta_1}^{\theta_2} T_{\pi^0}(\theta) \frac{d\sigma_{\pi^0}(n)}{d\Omega} \sin\theta d\theta. \quad (2.3.3)$$

onde $d\sigma_{\pi^0}(p)/d\Omega$, $d\sigma_{\pi^0}(n)/d\Omega$, θ_1 e θ_2 são definidos analogamente.

Se considerarmos a ocorrência de reações do tipo(ii), deve-se acrescentar ao cálculo de (2.3.2) e (2.3.3) a transparência $T_N(\theta)$ para o nucleon, com os outros fatores permanecendo inalterados.

Na Figura 2.3.1 está apresentada a seção de choque obtida com o uso das transparências nucleares, através da eq (2.3.2), para a reação $^{27}\text{Al}(\gamma, \pi^+)^{27}\text{Mg}$, e na Figura 2.3.2 para a reação $^{51}\text{V}(\gamma, \pi^+)^{51}\text{Ti}$.

Uma comparação entre essas estimativas e as que são obtidas por uma teoria mais sofisticada pode ser útil para um melhor entendimento das reações de fotoprodução de mésons π . Blomqvist e colaboradores⁽³⁴⁾ calcularam as seções de choque para fotoprodução de píons na região de energia entre o limiar de produção e a ressonância (3,3), levando em conta a interação no estado final (fsi \equiv final state interactions) entre o píon e o núcleo. Os resultados experimentais por eles obtidos, bem como a comparação com resultados de outros autores, estão nas

Figuras 2.3.3 e 2.3.4 para as reações $^{27}\text{Al}(\gamma, \pi^+)^{27}\text{Mg}$ e $^{51}\text{V}(\gamma, \pi^+)^{51}\text{Ti}$, respectivamente. Nesse trabalho, um modelo teórico foi desenvolvido para o cálculo da seção de choque de produção de píons carregados, utilizando a aproximação de impulsos de ondas distorcidas e incluindo fsi através do potencial ótico. O cálculo com essas aproximações é extremamente complexo, e o resultado está mostrado na Figura 2.3.5 para o ^{27}Al com e sem fsi. Na Figura 2.3.6 está a comparação entre o resultado experimental para a reação $^{51}\text{V}(\gamma, \pi^+)^{51}\text{Ti}$ e o modelo teórico, com e sem fsi.

A observação de todos esses resultados demonstra que não há um acordo satisfatório entre os resultados experimentais e as estimativas. O cálculo da seção de choque através das transparências nucleares, também não apresenta um bom acordo, devido principalmente à dificuldade na obtenção de valores para a seção de choque diferencial (81,82)

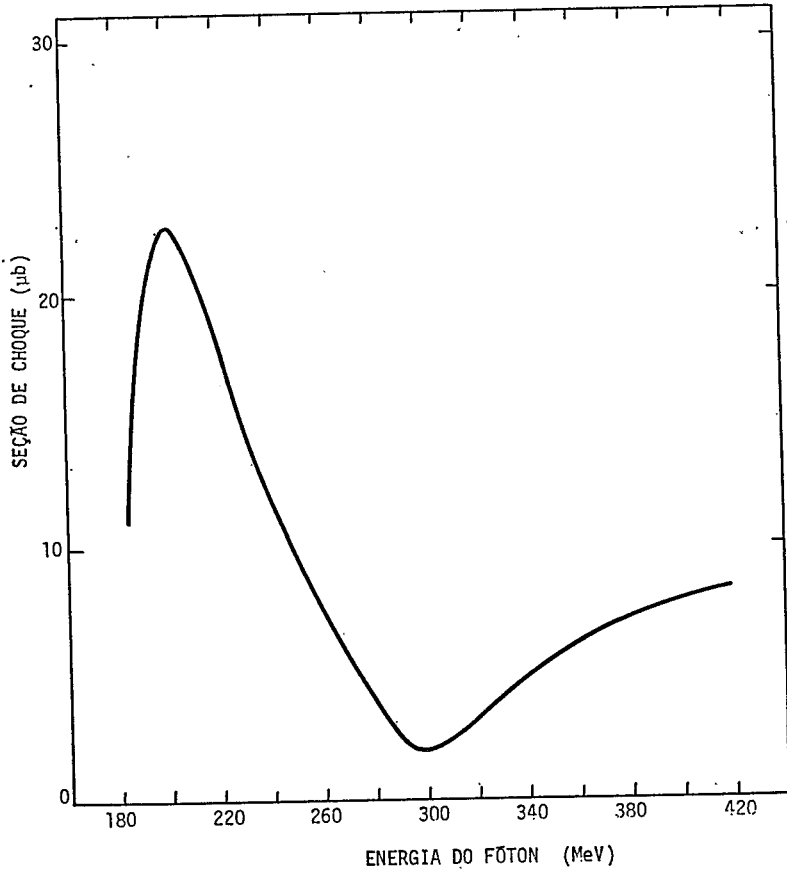


Figura 2.3.1 - Seção de choque da reação $^{27}\text{Al}(\gamma, \pi^+)^{27}\text{Mg}$ em função da energia E_γ do fóton incidente, obtida pela aplicação das transparências nucleares.

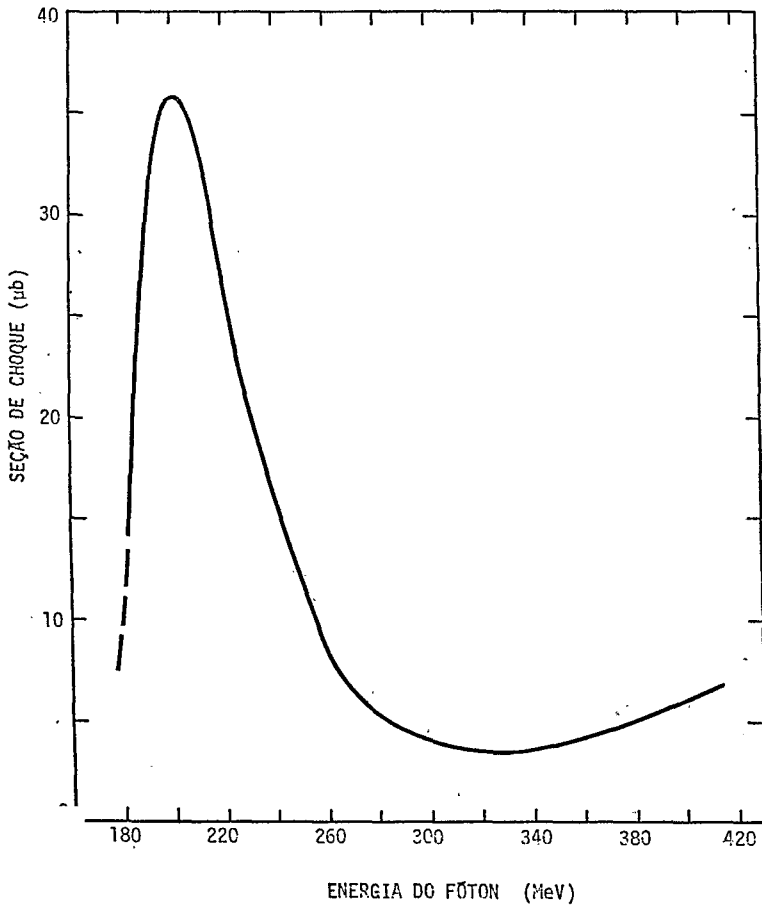


Figura 2.3.2 - Seção de choque da reação $^{51}\text{V}(\gamma, \pi^+)^{51}\text{Ti}$ em função da energia E_γ do fóton incidente, obtida pela aplicação das transparências nucleares.

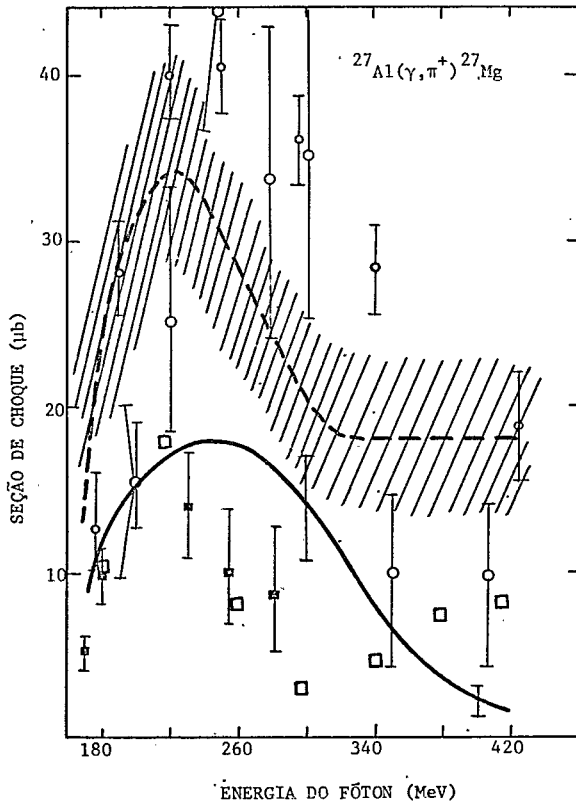


Fig. 2.3.3 - Seção de choque experimental para a reação $^{27}\text{Al}(\gamma, \pi^+)^{27}\text{Mg}$. A linha sólida com barras de erros é o resultado de Blomqvist e colaboradores (34). A curva tracejada é o trabalho da ref. (89). Os círculos cheios com barras de erros são os dados da ref. (102), e os quadrados cheios com barras de erros representam os dados obtidos por Walters e colaboradores [Phys.Rev.143 (1966) 833]. Os círculos com barras de erros são os resultados com o Monte Carlo, e os quadrados são os resultados obtidos pela aplicação das transparências nucleares. O limiar da reação é 142 MeV.

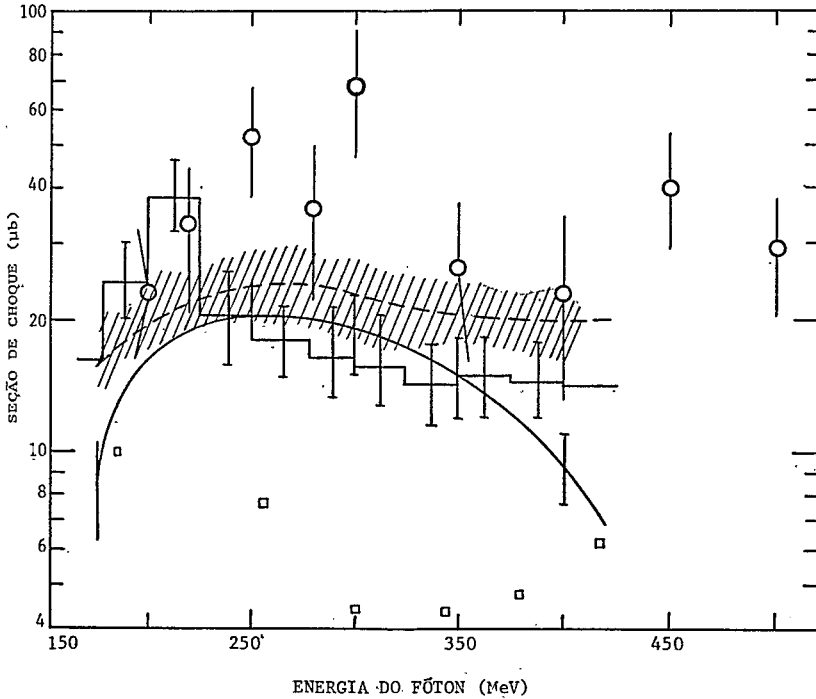


Fig. 2.3.4 - Seção de choque da reação (γ, π^+) no ^{51}V . A linha sólida é o resultado da ref. (34); a linha tracejada, da ref. (89); o histograma representa o resultado da ref. (88). Os pontos brancos com barras de erros são os obtidos no presente trabalho com o Método de Monte Carlo, e os quadrados são os resultados obtidos pela aplicação das transparências nucleares.

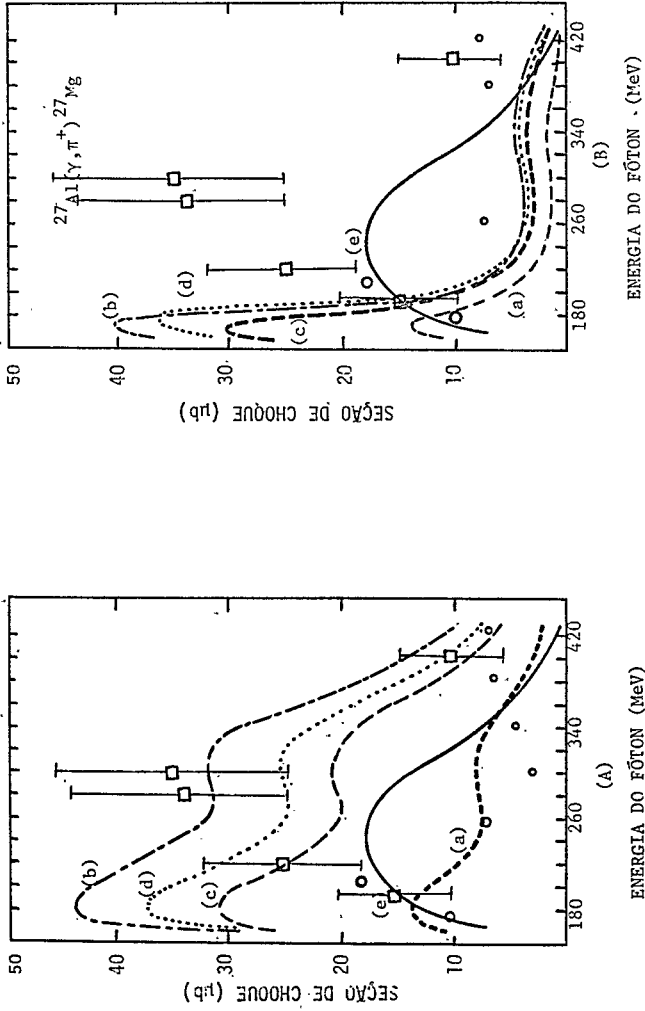


Figura 2.3.5 - Comparação teórica e experimental da seção de choque da reação $^{27}\text{Al}(\gamma, \pi^+)^{27}\text{Mg}$. (A) - As curvas (a) - (d) representam curvas teóricas calculadas com várias aproximações entre os estados nucleares, e todas sem fsi. A curva (e) é o resultado experimental da ref. (35). (B) - Resultado idêntico ao de (A), mas com fsi incluída. Os pontos são os resultados com as transparências, e os quadrados com o Monte Carlo.

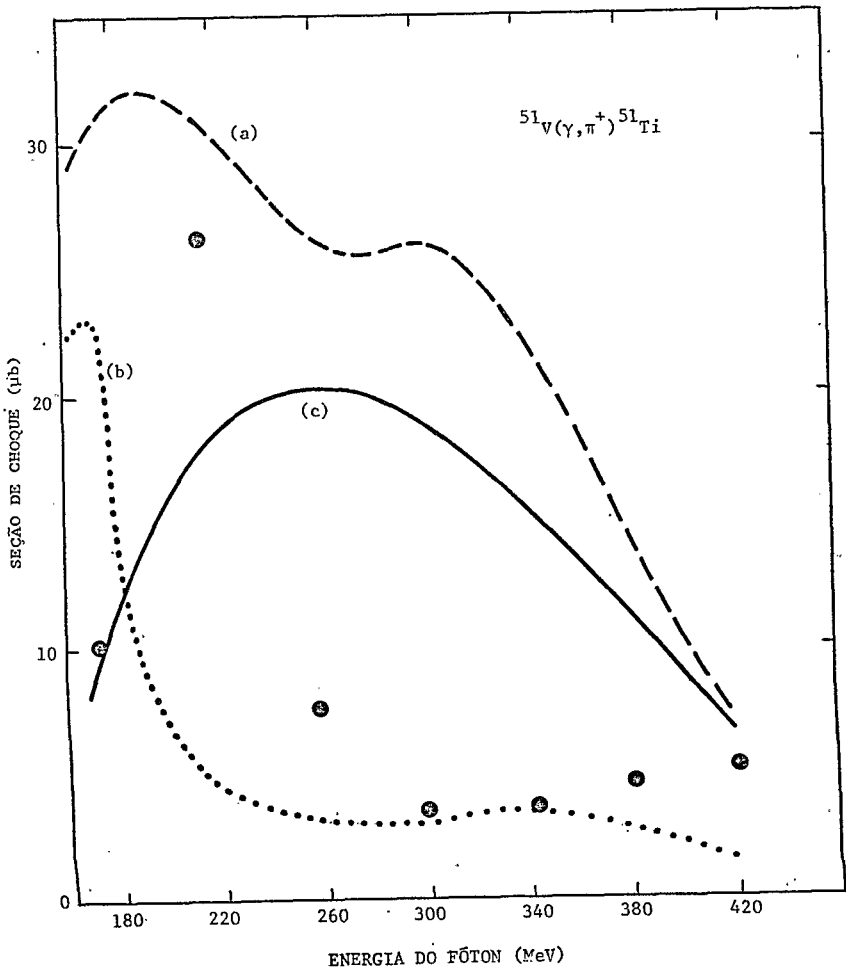


Figura 2.3.6 - Comparação teórica e experimental da seção de choque da reação $^{51}\text{V}(\gamma, \pi^+)^{51}\text{Ti}$. A curva (a) é calculada sem fsi, enquanto a curva (b) é calculada com fsi. A curva (c) é o resultado experimental da ref. (35). Os pontos são os resultados com as transparências. Os valores obtidos com o Monte Carlo não foram colocados aqui (ver fig. 3.3.3).

CAPÍTULO 3

COMPARAÇÃO COM DADOS EXPERIMENTAIS, DISCUSSÃO DOS RESULTADOS E CONCLUSÕES

3.1 - *INTRODUÇÃO*

Existem numerosos trabalhos na literatura relacionados à fotoprodução de mésons π em núcleos complexos. Entretanto, não se conhece um modelo definitivo simples para a interpretação dessas reações. O interesse nesse tipo de investigação é devido ao fato que a fotoprodução de mésons π em núcleos complexos pode ser usada para esclarecer várias características estruturais do núcleo⁽³⁴⁾, e fornecer informações que permitem investigar a interação desses mésons dentro da matéria nuclear⁽⁸³⁾. Uma investigação completa de reações que fotoproduzem mésons π carregados permitiria um entendimento da natureza dos acoplamentos do méson π , dos nucleons, e do campo eletromagnético⁽⁸⁴⁾. Em particular, se procura saber se o acoplamento com o campo eletromagnético é somente via interação elétrica, ou se o momento magnético dos nucleons traz alguma contribuição⁽⁸⁴⁾.

Uma das principais observações experimentais sobre a produção de mésons π carregados em núcleos, é que os rendimentos das reações são consideravelmente menores que para igual número de nucleons livres^(85,86). Entre os principais fatores que contribuem para esta diferença estão a distribuição de momentum

dos núcleons do núcleo, o princípio de Pauli, o campo coulombiano no nuclear e as transparências nucleares.

3.2 - RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Os resultados experimentais de fotoprodução de mésons π carregados em núcleos complexos mediante reações do tipo ${}^A_Z X(\gamma, \pi^\pm) {}^A_{Z\pm 1} Y$, são muito raros, e somente algumas reações simples têm sido estudadas. A técnica experimental para o estudo de reações de fotoprodução de mésons π^0 na região da primeira ressonância tem sido aperfeiçoada nos últimos anos, e podem ser encontrados na literatura dados sobre a seção de choque diferencial em função do ângulo e energia, obtidos principalmente, do uso de raios γ polarizados. A análise dos dados existentes para reações (γ, π^0) mostra, entretanto, que não existe um bom acordo entre os conjuntos de dados, e discrepâncias têm sido observadas para qualquer ângulo de emissão do π^0 (87).

As curvas de rendimento (88,89) para as reações ${}^{41}_{18}\text{K}(\gamma, \pi^+) {}^{41}_{19}\text{Ar}$, ${}^{65}_{29}\text{Cu}(\gamma, \pi^+) {}^{65}_{30}\text{Zn}$, ${}^{88}_{38}\text{Sr}(\gamma, \pi^+) {}^{88}_{39}\text{Y}$, ${}^{138}_{56}\text{Ba}(\gamma, \pi^+) {}^{138}_{57}\text{La}$, ${}^{11}_{5}\text{B}(\gamma, \pi^-) {}^{11}_{6}\text{C}$, ${}^{27}_{13}\text{Al}(\gamma, \pi^+) {}^{27}_{14}\text{Si}$ e ${}^{51}_{22}\text{V}(\gamma, \pi^+) {}^{51}_{23}\text{Cr}$ foram obtidas por análise de ativação, isto é, pela atividade γ do núcleo residual entre o limiar de fotoprodução e 750 MeV, usando fótons de bremsstrahlung do Eletro-Sincrotron de 1,2 GeV de Lund. Os alvos foram expostos a feixes não colimados, e nenhuma deformação do espectro de bremsstrahlung foi esperada. O espectro não foi medido, e considerou-se nos cálculos, um espectro de Schiff (90). Um "background" na medida do rendimento existe, proveniente da reação (n,p) e também da reação (p,n), embora menos

intenso. A alta eficiência de fotopico e a boa resolução em energia do detetor usado, aliados ao conhecimento de dados de confiança[†] para a seção de choque absoluta da reação $^{12}\text{C}(\gamma, n)^{11}\text{C}$, que foi usada como padrão secundário para todas as medidas, permitiram que se fizessem medidas dos rendimentos das reações de fotoprodução de mésons π .

Na Tabela 3.2.1 estão apresentados os valores experimentais para as seções de choque por quantum equivalente, $\sigma_Q(E_0)$, tiradas das Refs. (88) e (89). Os erros estimados resultam da soma do erro absoluto nos rendimentos (eficiência do detetor, percentual de desintegração, meia-vida e padrão secundário) e o erro estatístico.

A seção de choque por quantum equivalente $\sigma_Q(E_0)$ é obtida por:

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

onde N_e é o número total de eventos da reação em estudo, N_a é o número de átomos por unidade de área do alvo, e Q é a dose total (número de fótons equivalentes) incidente no alvo durante a irradiação. A determinação de N_e é feita por análise de ativação.

A determinação da seção de choque absoluta, $\sigma(E_\gamma)$, de reações fotonucleares em altas energias é bastante trabalhosa, já que as experiências são feitas com fótons de bremsstrahlung (espectro contínuo). A relação entre a seção de choque absoluta e a seção de choque por quantum equivalente é dada pela equa

[†] G. Hyltén - comunicação particular citada na Ref. (88).

Tabela 3.2.1 - Seção de Choque por Quantum Equivalente, $\sigma_Q(E_0)$.

E_0 (MeV)	SEÇÃO DE CHOQUE POR QUANTUM EQUIVALENTE (μb)													
	$^{11}\text{B}(Y,\pi)^{-}$	^{12}C	$^{27}\text{Al}(Y,\pi)^{+}$	^{27}Mg	$^{41}\text{K}(Y,\pi)^{+}$	^{41}Ar	$^{51}\text{V}(Y,\pi)^{+}$	^{51}Ti	$^{65}\text{Cu}(Y,\pi)^{+}$	^{88}Ni	$^{88}\text{Sr}(Y,\pi)^{+}$	^{88}Rb	$^{138}\text{Ba}(Y,\pi)^{+}$	^{138}Cs
200	10 ± 1	10 ± 1	$3,8 \pm 0,7$	$2,3 \pm 0,6$	$2,3 \pm 0,6$	$2,1 \pm 0,4$	$2,1 \pm 0,4$	8 ± 2	8 ± 2	8 ± 2	8 ± 2	$1,4 \pm 0,3$	$1,4 \pm 0,3$	$1,4 \pm 0,3$
225	11 ± 2	11 ± 2	8 ± 1	6 ± 2	6 ± 2	6 ± 1	6 ± 1	11 ± 2	11 ± 2	11 ± 2	11 ± 2	$4,2 \pm 0,8$	$4,2 \pm 0,8$	$4,2 \pm 0,8$
250	17 ± 2	17 ± 2	12 ± 2	8 ± 2	8 ± 2	7 ± 1	7 ± 1	13 ± 3	13 ± 3	13 ± 3	13 ± 3	7 ± 1	7 ± 1	7 ± 1
275	17 ± 2	17 ± 2	15 ± 3	6 ± 1	6 ± 1	10 ± 2	10 ± 2	15 ± 3	15 ± 3	15 ± 3	15 ± 3	15 ± 3	15 ± 3	15 ± 3
300	19 ± 3	19 ± 3	16 ± 3	5 ± 1	5 ± 1	11 ± 2	11 ± 2	16 ± 3	16 ± 3	16 ± 3	16 ± 3	19 ± 5	19 ± 5	19 ± 5
325	20 ± 3	20 ± 3	17 ± 3	11 ± 3	11 ± 3	11 ± 2	11 ± 2	18 ± 4	18 ± 4	18 ± 4	18 ± 4	20 ± 5	20 ± 5	20 ± 5
350	22 ± 3	22 ± 3	18 ± 3	19 ± 3	19 ± 3	15 ± 3	15 ± 3	19 ± 4	19 ± 4	19 ± 4	19 ± 4	23 ± 5	23 ± 5	23 ± 5
375	22 ± 3	22 ± 3	19 ± 3	17 ± 4	17 ± 4	20 ± 4	20 ± 4	21 ± 4	21 ± 4	21 ± 4	21 ± 4	25 ± 5	25 ± 5	25 ± 5
400	24 ± 3	24 ± 3	21 ± 4	22 ± 4	22 ± 4	18 ± 4	18 ± 4	23 ± 4	23 ± 4	23 ± 4	23 ± 4	26 ± 5	26 ± 5	26 ± 5
425	26 ± 4	26 ± 4	22 ± 4	23 ± 4	23 ± 4	20 ± 4	20 ± 4	25 ± 4	25 ± 4	25 ± 4	25 ± 4	29 ± 5	29 ± 5	29 ± 5
450	29 ± 4	29 ± 4	23 ± 4	25 ± 4	25 ± 4	14 ± 3	14 ± 3	26 ± 5	26 ± 5	26 ± 5	26 ± 5	33 ± 5	33 ± 5	33 ± 5
475	28 ± 4	28 ± 4	25 ± 4	25 ± 4	25 ± 4	15 ± 4	15 ± 4	28 ± 5	28 ± 5	28 ± 5	28 ± 5	34 ± 5	34 ± 5	34 ± 5
500	29 ± 4	29 ± 4	25 ± 4	26 ± 5	26 ± 5	14 ± 4	14 ± 4	29 ± 5	29 ± 5	29 ± 5	29 ± 5	33 ± 5	33 ± 5	33 ± 5
525	28 ± 4	28 ± 4	26 ± 5	28 ± 5	28 ± 5	17 ± 4	17 ± 4	30 ± 5	30 ± 5	30 ± 5	30 ± 5	34 ± 5	34 ± 5	34 ± 5
550	32 ± 4	32 ± 4	28 ± 5	29 ± 5	29 ± 5	14 ± 4	14 ± 4	32 ± 5	32 ± 5	32 ± 5	32 ± 5	34 ± 5	34 ± 5	34 ± 5
757	32 ± 5	32 ± 5	28 ± 5	29 ± 5	29 ± 5	17 ± 4	17 ± 4	32 ± 5	32 ± 5	32 ± 5	32 ± 5	34 ± 5	34 ± 5	34 ± 5
600	33 ± 5	33 ± 5	28 ± 5	29 ± 5	29 ± 5	17 ± 4	17 ± 4	32 ± 5	32 ± 5	32 ± 5	32 ± 5	34 ± 5	34 ± 5	34 ± 5
625	32 ± 5	32 ± 5	29 ± 5	29 ± 5	29 ± 5	17 ± 4	17 ± 4	32 ± 5	32 ± 5	32 ± 5	32 ± 5	34 ± 5	34 ± 5	34 ± 5
650	35 ± 5	35 ± 5	29 ± 5	29 ± 5	29 ± 5	17 ± 4	17 ± 4	32 ± 5	32 ± 5	32 ± 5	32 ± 5	34 ± 5	34 ± 5	34 ± 5
675	34 ± 5	34 ± 5	29 ± 5	29 ± 5	29 ± 5	17 ± 4	17 ± 4	32 ± 5	32 ± 5	32 ± 5	32 ± 5	34 ± 5	34 ± 5	34 ± 5
700	33 ± 5	33 ± 5	29 ± 5	29 ± 5	29 ± 5	17 ± 4	17 ± 4	32 ± 5	32 ± 5	32 ± 5	32 ± 5	34 ± 5	34 ± 5	34 ± 5
900	33 ± 5	33 ± 5	29 ± 5	29 ± 5	29 ± 5	17 ± 4	17 ± 4	32 ± 5	32 ± 5	32 ± 5	32 ± 5	34 ± 5	34 ± 5	34 ± 5

$\neq E_0$ \equiv energia máxima de bremsstrahlung.

ção integral:

$$\sigma_Q(E_0) = \int_0^{E_0} n(E_0, E_\gamma) \sigma(E_\gamma) dE_\gamma \quad (3.2.1)$$

que é uma equação de Fredholm ou equação de Volterra de 1ª espécie, onde $n(E_0, E_\gamma)$ é a função espectro de bremsstrahlung ("Kernel" da equação integral), estando normalizada a um fóton equivalente. O número de fótons equivalentes é a razão entre a energia total do espectro e a energia máxima de bremsstrahlung (E_0). O método para a resolução da equação de Volterra de 1ª espécie, utilizando a expressão analítica do espectro de Schiff⁽⁹⁰⁾, está apresentado no Apêndice C da Ref. (12).

Em virtude do pequeno número de valores experimentais para a seção de choque por quantum equivalente, e de seus grandes erros no intervalo de energia de 200 MeV a 1000 MeV, é válido estabelecer os valores das seções de choque absolutas $\sigma(E_\gamma)$ fazendo-se a aproximação $1/E_\gamma$, denominada aproximação quadrada do espectro, para a função $n(E_0, E_\gamma)$, como:

$$n(E_0, E_\gamma) = \frac{I(E_0, E_\gamma)}{E_\gamma} \quad (3.2.2)$$

sendo a função $I(E_0, E_\gamma)$ representada na aproximação quadrada como:

$$I(E_0, E_\gamma) = \begin{cases} 1 & 0 \leq E_\gamma \leq E_0 \\ 0 & E_\gamma > E_0 \end{cases} \quad (3.2.3)$$

A eq. (3.2.1) pode então ser escrita da seguinte forma:

$$\sigma_Q(E_0) = \int_0^{E_0} \sigma(E_Y) \frac{I(E_0, E_Y)}{E_Y} dE_Y \quad (3.2.4)$$

ou, substituindo-se os valores de $I(E_0, E_Y)$ de (3.2.3), como

$$\sigma_Q(E_0) = \int_0^{E_0} \sigma(E_Y) \frac{dE_Y}{E_Y} \quad (3.2.5)$$

Considerando que a seção de choque absoluta não varia num intervalo de energia ΔE_0 , a eq. (3.2.5) pode ser escrita como:

$$\sigma_Q(E_0 + \Delta E_0) = \int_0^{E_0} \sigma(E_Y) \frac{dE_Y}{E_Y} + \sigma \int_{E_0}^{E_0 + \Delta E_0} \frac{dE_Y}{E_Y} \quad (3.2.6)$$

que fornece:

$$\Delta \sigma_Q(E_0) = \sigma \int_{E_0}^{E_0 + \Delta E_0} \frac{dE_Y}{E_Y} \quad (3.2.7)$$

Logo:

$$\sigma = \frac{\Delta \sigma_Q(E_0)}{\Delta \ln(E_0)} \quad (3.2.8)$$

que passando ao limite, fornece:

$$\sigma = \frac{d\sigma_Q(E_0)}{d \ln(E_0)} \quad (3.2.9)$$

Na aproximação $1/E_Y$, a partir da eq. (3.2.9), podemos escrever:

$$\sigma_Q(E_0) = \sigma \ln(E_0) + \text{constante} \quad (3.2.10)$$

Admite-se uma dependência linear entre a seção de choque por quantum equivalente $\sigma_Q(E_0)$, e o logarítmo da energia máxima do espectro de bremsstrahlung. Por intermédio do método dos mínimos quadrados, obtêm-se o coeficiente angular que constitui o valor médio da seção de choque absoluta $\bar{\sigma}_{exp}(E_\gamma)$.

Na Tabela 3.2.2 estão apresentados os resultados experimentais para os valores médios das seções de choque, bem como, para efeito de comparação, os valores médios estimados pelo Método de Monte Carlo.

Tabela 3.2.2 - Valores médios experimentais das seções de choque absolutas.

REAÇÃO	Intervalo de Energia (MeV)	Seção de Choque Média Absoluta (μb)	Ref.	Seção de Choque Média Absoluta (Monte Carlo) [†] (μb)
${}^7\text{Li}(\gamma, \pi^-){}^7\text{Be}$	200 - 1000	12 ± 3	93	12 ± 2
${}^{11}\text{B}(\gamma, \pi^-){}^{11}\text{C}$	200 - 700	20 ± 4	89	21 ± 3
	160 - 280	28 ± 4	91	19 ± 4
	160 - 300	28 ± 5	92	19 ± 4
	150 - 400	34 ± 4	94	23 ± 4
	180 - 400	36 ± 4	94	25 ± 4
${}^{27}\text{Al}(\gamma, \pi^+){}^{27}\text{Mg}$	200 - 420	18 ± 5	34	27 ± 8
	200 - 420	37 ± 5	89	27 ± 9
	200 - 700	19 ± 4	89	19 ± 6
${}^{41}\text{K}(\gamma, \pi^+){}^{41}\text{Ar}$	200 - 700	10 ± 3	88	23 ± 9
${}^{51}\text{V}(\gamma, \pi^+){}^{51}\text{Ti}$	200 - 700	19 ± 3	89	33 ± 9
${}^{65}\text{Cu}(\gamma, \pi^+){}^{65}\text{Ni}$	200 - 700	11 ± 4	88	29 ± 13
${}^{88}\text{Sr}(\gamma, \pi^+){}^{88}\text{Rb}$	300 - 900	6 ± 5	88	21 ± 13
${}^{138}\text{Ba}(\gamma, \pi^+){}^{138}\text{Cs}$	200 - 700	9 ± 2	88	36 ± 23

[†] $E^* \leq 2$ MeV.

3.3 - DEPENDÊNCIA DA SEÇÃO DE CHOQUE (γ, π) COM A ENERGIA

Na Figura 3.3.1 é feita uma comparação entre os diversos modelos ⁽³⁵⁾ (PWIA, DWIA e o modelo do isobar) e o resultado de Monte Carlo para a reação $^{12}\text{C}(\gamma, \pi^0)^{12}\text{C}$. As aproximações DWIA e PWIA mostram, se as compararmos a distribuição angular a 250 MeV, uma seção de choque diferencial nula para ângulos maiores que 70° ⁽⁹⁵⁾. O modelo do isobar (isobar doorway model) dá, entretanto, uma seção de choque não nula nessa região, que apresenta bom acordo com os resultados experimentais. De outra parte, as estimativas obtidas com o presente cálculo de Monte Carlo estão em bom acordo com os resultados calculados via o modelo do isobar na região de energia correspondente à primeira ressonância mesônica.

Nas Figuras 3.3.2 e 3.3.3 estão as comparações entre os valores experimentais e os calculados pelo método de Monte Carlo para as reações $^{27}\text{Al}(\gamma, \pi^+)^{27}\text{Mg}$ e $^{51}\text{V}(\gamma, \pi^+)^{51}\text{Ti}$, respectivamente. A comparação do resultado obtido com o método de Monte Carlo, e o resultado experimental é difícil devido aos poucos valores existentes na literatura. Para a reação $^{27}\text{Al}(\gamma, \pi^+)^{27}\text{Mg}$, e para energias do fóton incidente até 420 MeV (exclusivamente a região da ressonância (3,3)), existem diversas medidas de diferentes laboratórios, mas todas discrepantes entre si. No intervalo de energia do fóton incidente de 200 MeV a 1000 MeV, existe um único resultado experimental. Na comparação, observamos que na região da 1ª ressonância há um acordo satisfatório, mas a partir de 500 MeV, o acordo já não é bom. A reação $^{51}\text{V}(\gamma, \pi^+)^{51}\text{Ti}$ não apresenta um acordo tão satisfatório, o que também foi evidenciado na comparação entre o valor médio da se-

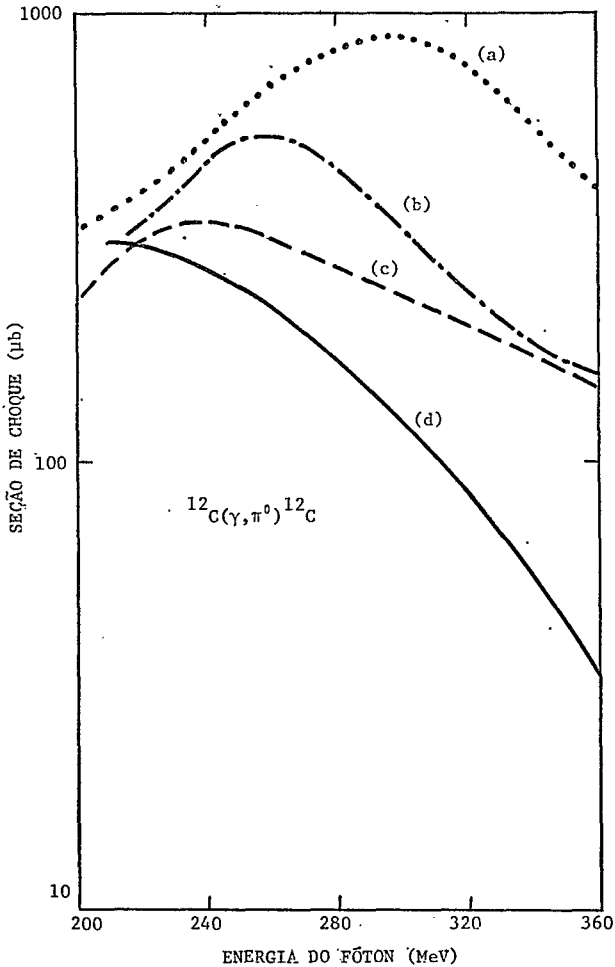


Fig. 3.3.1 - Seção de choque da reação (γ, π^0) no ^{12}C . As curvas representam cálculos utilizando diversas aproximações. A curva (a) é a seção de choque calculada na aproximação PWIA ("plane wave impulse approximation"); a curva (b) é calculada utilizando o modelo fenomenológico de Kisslinger e Wang ; a (d) é calculada na aproximação DWIA ("distorted wave impulse approximation"). A curva (c) é a estimativa da seção de choque calculada no presente trabalho, através dos dados obtidos pelo Método de Monté Carlo.

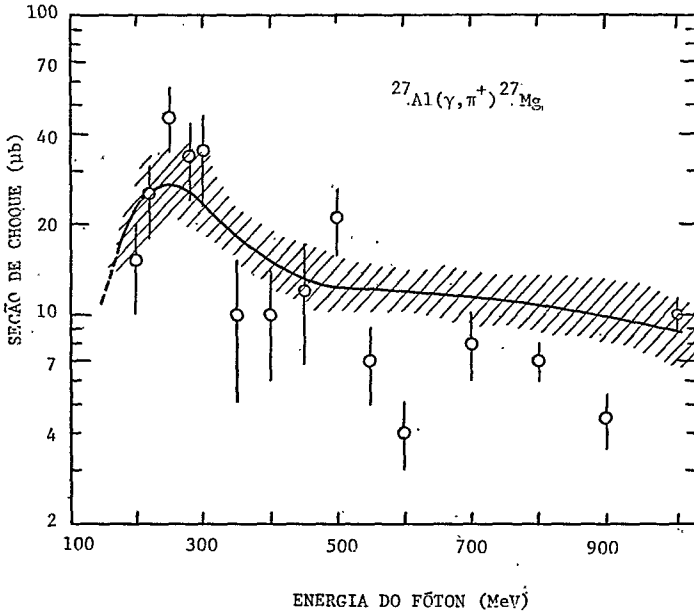


Figura 3.3.2 - Seção de choque da reação (γ, π^+) no ^{27}Al . A linha sólida representa o resultado experimental obtido por Andersson e colaboradores [Nucl. Phys. A197 (1972) 44], e os pontos brancos são obtidos no presente trabalho com o Método de Monte Carlo.

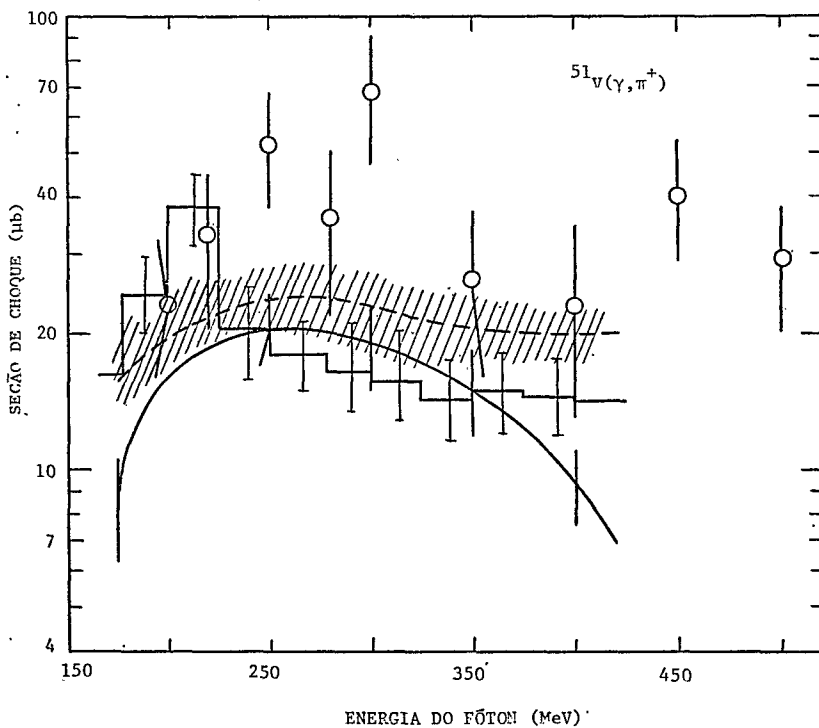


Figura 3.3.3 - Seção de choque da reação (γ, π^+) no ^{51}V . A linha sólida é o resultado da ref. (34); a linha tracejada, da ref. (89); o histograma representa o resultado da ref. (88). Os pontos brancos são os obtidos no presente trabalho com o Método de Monte Carlo.

ção de choque calculada a partir da seção de choque por quantum equivalente, e o valor médio calculado com o Monte Carlo (Tabela 3.2.2). Essa discrepância, que se verificou especificamente em núcleos de massa intermediária e pesados, pode ser explicada como a soma de vários fatores: na parte experimental, já que os resultados para esses núcleos são poucos, e no Monte Carlo, já que não consideramos os potenciais nucleares, e também ao fato que a absorção de píons foi sub-estimada.

Apesar das discrepâncias observadas, o método de Monte Carlo é um bom modelo. Em 1974, Barashenkov e colaboradores (62) fizeram um Monte Carlo semelhante, que reproduziu de modo satisfatório muitas reações como a fissão, spallation e (γ, xn) . Eles também utilizaram premissas clássicas, já que na fase de cascata é difícil quantizar o problema. Essa quantização, entretanto, será tratada na fase de evaporação (baixa energia), onde serão considerados o espaçamento de níveis e a barreira de fissão.

3.4 - DEPENDÊNCIA DO VALOR MÉDIO DA SEÇÃO DE CHOQUE (γ, π) COM O NÚMERO DE MASSA

Um dos principais problemas que permanecem sem solução até a presente data é a questão de saber se todos os nucleons do núcleo tomam parte no processo de fotoprodução de mésons π . O problema na obtenção dessa resposta é ter de levar em conta a interação do píon no estado final (96-100). As dificuldades em considerar esta interação são devidas, primeiramente, à ausência de provas experimentais diretas (101) da validade de se

usar o conhecimento das constantes de acoplamento de partículas elementares em processos intranucleares. A inclusão da interação do p̄ion no estado final é complicada pelo fato que uma partícula de outro tipo pode aparecer como resultado dessa interação. Portanto, a solução da questão se a fotoprodução de p̄ions ocorre com a participação de todos os nucleons, requereria uma experiência em que todos os produtos finais das reações (m̄sons π, nucleons, dêuterons, trítions, etc) fossem registrados na fase rápida. Detalhes sobre a interação no estado final podem ainda ser obtidos a partir de espalhamento de baixa energia e dados sobre átomos muônicos, mas apesar dessas simplificações, a situação no limiar está longe de ser clara, já que discrepâncias significativas existem entre a teoria e a experiência⁽¹⁰²⁻¹⁰⁴⁾.

Segundo Wilson⁽¹⁰⁵⁾, todos os nucleons não podem ser considerados alvos para a fotoprodução de m̄sons, e o número de nucleons dependerá da energia do fóton, da energia e da distribuição de momento dos nucleons, não sendo então energeticamente possível que todos os prótons ou que todos os neutrons participem do processo de fotoprodução. Além disso, na interação primária foi considerada a ocorrência da fotoprodução de um único m̄son, com os prótons atuando como alvos para a produção de π⁺, e os neutrons para a produção de π⁻.

Experiências preliminares^(84,86) mostraram que o rendimento Y para a fotoprodução de m̄sons π carregados tem a forma:

$$Y = k A^{2/3}$$

onde k é uma constante. Também foi observada em experiências subsequentes essa mesma dependência com A para fótons de ener -

gia perto do limiar da dupla produção de mésons em nucleons livres.

Para um feixe de bremsstrahlung de 500 MeV, Williams e colaboradores ⁽⁹⁷⁾ encontraram uma dependência Z^1 para o rendimento de fotoprodução de mésons π . Esse resultado foi interpretado admitindo a existência de uma absorção de mésons produzidos no interior do núcleo, que faz uma redução na produção de píons, resultando então uma dependência $A^{2/3}$. Quando a energia de pico de bremsstrahlung sobe a 1000 MeV, Waters ⁽¹⁰⁶⁾ mostrou evidências para uma dependência da forma $A^{3/4}$. Admitiu-se então que a fotoprodução de mésons ocorre por todo o volume nuclear, já que o fóton interage em qualquer ponto do núcleo com igual probabilidade, e que o escape de mésons do núcleo pode ser calculado usando o Modelo Ótico.

McClelland ⁽¹⁰⁷⁾, utilizando o Modelo Ótico e trabalhando com feixe de bremsstrahlung de 1000 MeV, previu a dependência da seção de choque com o número de massa com $A^{0,72}$. Encontrou também que não é necessário recorrer ao mecanismo de produção de mésons na superfície, e que se tal processo ocorre, seu efeito é indistinguível das incertezas empregadas no modelo de produção de mésons no volume nuclear. McClelland interpretou seu resultado com um mecanismo que sugere que a seção de choque de fotoprodução é a mesma para todos os nucleons num núcleo, e o escape de mésons foi tratado considerando a matéria nuclear como um meio ótico caracterizado por um coeficiente de absorção e um índice de refração ⁽⁷²⁾. O sucesso das previsões com o Modelo Ótico para o processo de produção no volume é justificado pelo fato que o livre caminho médio de interação do méson π na matéria nuclear é menor que o tamanho nuclear.

Shramenko e colaboradores (108) verificaram que os rendimentos para a fotoprodução de mésons π carregados em núcleos complexos, utilizando fótons de bremsstrahlung de 1,2 GeV, são proporcionais a $A^{0,83 \pm 0,05}$ a 60° e $A^{0,81 \pm 0,03}$ a 120° no sistema de laboratório. Quando usaram os resultados obtidos por de Carvalho e colaboradores (75,76) sobre transparências de núcleos complexos para mésons e nucleons, obtiveram que o rendimento de fotoprodução de mésons π carregados é proporcional a $A^{0,88}$.

Então, tanto nos trabalhos de Waters e McClelland, como no de Shramenko, verificou-se que os efeitos de fotoprodução de mésons não são exclusivamente de superfície. Goncharov e colaboradores (101) mediante a comparação das seções de choque diferencial teórica e experimental, que não são muito diferentes, concluíram que a fotoprodução de píons no ^{12}C ocorre em todos os nucleons do núcleo.

No presente trabalho, verificamos pelo cálculo de Monte Carlo (ver Seção 1.6), que o valor médio das seções de choque (γ, π) no intervalo de energia 200 MeV — 1000 MeV varia com o número de massa do núcleo alvo de acordo com:

$$\bar{\sigma}_f(A) = (6 \pm 3)A^{(0,68 \pm 0,10)} \mu\text{b} \quad (3.4.1)$$

$$\bar{\sigma}_q(A) = (19 \pm 5)A^{(0,92 \pm 0,06)} \mu\text{b} \quad (3.4.2)$$

$$\bar{\sigma}_{f+q}(A) = (25 \pm 5)A^{(0,88 \pm 0,05)} \mu\text{b} \quad (3.4.3)$$

o que está em bom acordo com os resultados obtidos por outros autores.

3.5 - DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

3.5.1 - Absorção de Píons

A mais importante suposição para explicar a variação com $A^{2/3}$ do rendimento de fotoprodução de mésons π com o número de massa, é que a seção de choque elementar por nucleons é aproximadamente constante, e que os mésons são observados quando a interação ocorre na superfície do núcleo, ou que a produção de mésons ocorre no volume inteiro do núcleo, mas a absorção não permite que alguns píons deixem o núcleo. No trabalho de Littauer e Walker⁽⁸⁴⁾, foi postulada a ausência de mésons fotoproduzidos na parte central do núcleo, supondo que existe uma forte reabsorção quando eles atravessam a matéria nuclear. Naturalmente a absorção de um méson fotoproduzido no interior de um núcleo é mais provável de ocorrer que a de um produzido na superfície, não permitindo assim o seu escape. Portanto, somente os nucleons da superfície seriam alvos efetivos para a fotoprodução de mésons, produzindo a dependência observada $A^{2/3}$. A prova da validade de uma dessas suposições é difícil de se obter, já que a interação no estado final foi levada em conta com o modelo ótico, usando o livre caminho médio dos píons na matéria nuclear⁽¹⁰⁰⁾. Assim, a dependência da seção de choque com $A^{2/3}$ resulta do livre caminho médio dos píons ser menor que aquele obtido em experiências sobre interação de píons incidentes em núcleos^(97,109). Isso favorece a produção de píons na superfície do núcleo, mas a experiência tem mostrado que a dependência $A^{2/3}$ é aproximada, e uma variação nas condições cinemáticas da experiência fornece uma relação em que o expoente de A excede a

$2/3$ (106,107). Tal situação requer a existência de um processo adicional de absorção de pions quando estes são produzidos no volume do núcleo, junto com a absorção de pions que ocorre normalmente na sua passagem através do núcleo (100). Tal processo, ainda não precisamente estabelecido, foi primeiramente proposto por Wilson (110), que supunha o pion absorvido por um par de nucleons no instante da produção. Beïousov e colaboradores (96) obtiveram posteriormente uma generalização da fórmula que descreve a seção de choque para fotoprodução de pions em núcleos complexos como uma função do número de nucleons do núcleo, levando em conta o processo de reabsorção usual, e a absorção dos mésons π pelo mecanismo de 2 nucleons no instante da produção. Favier e colaboradores (111) realizando medidas da reação (π^+ , 2p) em núcleos complexos também estabeleceram que a dependência da absorção de pions pelo núcleo pode levar a estados excitados de 2-buracos, determinando que o mecanismo de absorção de dois nucleons é dominante.

O processo de reabsorção do méson (105) é então explicado com base no modelo em que se admite que o méson emitido é reabsorvido por um sistema de 2 nucleons, o que o formou e seu vizinho mais próximo. Esse mecanismo veio explicar a discrepância entre a teoria de Levinger (7), que conseguiu bom acordo com a distribuição angular, assumindo uma interação eletromagnética do fóton com 2 nucleons próximos que interagem (dêuteron), mas que encontrou valores muito baixos para a seção de choque absoluta, e a teoria de Kikuchi (112) e Miller (113) que estudaram a formação de estrelas, e que observaram que o aumento da seção de choque começava no limiar de produção do pion, e sugeriram

que a emissão de um méson e sua posterior reabsorção no mesmo núcleo pode ser o mecanismo de desintegração. Com isso eles explicaram o aumento da seção de choque, mas falharam no acordo com a distribuição angular.

Posteriormente, Roos e Peterson^(9,10) verificando o aparecimento de fotoestrelas no intervalo de energia de 250 MeV a 1150 MeV, estabeleceram um modelo em que utilizavam o modelo ótico, e que incluía como interação primária do fóton com o nucleon individual, a fotoprodução de mésons e nucleons de recuo no interior do núcleo. Além disso, eles admitiam também que os mésons emitidos eram provenientes da superfície nuclear.

Vários trabalhos teóricos⁽¹¹⁴⁻¹¹⁷⁾ e experimentais⁽¹¹⁸⁻¹²³⁾ têm estabelecido que a absorção nuclear de um méson π incidente ocorre em pelo menos 2 estágios⁽¹²⁴⁾: a interação primária, em que o méson π incidente é absorvido por um número limitado de nucleons, seguida por uma excitação geral do núcleo resultante da colisão de nucleons do núcleo. A excitação do núcleo é diminuída pela evaporação de fragmentos de baixa energia. O caráter da desintegração do núcleo leve depende da distribuição de energia no processo primário, enquanto a desintegração de núcleos pesados é em essência independente da natureza da excitação, isto é, a distribuição de energia das partículas emitidas é determinada por parâmetros do próprio núcleo (temperatura nuclear, barreira de potencial, etc). Esses resultados, entretanto, não são para mésons fotoproduzidos no interior do núcleo. Essa mesma idéia foi utilizada por Wolfgang e colaboradores⁽¹²⁵⁾ para estudar os rendimentos de fragmentos leves em reações de elementos médios e pesados com prótons (fragmentação). Como as funções de excitação para a formação de nú-

cleos leves como o ^{24}Na eram similares, na forma e limiar, com as de produção de pions na interação nucleon-nucleon, eles produziram que a fragmentação resultava do aquecimento do núcleo alvo pela produção de pion, e subsequente reabsorção.

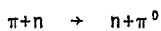
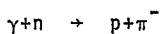
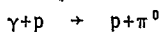
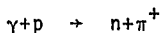
Além de partículas de baixa energia, são também observados nucleons de alta energia. Os nucleons rápidos emitidos por núcleos leves e pesados podem aparecer da interação direta do méson π com um ou vários nucleons do núcleo, ou como resultado da colisão de partículas rápidas do processo primário com nucleons individuais do núcleo. A distribuição de energia de partículas rápidas ($E_p > 30$ MeV) torna possível estabelecer a natureza da interação primária do méson π com o núcleo (114).

Quando π^+ são absorvidos por um par np (101), obtêm-se 2 prótons no estado final, e a absorção de um méson π^- dá lugar a 2 neutrons. Demidov e colaboradores (123) analisando 200 interações utilizando o Método de Monte Carlo, mostraram que os dados experimentais estão em bom acordo com o mecanismo de 2 nucleons e com resultados preliminares (122), com a probabilidade para absorção de méson π por um par de nucleons diferentes (np) sendo 2 ou 3 vezes maior que para a absorção por um par de nucleons idênticos (nn ou pp). Se somente prótons são detetados numa experiência, e se as seções de choque para produção de mésons π^+ e π^- não são idênticas, a absorção de pions no núcleo ocorre 60 - 70% por um par np e 30 - 40% pelos pares nn e pp.

3.5.2 - Reações (γ, π)

Em nosso trabalho, as interações primárias que produ-

z em mēsons π sãõ:



e sobre essas reações podemos fazer as seguintes considerações:

- i) — como os nucleons num núcleo complexo não estão em repouso é necessário caracterizar o seu movimento por uma particular distribuição de momentum. Isso pode ser feito no cálculo da seção de choque total inelástica de interação do fóton com um nucleon individual, ou na cinemática da interação;
- ii) — a proximidade de um nucleon pode afetar a nuvem de mēsons ao redor de outro nucleon, já que a energia do fóton vai fazer com que a força nuclear se materialize num mēson, alterando a interação dos raios γ com o nucleon. Isso, apesar de ser o aspecto usual da interação com os nucleons do núcleo, ocasiona uma diferença com os resultados obtidos pela interação com nucleons livres;
- iii) — a presença de outros nucleons limitará o número de estados disponíveis para o nucleon após a interação (Princípio da Exclusão de Pauli);
- iv) — mēsons π produzidos no interior do núcleo podem ser reabsorvidos antes de poderem escapar.

De acordo com os diversos modelos discutidos no Item

3.4, a dependência $A^{0,68}$ encontrada para as reações (γ, π) que deixam o núcleo residual frio (eq. (3.4.1)), e que representa a primeira estimativa desse fenômeno na literatura, parece sugerir um "modelo de superfície" para a interação, que prediz uma dependência $A^{2/3}$. Deve ser lembrado, entretanto, que o cálculo foi feito com a suposição explícita de uma interação de volume (A^1), com a interação primária do fóton podendo acontecer em qualquer ponto do núcleo. O fato então de ser encontrada uma dependência $A^{0,68}$ pode ser explicada por uma forte reabsorção do méson π (e/ou interação nucleon-nucleon) no "caroço" do núcleo (forte "fator de impedimento"), e também por parâmetros de corte. Admitindo-se a ocorrência de uma reação (γ, n) , por exemplo, observa-se que a interação $\gamma + n \rightarrow p + \pi^-$ é aproximadamente 1,5 vezes mais efetiva que a interação $\gamma + n \rightarrow n + \pi^0$, mas devido à barreira coulombiana, a influência para a reação (γ, n) é maior que para a (γ, p) . Por outro lado, a razão N/Z para núcleos de massa intermediária e pesados, faz naturalmente ocorrer mais reações (γ, n) que (γ, p) . Finalmente, para as interações primárias que produzem π^0 , devemos considerar que esse méson pode ser reabsorvido por pares nn , pp e np , enquanto que os mésons π^+ e π^- somente podem ser reabsorvidos por pares nn e np , e np e pp , respectivamente.

O fator de impedimento das reações é também grandemente influenciado por parâmetros de corte (energia de corte e limite da energia de excitação E^* , que foi tomada ser de 2MeV). Na fotoprodução de mésons π onde nenhum parâmetro de corte foi considerado (soma dos rendimentos quente e frio), uma dependência $A^{0,88}$ (eq. (3.4.3)) foi encontrada, estando em excelente acordo com o resultado obtido por Shramenko⁽¹⁰⁸⁾.

Para reações (γ, π) que deixam o núcleo residual quente, o resultado para a dependência $\bar{\sigma} \times A$ obtida pelo método de Monte Carlo, e que é também a primeira estimativa do fenômeno, é de $A^{0,92}$ (eq. (3.4.2)). Este valor está em acordo com o modelo acima descrito, já que essas reações vão ocorrer na faixa acima dos parâmetros de corte (fase de evaporação), devendo então apresentar sempre $A^{>0,88}$.

Os coeficientes que aparecem nas equações (3.4.1) a (3.4.3), (6 ± 3) , (19 ± 5) e (25 ± 5) respectivamente, deveriam exprimir de alguma forma as seções de choque das interações elementares. Entretanto, esses coeficientes estão muito aquém dos valores médios das seções de choque elementares, o que pode ser devido à cinemática das reações não favorecer a saída de somente um méson π . Dessa forma, eles não têm, no momento, uma interpretação física.

3.5.3 - Reações (γ, N)

Acima do limiar de produção do méson π , define-se por reações diretas ("true direct processes") aquelas originadas da interação entre um fóton incidente e um único nucleon dentro do núcleo alvo, produzindo um píon real e um nucleon de recuo, onde pelo menos um deles escapa do núcleo, e a energia total transferida ao resto do núcleo, não permite a evaporação de outras partículas. Começando em 30 - 40 MeV até umas poucas centenas de MeV, os processos diretos podem se originar também da fotodesintegração de pequenos "clusters" de partículas, principalmente pares neutron-próton.

Até agora, poucos trabalhos têm sido publicados com a finalidade de interpretar a dependência $\sigma \times A$ dessas reações em núcleos complexos em energias intermediárias (13,24,53,54,126), e acreditamos que uma análise cuidadosa das seções das choque dessas reações, pode resultar num melhor entendimento da interação de fótons de energias intermediárias com o núcleo.

O modelo proposto para a interpretação das reações (γ, n) e (γ, p) nas refs. (54) e (126), foi essencialmente desenvolvido para núcleos leves, e para núcleos pesados a contribuição do mecanismo do quasi-dêuteron foi considerada importante mesmo acima de 100 MeV. A análise feita nas refs. (13) e (24) sofreu algumas limitações, tendo somente um caráter semiempírico (13) ou sendo afetada por simplificações e aproximações introduzidas para facilitar o cálculo das cascatas (24). Além disso, esses dois últimos trabalhos tratam somente de reações (γ, n) .

Os resultados experimentais para reações $(\gamma, n)^\dagger$ e (γ, p) (54-61) em núcleos complexos em energias entre o limiar de fotoprodução de π ons e 1 GeV, são relativamente pobres, apesar dos dados para as reações (γ, n) serem aproximadamente 3 vezes mais numerosos e fisicamente mais confiáveis do que para reações (γ, p) . Isso pode ser devido às dificuldades na medida de algumas seções de choque (γ, p) .

Examinando os dados experimentais para as reações (γ, p) , observamos que somente em 6 núcleos alvo a seção de choque por quantum equivalente σ_0 medida fornece valores que permitem uma análise da seção de choque absoluta: ^{11}B , ^{18}O , ^{30}Si ,

[†] Uma lista completa de referências sobre seção de choque das reações (γ, n) é dada nas refs. (12) e (24).

^{68}Zn , ^{118}Sn e ^{130}Te . Além disso, devido aos grandes erros das medidas experimentais; foram feitos dois ajustes, um tendo a máxima inclinação, e outro a mínima, com a obtenção de "regiões de incerteza" ao invés de "valores simples" para as seções de choque absoluta. Na região de energia entre 200 MeV e 1000 MeV, um ajuste de mínimos quadrados deu a seguinte dependência de $\bar{\sigma}(\gamma, p)$ com Z:

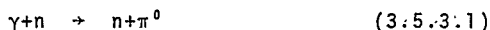
$$\bar{\sigma}(\gamma, p) = (115 \pm 15) Z^{(0,50 \pm 0,05)} \mu\text{b}$$

Nas Figuras 3.5.3.1 e 3.5.3.2 estão apresentadas as comparações entre as seções de choque calculadas pelo método de Monte Carlo e o resultado experimental, para as reações $^{12}\text{C}(\gamma, n)^{12}\text{C}$ e $^{118}\text{Sn}(\gamma, p)^{117}\text{In}^{g+n}$, respectivamente.

Vamos listar agora os resultados mais interessantes obtidos para as reações (γ, n) e (γ, p) a partir do método de Monte Carlo:

i) como esperado, nenhuma contribuição do mecanismo de interação do fóton com o quasi-deuteron foi encontrada, independente da energia de excitação E^* máxima escolhida;

ii) eventos (γ, n) são encontrados a partir das interações primárias:



com somente poucos casos derivando da interação primária do fóton com um próton (fase rápida ou de cascata). Para o ^{27}Al e pa

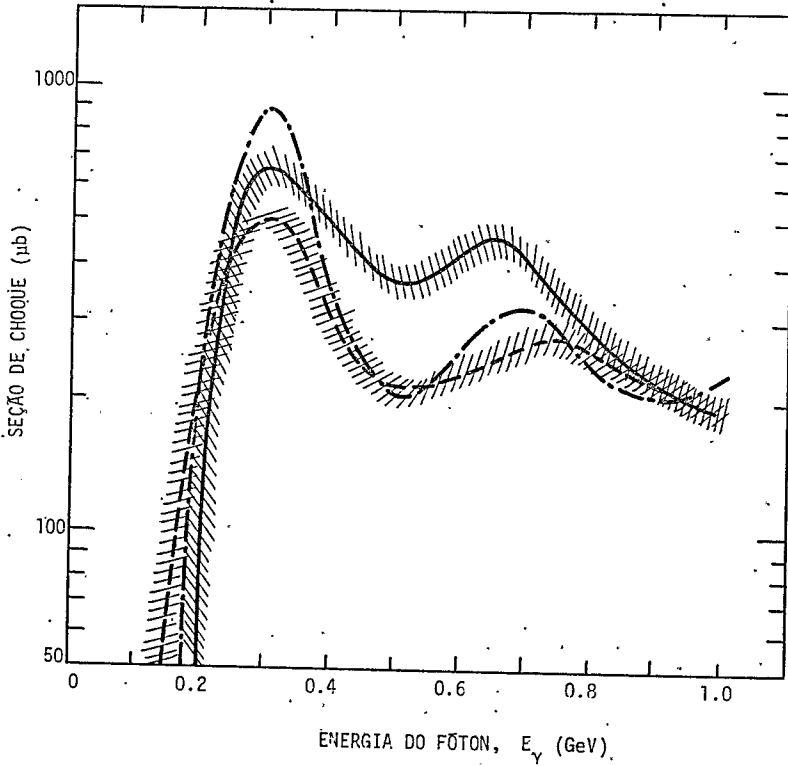


Figura 3.5.3.1 - Seção de choque da reação (γ, n) no ^{12}C . A linha cheia representa o resultado de Andersson e colaboradores [Nucl. Phys. A197 (1972)44], a linha traço-ponto o ajuste dos pontos obtidos pelo método de Monte Carlo no presente trabalho e a linha tracejada representa os dados da Ref. (126).

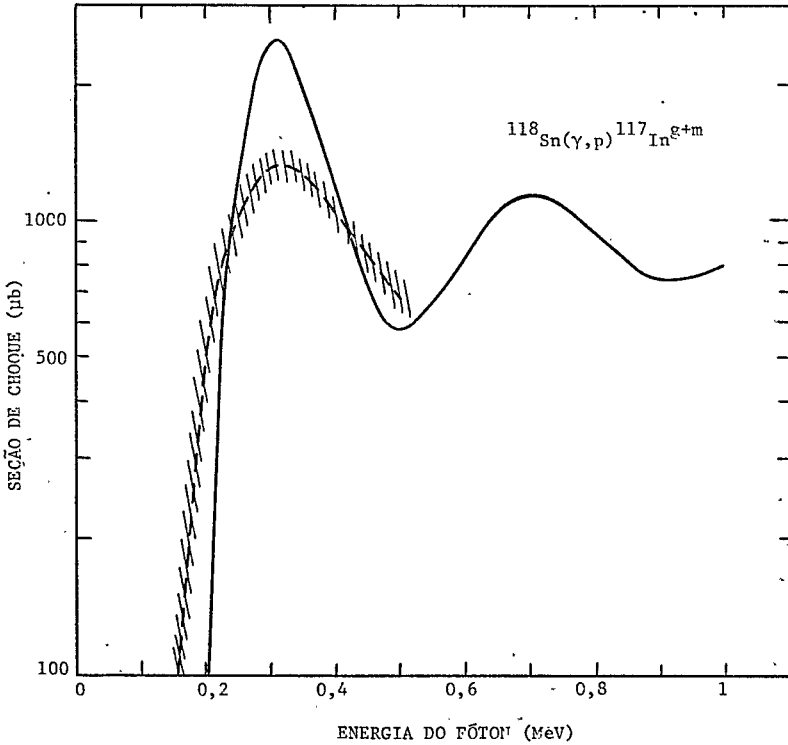


Figura 3.5.3.2 - Seção de choque da reação (γ, p) no ^{118}Sn . A linha cheia representa o ajuste obtido com o método de Monte Carlo no presente trabalho, e a linha tracejada representa os dados da ref. (126).

para $E^* \leq 2$ MeV, a contribuição dessas 2 reações representa cerca de 90% do total das reações observadas para $E_\gamma = 200$ MeV, e cerca de 100% para $E_\gamma = 1000$ MeV. O mesmo é encontrado para reações (γ, p) , para as quais as reações



desempenham o mesmo papel das reações (3.5.3.1) e (3.5.3.2);

iii) eventos (γ, n) diretos aparecem na seguinte proporção: aproximadamente 40% de (3.5.3.1) e 60% de (3.5.3.2), mais ou menos independente de E_γ , A e E^* . Para isso (γ, p) , a proporção é: 45% de (3.5.3.3) e 55% de (3.5.3.4), ainda sem qualquer dependência significativa entre E_γ , A e E^* ;

iv) um gráfico da probabilidade $\phi(E_\gamma, A)$ para as reações (γ, n) e (γ, p) como função de E_γ , mostra 2 picos centrados em cerca de 300 MeV (região da ressonância $\Delta(1236)$), e 700 MeV, este último bastante largo. Para núcleos leves ($A \leq 30$), ϕ decresce vagarosamente com o aumento de E_γ para $E_\gamma > 300$ MeV, enquanto permanece quase constante para núcleos de massa intermediária e pesados, e aumenta com E_γ para o ^{238}U . Também, a forma de $\phi \times E_\gamma$ é mais "achatada" para processos (γ, p) que para (γ, n) ;

v) os valores médios de σ_{CALC} obtidos pelo cálculo de Monte Carlo no intervalo de energia 200 MeV-1000 MeV para reações (γ, n) são mais altos que os correspondentes valores para as reações (γ, p) ;

vi) o número total de reações (γ, n) e (γ, p) deixando o núcleo

residual frio ou quente é constante (para um dado núcleo alvo e energia do fóton incidente). O que varia com a energia de excitação é a razão entre eventos "frios" e "frios mais quentes".

A análise através do método de mínimos quadrados feito com os resultados do Monte Carlo, dá as seguintes expressões para os valores médios das seções de choque das reações (γ, n) e (γ, p) no intervalo de energia de 200 MeV a 1000 MeV:

$$\bar{\sigma}_{\text{CALC}}(\gamma, n) = (67 \pm 6)A^{(0,66 \pm 0,01)} \mu\text{b} \quad (3.5.3.5)$$

$$\bar{\sigma}_{\text{CALC}}(\gamma, p) = (81 \pm 8)A^{(0,544 \pm 0,008)} \mu\text{b} \quad (3.5.3.6)$$

Esses resultados foram encontrados fazendo a subtração das contribuições de todas as interações e ressonâncias bariônicas que decaem em mais de um méson π . Os coeficientes $67 \mu\text{b}$ e $81 \mu\text{b}$ estão próximos dos valores das seções de choque das interações elementares, cujo valor é cerca de $90 \mu\text{b}$ (valor médio no intervalo de energia de 200 MeV a 1000 MeV). Isso pode ser visto como uma evidência adicional da natureza fotomesônica dessas reações.

Nas Figuras 3.5.3.3 e 3.5.3.4 estão representados os valores médios das seções de choque (γ, n) e (γ, p) contra o número de massa do núcleo alvo para três aproximações. Os círculos (O) representam a subtração da fotoprodução de 2 pions; as cruces, a subtração da dupla e tripla produção de mésons e os círculos cheios (●) a subtração de todas as ressonâncias que decaem em mais de um méson.

Se considerarmos somente a subtração da fotoprodução de 2 pions, obtemos para a reação (γ, n) a relação:

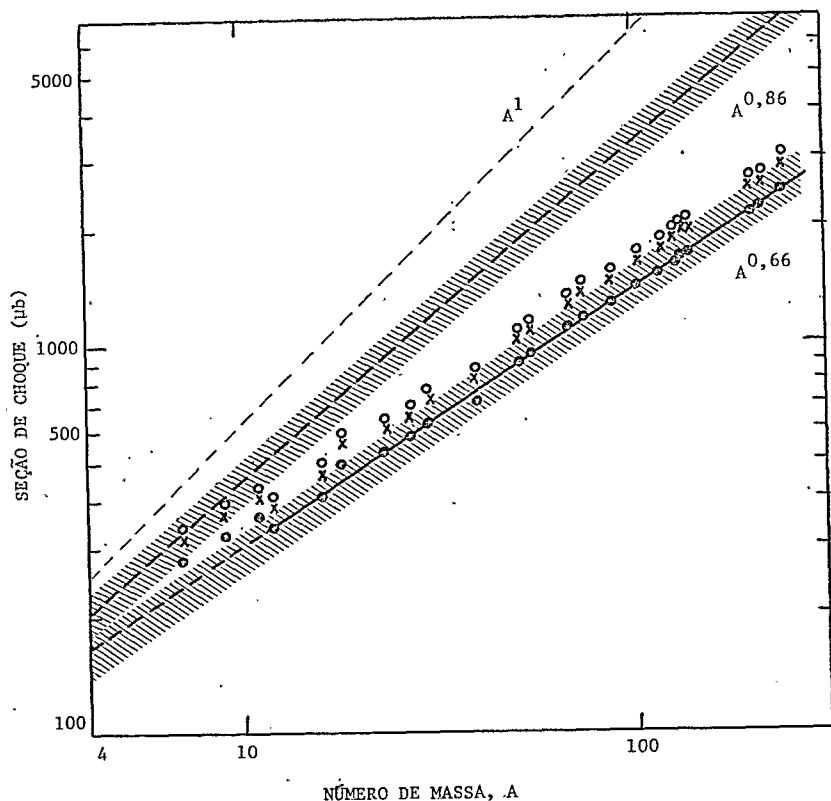


Figura 3.5.3.3 - Ajuste obtido com o Método de Monte Carlo para os valores médios das seções de choque das reações (γ, n) em função do número de massa A do núcleo alvo. Os círculos (\circ) representam o ajuste com a subtração da foto-produção de dois pions (Aproximação I); as cruces o ajuste com a subtração da contribuição de dois e três pions (Aproximação II); e os círculos cheios (\bullet) representam o ajuste com a subtração das contribuições de todas as interações e ressonâncias bariônicas que decaem em mais de um pión (Aproximação III). A linha sólida representa o resultado do tratamento com mínimos quadrados dos dados para a Aproximação III, e a região sombreada mostra o intervalo de incertezas estatísticas do ajuste.

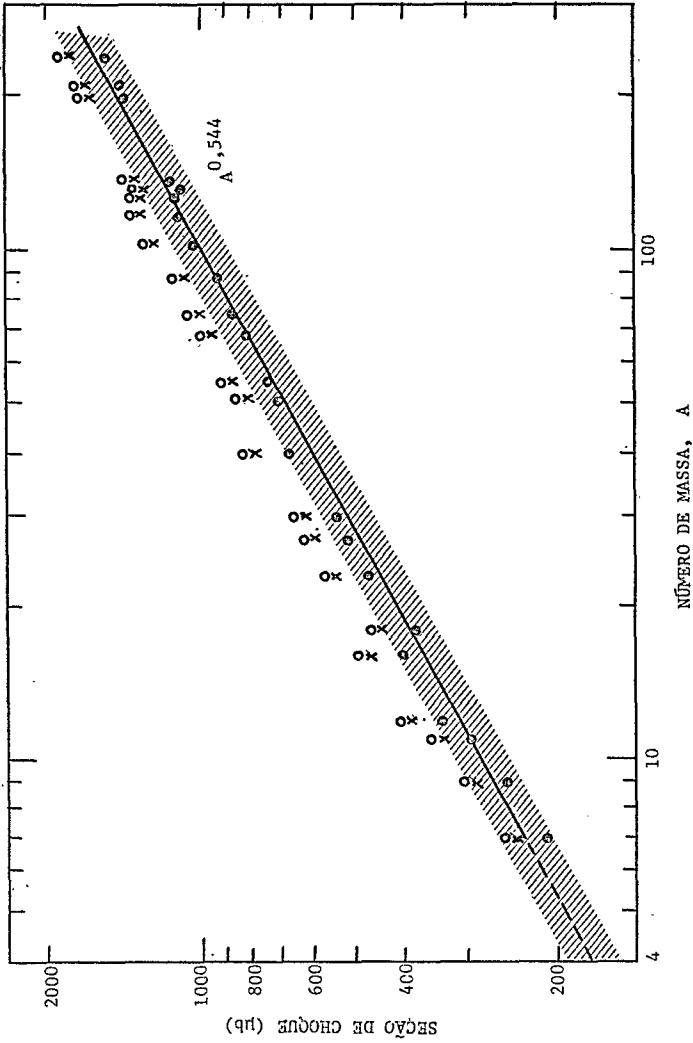


Figura 3.5.3.4 - O mesmo que na Fig. 3.5.3.3 para reações (γ,p)

$$\bar{\sigma}_{\text{CALC}}(\gamma, n) = (78 \pm 7)A^{(0,67 \pm 0,01)} \mu\text{b} \quad (3.5.3.7)$$

É possível então comparar com a equação:

$$\bar{\sigma}_{\text{CALC}}(\gamma, n) = (63 \pm 6)A^{(0,86 \pm 0,012)} \mu\text{b} \quad (3.5.3.8)$$

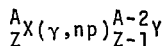
dada pela ref. (24), e fazer duas importantes considerações. Primeiro, os 2 coeficientes $(78 \pm 7)\mu\text{b}$ (eq. (3.5.3.7)) e $(63 \pm 6)\mu\text{b}$ (eq. (3.5.3.8)) são praticamente iguais, se as incertezas estatísticas são levadas em conta, indicando que as interações primárias que dominam o processo permanecem as mesmas (ver ref. (24)). Segundo, é encontrada uma notável diferença entre os expoentes $(0,67 \pm 0,01)$ (eq. (3.5.3.7)) e $(0,86 \pm 0,012)$ (eq. (3.5.3.8)) Do ponto de vista numérico, a diferença não é impressionante. De fato, a razão F entre os valores médios das seções de choque das eqs. (3.5.3.8) e (3.5.3.7) é:

$$F = 0,8A^{0,19} \quad (3.5.3.9)$$

que reproduz satisfatoriamente as seções de choque na região de massa até 20. O acordo não é tão bom quando A aumenta, mas a razão F nunca excede 1,9 (para A = 238).

Os valores dos expoentes das eqs. (3.5.3.5) e (3.5.3.6) sugerem também uma dependência de superfície, mas de acordo com o discutido no item anterior para reações (γ, π) , admitimos uma dependência de volume (A^1), com a presença de um fator de impedimento. Para as reações (γ, n) e (γ, p) , entretanto, a energia de excitação não é um parâmetro muito relevante, já que para evaporar um neutron, uma quantidade mínima de energia de cerca de 7 MeV é necessária.

Uma prova adicional da exatidão dos nossos cálculos e, conseqüentemente, de nossa hipótese sobre o caráter direto das reações (γ, N) , pode ser encontrada a partir da reação (γ, np) . Se nós supusermos o mecanismo de interação via quasi-dêuteron válido em energias acima de 150 MeV, a maior parte da reação



deve vir da interação primária $\gamma + np \rightarrow n + p$, enquanto que as outras interações devem contribuir muito pouco. Além do mais, pode ser facilmente inferido que não importa que valor de E^* seja usado, a razão entre eventos (γ, np) frios e quentes permanece constante. Alguns testes foram feitos num pequeno número de núcleos em diferentes energias, e os resultados confirmaram, sem qualquer dúvida, a suposição feita.

3.6 - CONCLUSÕES

Após o estudo sistemático das reações de fotoprodução nuclear de mésons π no intervalo de energia de 200 MeV a 1000 MeV, e de uma análise das reações (γ, N) , podemos apresentar as seguintes conclusões:

- 1) - Para núcleos de massa $A < 60$ há um bom acordo entre os valores médios obtidos para as seções de choque das reações (γ, π) a partir do método de Monte Carlo, e os valores médios das seções de choque (γ, π) experimentais, obtidas com o método da radioatividade induzida. Entretanto, tal não se verifica para núcleos mais pesados, apresentan-

do uma diferença de um fator 3 a 4.

- 2) — Há um excelente acordo entre a dependência do valor médio da seção de choque com o número de massa, obtida pelo método de Monte Carlo, e a obtida com os valores experimentais para rendimento de produção de mésons π carregados (π^+ e π^-).
- 3) — Para uma dada energia do fóton incidente as seções de choque das reações (γ, π) crescem com o número de massa, independentes de deixarem o núcleo residual quente ou frio. Por outro lado, a probabilidade de reação (γ, π) decresce com o número de massa.
- 4) — A interação primária do fóton com o quasi-dêuteron não contribui para as reações (γ, n) e (γ, p) , e é considerada nula para as reações (γ, π) .
- 5) — As reações (γ, π) assim como as (γ, N) ocorrem na fase de cascata, e podem ser estudadas pelo acompanhamento de cascatas intranucleares iniciadas por fótons.
- 6) — A dupla ou a múltipla produção de mésons não contribui para as reações (γ, π) e (γ, N) . Além de deixarem o núcleo residual quente, entrando na fase de evaporação, o número de histórias seguidas teria que ser extremamente grande, já que o número de eventos é da ordem de 1 ou 2 para cada 10000 histórias.
- 7) — A fotoprodução de mésons π -em núcleos complexos, não é um fenômeno de superfície. A interação do fóton sendo com qualquer nucleon do núcleo, indica que deve haver uma contribuição de todos os nucleons do núcleo. A dependência A^1

não é entretanto observada devido ao forte mecanismo de absorção de mésons π por pares de nucleons.

- 8) — Foi comprovado o caráter direto das reações (γ, N) , principalmente nas reações (γ, p) , onde o acordo entre os resultados teórico e experimental pode ser considerado excelente. Para as reações (γ, n) alguma discrepância foi observada com os dados experimentais, principalmente na região de massas elevadas.

APÊNDICE A

O CÁLCULO DE MÔNTE CARLO PARA AS PROBABILIDADES DE FOTOPRODUÇÃO DE MÉSONS π EM NÚCLEOS COMPLEXOS

A.1 - A INTERAÇÃO PRIMÁRIA (I, 47)

A escolha da interação primária do fóton é feita considerando-se as probabilidades de interação do fóton com os pares neutron-próton e os nucleons através dos mecanismos via quasi-déuteron e via fotomesônica, respectivamente.

A probabilidade de interação do fóton com um próton num processo fotomesônico é:

$$P_{\gamma p} = \frac{Z\sigma_{\gamma p}(E_{\gamma})}{Z\sigma_{\gamma p}(E_{\gamma}) + N\sigma_{\gamma n}(E_{\gamma}) + L \frac{NZ}{A} \sigma_{\gamma d}(E_{\gamma})}$$

Se a interação num processo fotomesônico é do fóton com um neutron, a probabilidade é:

$$P_{\gamma n}(E_{\gamma}) = \frac{N\sigma_{\gamma n}(E_{\gamma})}{Z\sigma_{\gamma p}(E_{\gamma}) + N\sigma_{\gamma n}(E_{\gamma}) + L \frac{NZ}{A} \sigma_{\gamma d}(E_{\gamma})}$$

No caso da interação primária do fóton ser com o quasi-déuteron, a probabilidade de interação será:

$$P_{\gamma d}(E_{\gamma}) = \frac{(LNZ/A)\sigma_{\gamma d}(E_{\gamma})}{Z\sigma_{\gamma p}(E_{\gamma}) + N\sigma_{\gamma n}(E_{\gamma}) + L \frac{NZ}{A} \sigma_{\gamma d}(E_{\gamma})}$$

Nessas expressões, Z, N e A são, respectivamente, o número atômico, o número de neutrons e o número de massa; $\sigma_{\gamma p}(E_{\gamma})$ e $\sigma_{\gamma n}(E_{\gamma})$ são, respectivamente, as seções de choque de interação do fóton com o próton e o neutron livres. De acordo com Armstrong e colaboradores⁽¹²⁷⁾, pode-se considerar $\sigma_{\gamma p}(E_{\gamma}) = \sigma_{\gamma n}(E_{\gamma})$; $\sigma_{\gamma d}(E_{\gamma})$ é a seção de choque de fotodesintegração do deuteron livre⁽⁶⁸⁾ e L é o fator de Levinger, cujos valores, relacionados na Tabela A.1.1, foram obtidos a partir de⁽⁶⁹⁾:

$$L = 2,1 \ln(1,3 A)$$

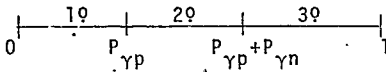
Os valores de L assim obtidos são aqueles que melhor se aproxima-

Tabela A.1.1 - Fator de Levinger.

NÚCLEO	L	NÚCLEO	L
${}^7_3\text{Li}$	4,64	${}^{75}_{33}\text{As}$	9,62
${}^{12}_6\text{C}$	5,77	${}^{88}_{38}\text{Sr}$	9,95
${}^{16}_8\text{O}$	6,37	${}^{127}_{53}\text{I}$	10,72
${}^{27}_{13}\text{Al}$	7,47	${}^{138}_{56}\text{Ba}$	10,90
${}^{51}_{23}\text{V}$	8,81	${}^{197}_{79}\text{Au}$	11,65
${}^{55}_{25}\text{Mn}$	8,97	${}^{209}_{83}\text{Bi}$	11,77

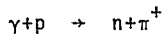
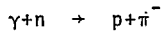
dos valores experimentais, e também são os que, na extrapolação para A = 2 (deutério), dão LNZ/A = 1, já que o deutério não pode ter mais que um quasi-deuteron.

A escolha do nucleon alvo é feita por comparação de um número ao acaso (R_1) com as probabilidades de interação:

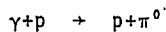
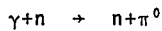


Se o número R_1 caiu no 1º intervalo, o alvo é o próton. Se caiu no 2º intervalo, o alvo é o neutrón, e no 3º intervalo o alvo é o quasi-déuteron. A ordem dos intervalos é arbitrária, mas deve ser fixada a priori e mantida ao longo do cálculo.

Quando ocorre uma reação do tipo $\gamma + N \rightarrow N + \pi$, conhece-se o nucleon alvo, já que ele já foi determinado anteriormente. Aqui, a escolha do píon carregado não é feita ao acaso, já que somente são possíveis reações do tipo:



O π^0 pode ser escolhido ao acaso, pois ele não produz mudança no nucleon, pois as reações permitidas são:



O cálculo do ângulo de espalhamento no S.C.M. é feito de acordo com a energia do fóton incidente e também de acordo com o tipo de méson produzido na interação primária. A seleção desse ângulo é feita como descrito na referência (128)

Nos cálculos, tomamos o próton e o neutrón como sendo

a manifestação de uma única partícula, o nucleon, tendo massa de repouso de 939 MeV e cargas diferentes. Para pions, tomamos todos eles como tendo massa de repouso de 139 MeV.

A.2 - O PONTO DA PRIMEIRA INTERAÇÃO

O ponto de interação do fóton com o núcleo é escolhido aleatoriamente. Isso pode ser feito porque o livre caminho médio do fóton na matéria nuclear é relativamente grande (~ 140 fm a 300 MeV), e, assim, pode-se considerar como sendo igualmente provável para o ponto de interação qualquer ponto do interior do núcleo. Portanto, a determinação do ponto da primeira interação é equivalente à escolha de um ponto arbitrário dentro do núcleo.

Para simplicidade de cálculo, segue-se o procedimento de Rudstam (128), que apresenta o núcleo numa geometria bidimensional. O raio do círculo equivalente ajustado para que seja representativo da esfera será:

$$R' = 0,9 r_0 A^{1/3}$$

com r_0 dado por Elton (78) como

$$r_0 = 1,12 + 2,35 A^{-2/3} - 2,07 A^{-4/3} \text{ fm}$$

que deriva da hipótese de uma distribuição uniforme de prótons no núcleo. É importante observar, entretanto, que o livre caminho médio λ no núcleo de raio R é tomado igual ao livre caminho médio do núcleo de raio R' (128).

O par de coordenadas (x,y) do ponto de interação é obtido (12) através da escolha de 2 números aleatórios R_3 e R_4 e das equações:

$$x = R' (2R_3 - 1)$$

$$y = R' (2R_4 - 1)$$

A.3 - AS ENERGIAS DE CORTE

Para se saber se uma cascata terminou, é necessário que as partículas se apresentem com uma energia tal (E_{cort}) que sejam confundidas com as outras partículas do núcleo. Essa energia de corte é calculada para prótons e neutrons, mas não para pions (74). É necessário examinar, então, se o núcleo entra ou não na fase de evaporação, exame esse feito por intermédio da energia de excitação do núcleo final de cascata (cf. parágrafo 1.5.1).

A energia de corte E_{cort} é calculada com o auxílio da energia média de ligação por nucleon E_L , da energia coulombiana E_C , e da energia de Fermi E_F , como:

i) para neutrons: $E_{cort}(n) = E_F(n) + E_L$

ii) para prótons: $E_{cort}(p) = E_F(p) + E_L + E_C$

A energia de ligação por nucleon é obtida da referência (129). A energia coulombiana na superfície do núcleo só existe para prótons, e vale:

$$E_C = \frac{(Z-1)e^2}{r_0(A-1)^{1/3}}$$

onde e é a carga elétrica e r_0 dado por Elton (78)

O modelo nuclear mais conveniente quando se faz uso do Método de Monte Carlo, é o de um gás de nucleons degenerado de Fermi. Nesse modelo, todos os nucleons são supostos serem partículas livres encerradas num poço de potencial que representa a interação existente entre os nucleons. Considerando-se os nucleons confinados numa esfera de densidade constante, a energia de Fermi para neutrons e prótons é dada por:

$$E_F(n) = \left[3^4 (\pi/4)^2 \right]^{1/3} \frac{\hbar^2}{2m} \frac{1}{r_0^2} \left(\frac{N}{A} \right)^{2/3}$$

$$E_F(p) = \left[3^4 (\pi/4)^2 \right]^{1/3} \frac{\hbar^2}{2m} \frac{1}{r_0^2} \left(\frac{Z}{A} \right)^{2/3}$$

$\hbar = h/2\pi$ sendo h a constante de Planck, e m a massa do nucleon.

Na Tabela A.3.1 estão apresentadas as energias de corte usadas nos cálculos do programa de Monte Carlo.

A.4. - ÂNGULO DE ESPALHAMENTO NO S.C.M. E CINEMÁTICA DAS INTERAÇÕES SECUNDÁRIAS

O ângulo de espalhamento do nucleon alvo no S.C.M. é dado por:

$$\beta = \pi \times R_5$$

sendo R_5 um número escolhido ao acaso. Consideram-se apenas in

Tabela A.3.1 - Energias de corte de alguns núcleos alvo.

Núcleo	$E_F(n)$ (MeV)	$E_F(p)$ (MeV)	E_L (MeV)	E_C (MeV)	$E_{cort}(n)$ (MeV)	$E_{cort}(p)$ (MeV)
${}^7_3\text{Li}$	22,16	22,16	3,78	1,13	25,94	23,35
${}^{12}_6\text{C}$	21,59	21,59	7,66	2,17	29,25	31,39
${}^{16}_8\text{O}$	23,25	23,25	7,95	2,84	31,20	34,01
${}^{27}_{13}\text{Al}$	26,83	25,54	8,30	4,30	35,13	38,13
${}^{51}_{23}\text{V}$	31,27	27,43	8,70	6,72	39,97	42,85
${}^{55}_{25}\text{Mn}$	31,49	27,89	8,74	7,18	40,23	43,80
${}^{75}_{33}\text{As}$	33,46	28,49	8,66	8,81	42,12	45,97
${}^{88}_{38}\text{Sr}$	31,01	25,83	12,13	9,39	43,14	47,14
${}^{127}_{53}\text{I}$	37,01	29,63	7,82	12,65	44,83	49,92
${}^{138}_{56}\text{Ba}$	37,50	29,08	8,04	13,01	45,54	49,96
${}^{197}_{79}\text{Au}$	38,49	29,46	7,88	16,28	46,37	53,64
${}^{209}_{83}\text{Bi}$	38,82	29,39	7,81	16,82	46,63	54,04

terações no primeiro e segundo quadrantes do "círculo nuclear" devido à simetria que o núcleo apresenta.

Para continuar o acompanhamento da cascata intranuclear, é necessário o conhecimento da cinemática da interação no S.L.. Os cálculos são efetuados levando-se em conta efeitos relativísticos (130,131). Serão consideradas as seguintes reações:

a) - Reações Primárias

a.1) - $\gamma + \text{nucleon} \rightarrow \text{nucleon} + \text{m\~{e}son}$

a.2) - gama+quasi-deuteron → próton+neutron

b) - Reações Secundárias

b.1) - nucleon+nucleon → nucleon+nucleon

b.2) - nucleon+nucleon → nucleon+nucleon+méson

b.3) - méson+nucleon → méson+nucleon.

b.4) - méson+pár de nucleons → nucleon+nucleon
(absorção do méson)

b.5) - reações de troca de carga.

Vamos considerar alguns detalhes das reações secundárias.

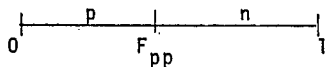
b.1) - Nessa interação, conhece-se apenas o nucleon incidente, sendo portanto necessário determinar o nucleon alvo. Essa seleção é feita ao acaso a partir das seguintes relações. Se o nucleon incidente é um próton, a probabilidade de que ela colida com um outro próton é dada por:

$$F_{pp} = \frac{Z\sigma_{pp}}{Z\sigma_{pp} + N\sigma_{pn}}$$

e a probabilidade de que o próton colida com um neutron é:

$$F_{pn} = 1 - F_{pp}$$

A escolha do nucleon alvo é então feita por comparação de um número ao acaso R_6 com as probabilidades de interação:



se $F_{pp} \leq R_6$ o nucleon alvo é o próton; caso contrário o nu -

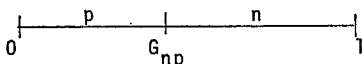
cleon alvo é o próton.

Se agora o nucleon incidente é o neutron, a probabilidade de que ele colida com um próton dentro do núcleo é:

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

e com um neutron é $G_{nn} = 1 - G_{np}$.

A escolha do nucleon alvo é feita analogamente por:



se $G_{np} \leq R_G$ o nucleon alvo é o neutron; caso contrário o nucleon alvo é o próton.

F_{pp} e G_{np} são determinadas em função das seções de choque σ_{pp} , σ_{np} e σ_{nn} , obtidas das referências (132) e (133).

b.2) - Quando ocorre a colisão entre 2 nucleons de alta energia no S.C.M., a energia será subitamente liberada num pequeno volume ao redor dos 2 nucleons. Pode-se pensar nesse evento como uma interação em que os nucleons, com suas comitivas de píons, colidem um contra o outro, até que toda a porção do espaço ocupada pelos nucleons e seus campos mesônicos fique sobrecarregada com uma grande quantidade de energia (134). Desde que as interações do campo mesônico são fortes, podemos esperar que rapidamente essa energia seja distribuída entre os vários graus de liberdade presentes nesse volume, de acordo com leis estatísticas. É possível computar estatisticamente a probabilidade que nesse volume diminuto um certo número de píons seja criado. Admite-se

então que a concentração de energia é rapidamente dissolvida e convertida em partículas que saíam em todas as direções. Esta descrição do fenômeno é provavelmente o extremo de uma teoria de perturbação.

Além da existência de leis de conservação de carga e momentum, que evidentemente devem ser satisfeitas, espera-se que somente aqueles estados que são rapidamente atingidos possam alcançar o equilíbrio estatístico. A emissão de fótons certamente não teria tempo para se desenvolver, e o único tipo de transição possível é a descrita por Yukawa⁽¹⁾. Nesse tipo de interação, o nucleon alvo é escolhido de modo análogo à interação b.l, mas é preciso verificar agora se o nucleon incidente tem energia cinética T suficiente no S.L. para haver produção de π on. Assim, se $T \leq 335$ MeV não há produção de π on, e a cascata nucleônica segue normalmente; caso contrário há energia suficiente para produção de 1 π on, já que não se considera a múltipla produção de mēsons.

Tendo energia para produção de π on, é necessário calcular a fração f_{π} da seção de choque total envolvida nessa produção. Os valores de f_{π} foram retirados da referência (74) e estão apresentados na Tabela A.4.1.

Na primeira coluna estão apresentados os intervalos de energia cinética do nucleon incidente, na segunda coluna o tipo de interação (i = neutron-neutron ou próton-próton; i = neutron-próton ou próton-neutron), e na terceira coluna a fração da seção de choque total que corresponde à produção de mēsons π na interação nucleon-nucleon. Nas interações i , 11% correspondem à produção do π^0 , e nas interações i , 43%. A produ-

Tabela A.4.1 - Fração f_{π} de produção de p̄ion na colisão $N+N \rightarrow N+N+\pi$.

Energia (MeV)	Interação	f_{π}
335 - 410	ii	0,07
	ij	0,04
410 - 510	ii	0,20
	ij	0,07
510 - 660	ii	0,31
	ij	0,15
660 - 840	ii	0,43
	ij	0,27
840 - 1160	ii	0,58
	ij	0,37
1160 - 1780	ii	0,65
	ij	0,36
> 1780	ii	0,69
	ij	0,35

ção de p̄ions carregados foi considerada igualmente provável nas interações ii e ij.

A probabilidade de haver produção de m̄sons π foi avaliada por comparação de um número ao acaso R_7 com f_{π} . Se $R_7 \leq f_{\pi}$, há produção de p̄ion; caso contrário não há produção de p̄ion.

b.3 e b.4) - Nessas interações é necessário saber qual o p̄ion incidente e com qual nucleon vai colidir. Isso é feito através das probabilidades de interação do m̄son com o nucleon.

i) Se o projétil é o π^0 , a probabilidade de interação com o próton ou o neutron é:

$$P_{\pi^0 n} = P_{\pi^0 p} = \frac{\sigma_{ii} + \sigma_{ij}}{\sigma_{ii} + \sigma_{ij} + \sigma_{ij(\text{abs})}}$$

ii) Se o projétil é o π^+ , as probabilidades de interação com o próton e com o neutron são:

$$P_{\pi^+p} = \frac{Z\sigma_{ii}}{N\sigma_{ij} + Z\sigma_{ii} + N\sigma_{ij}(\text{abs})}$$

$$P_{\pi^+n} = \frac{N\sigma_{ij}}{N\sigma_{ij} + Z\sigma_{ii} + N\sigma_{ij}(\text{abs})}$$

iii) Se o projétil é o π^- , essas probabilidades serão dadas por:

$$P_{\pi^-p} = \frac{Z\sigma_{ii}}{N\sigma_{ij} + Z\sigma_{ii} + N\sigma_{ij}(\text{abs})}$$

$$P_{\pi^-n} = \frac{N\sigma_{ij}}{N\sigma_{ij} + Z\sigma_{ii} + N\sigma_{ij}(\text{abs})}$$

Nas expressões anteriores σ_{ii} e σ_{ij} são seções de choque de espalhamento, e $\sigma_{ij}(\text{abs})$ é a seção de choque de absorção dos píons na matéria nuclear. Seus valores são encontrados na Fig. 1 da referência (74), e são apresentados na Tabela A.4.2.

Nas expressões que aparecem na Tabela A.4.2, γ expressa a energia total em unidades de $m_\pi c^2$, e η o momentum em unidades de $m_\pi c$.

$$\gamma = \frac{T + m_\pi c^2}{m_\pi c^2} \quad ; \quad \eta = \frac{\sqrt{(T + m_\pi c^2)^2 - (m_\pi c^2)^2}}{m_\pi c}$$

Conhecendo-se as seções de choque de espalhamento e

Tabela A.4.2 - Seções de choque de espalhamento e de absorção de p̄ions.

Energia Cinética do Nucleon (MeV)	σ_{ii} (mb)	σ_{ij} (mb)	$\sigma_{ij(abs)}$ (mb)
≤ 30	$3,7+286(\gamma-1)^3$	$6,5+23,9(\gamma-1)$	$16,4(0,14+n^2)/n$
30 - 70	16	16	24
70 - 110	54	24	34
110 - 160	130	44	44
160 - 210	200	64	34
210 - 260	130	52	20
260 - 320	80	34	8
320 - 390	50	24	0
390 - 470	30	30	0
> 470	20	20	0

absorção, podemos calcular o livre caminho médio dos p̄ions na matéria nuclear de acordo com:

$$\lambda_{\pi^0} = \frac{1}{2\rho(\sigma_{ii} + \sigma_{ij} + \sigma_{ij(abs)})}$$

$$\lambda_{\pi^+} = \frac{1}{\frac{\rho}{A} (N\sigma_{ij} + Z\sigma_{ii} + N\sigma_{ij(abs)})}$$

$$\lambda_{\pi^-} = \frac{1}{\frac{\rho}{A} (N\sigma_{ii} + Z\sigma_{ij} + Z\sigma_{ij(abs)})}$$

Conhecendo-se λ_{π} é possível determinar as suas novas

coordenadas (x, y) em função das antigas através de:

$$x = x + d_{\pi} \cos \alpha$$

$$y = y + d_{\pi} \operatorname{sen} \alpha$$

onde α é o ângulo do p̄ion no S.L., e d_{π} é a distância percorrida pelo p̄ion na matéria nuclear dada por:

$$d_{\pi} = -\lambda_{\pi} \ln (R_g)$$

sendo R_g um número ao acaso. O procedimento para verificar se o p̄ion saiu ou não do núcleo é feito analogamente ao que verifica a saída de nucleon.

A escolha do nucleon alvo é feita por comparação de 2 números aleatórios R_g e R_{10} com as diferentes probabilidades $P_{\pi N}$ de interação:

Se $P_{\pi n} \leq R_g$

ENTÃO: há espalhamento, e o nucleon alvo é o próton.

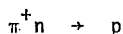
SE NÃO: SE $(P_{\pi n} + P_{\pi p}) \leq R_{10}$

ENTÃO: há espalhamento, e o nucleon alvo é o neutron

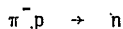
SE NÃO: há absorção (reação b.4).

Quando há absorção, 2 nucleons devem participando processo, já que a probabilidade de ocorrer absorção com um único nucleon (135) é menor que 10^{-5} . Não consideramos a absorção de m̄esons π por agregados mais complexos de partículas dentro do núcleo, como por exemplo, a absorção de π^- por partículas α . No entanto, consideramos que nucleons de qualquer energia podem absorver um m̄eson π , apesar de Metropolis e colaboradores (49) te-

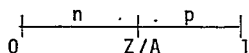
rem mostrado que o mēson π é absorvido preferencialmente por nucleons de baixa energia. Assim, para absorver um π^+ deve haver no mīnimo um neutron participante, ou seja:



e para absorver um π^- , um prōton é necessário:



O outro nucleon participante do mecanismo de absorção é determinado por comparação de um número ao acaso R_{11} com a distribuição de Fermi



Se $R_{11} \leq Z/A$, o segundo nucleon é o neutron; caso contrário o segundo nucleon é o prōton.

b.5) - Nas reações do tipo b.2, f_π leva em conta a fração da seção de choque envolvida na produção de π on. É preciso verificar agora a fração $f_{CE}^{(80)}$ dos eventos inelásticos devida à troca de carga. As seções de choque σ_{ij} e σ_{ij} de espalhamento π -on-nucleon consistem de seções de choque para eventos de espalhamento elástico e inelástico que não incluem o processo de absorção, logo:

$$\sigma_\pi = \sigma_{el} + \sigma_{inel}$$

A seção de choque inelástica será:

$$\sigma_{inel} = f_{\pi} \sigma_{\pi}$$

e a seção de choque para espalhamento com troca de carga será:

$$\sigma_{CE} = f_{CE} \sigma_{inel} = f_{CE} f_{\pi} \sigma_{\pi}$$

Nas colisões do tipo ii o espalhamento com troca de carga é proibido, e os eventos inelásticos são somente devidos à simples produção de π on. Nas colisões ij os eventos inelásticos são devidos à produção de π on e ao espalhamento com troca de carga:

$$\sigma_{inel}(ij) = \sigma_{CE}(ij) + \sigma_{ij}$$

com:

$$\sigma_{CE}(ij) = f_{CE} \sigma_{inel}(ij) = f_{CE} f_{\pi} \sigma_{ij}$$

Os valores do parâmetro f_{CE} estão na Tabela A.4.3.

Para energias do π on abaixo de 50 MeV, a troca de carga tem sido suposta ocorrer em 80% das interações π on-nucleon.

A.5 - APLICAÇÃO DO PRINCÍPIO DA EXCLUSÃO DE PAULI

Para cada interação secundária que ocorre no núcleo, o Princípio da Exclusão de Pauli deve ser obedecido. Nas interações primárias, o Princípio de Pauli está naturalmente satisfeito uma vez que essas interações envolvem a produção de ressonâncias bariônicas ⁽⁶⁹⁾.

Tabela A.4.3 - Fração f_{CE} na colisão com troca, de carga⁽⁸⁰⁾

Energia (MeV)	Interação	f_{CE}
49 ~ 85	ii	0
	ij	1,0
	0 /	1,0
85 ~ 128	ii	0
	ij	1,0
	0	1,0
128 ~ 184	ii	0
	ij	1,0
	0	1,0
184 ~ 250	ii	0
	ij	0,95
	0	0,90
250 ~ 350	ii	0
	ij	0,89
	0	0,84
350 ~ 540	ii	0
	ij	0,72
	0	0,67
540 ~ 1300	ii	0
	ij	0,51
	0	0,50
> 1300	ii	0
	ij	0,06
	0	0,05

/ Refere-se à interação envolvendo méson π^0 .

Para cada choque provável, a cinemática vai permitir o cálculo da energia das partículas resultantes. Se essa energia for menor que a energia de Fermi, a interação não foi permitida, já que não há nenhum lugar vago no poço de potencial que a partícula possa ocupar. Sorteia-se então uma nova distância d para a partícula percorrer, sempre na mesma direção e ângulo, e verifica-se se a partícula saiu do núcleo. Se não saiu, estuda-se outra provável interação até que ocorra uma que não viole o Princípio de Pauli, ou que a partícula em estudo saia do nú-

cleo, ou ainda que a partícula seja absorvida pelo núcleo, quando então deixa de ser uma partícula da cascata.

A.6 - COORDENADAS DO NUCLEON APÓS CADA INTERAÇÃO .

As coordenadas (x,y) da nova posição do nucleon são dadas em função das antigas por:

$$x = x + d_i \cos\alpha_1$$

$$y = y + d_i \sin\alpha_1$$

onde α_1 é o ângulo do nucleon no S.L., e d_i é a distância percorrida antes de interagir, determinada por:

$$d_i = -\lambda(T_i) \ln(R_{12})$$

sendo R_{12} um número aleatório, T_i a energia cinética do nucleon e $\lambda(T_i)$ o livre caminho médio do nucleon na matéria nuclear, da do por:

$$\lambda(T_i) = \frac{1}{\rho \sigma_{iN}(T_i)}$$

$\sigma_{iN}(T_i)$ é a seção de choque média do nucleon i na matéria nuclear dada pela referência (49), e cujos valores estão na Tabela A.6.1. Nessa Tabela, as interações i_i e i_j são calculadas supondo uma interação hipotética, e $\beta = v/c$ é a velocidade do nucleon incidente:

Tabela A.6.1 - Seção de choque média do nucleon i na matéria nuclear.

Energia (MeV)	Interação	$\sigma_{iN}(T_i)$ (mb)
≤ 335	ii	$\frac{10,63}{\beta^2} - \frac{29,92}{\beta} + 42,9$
	ij	$\frac{A+Z}{2A} \left(\frac{34,10}{\beta^2} - \frac{82,2}{\beta} + 82,2 \right)$
335 - 410	ii	24,5
	ij	33,0
410 - 510	ii	26,4
	ij	34,0
510 - 660	ii	30,4
	ij	35,1
660 - 840	ii	41,2
	ij	36,5
840 - 1160	ii	47,2
	ij	37,9
1160 - 1780	ii	48,0
	ij	40,0
1780 - 3900	ii	44,2
	ij	42,7
> 3900	ii	41,0
	ij	42,0

$$\beta = \sqrt{1 - \frac{1}{\left[\frac{T_i}{m_j c^2} + 1 \right]^2}}$$

A densidade de nucleons, ρ , pode ser calculada a partir de uma distribuição de densidade de prótons no núcleo, dada pela função distribuição de Fermi para temperatura não zero, obtida a partir dos dados de espalhamento de elétrons de alta energia por Hofstadter (136), como:

$$\rho(r) = \frac{\rho_1}{e^{(r-c)/a_1} + 1}$$

onde $c = 1,07 A^{1/3}$ fm, $a_1 = 0,545$ fm e ρ_1 a constante de normalização para tornar o número total de prótons igual ao número atômico do núcleo.

A dificuldade encontrada (137) ao se tentar contar o número de quasi-déuteronos no núcleo, quando se supõe que o mesmo tem essa distribuição contínua de densidade de prótons, nos levou, por simplicidade de cálculo, a considerar o núcleo com densidade constante e igual a:

$$\rho = \frac{0,2387}{r_0^3} \text{ nucleons por unidade de volume.}$$

É necessário verificar se o ponto (x,y) em cada nova posição da partícula está ou não dentro do núcleo de raio R' . Para isso, fixa-se a origem do sistema de coordenadas no centro do "círculo nuclear". Se $R'^2 > (x^2 + y^2)$, a partícula não saiu do núcleo e continua a cascata intranuclear; caso contrário, a partícula sa

iu do núcleo. Nesse caso é preciso saber que partícula saiu e que reação ocorreu. Se ainda permanecer alguma partícula no núcleo com uma energia cinética adequada, continua-se a analisar esse ramo da cascata.

BIBLIOGRAFIA

- 1) - H. Yukawa - "On the Interaction of Elementary Particles"-
Proc. Phys. Math., Soc., Japan 17 (1935) 48.
- 2) - C.M.G. Lattes, H. Muirhead, G.P.S. Occhialini, G.F. Powell
- "Processes Involving Charged Mesons" - *Nature* 159 (1947)
694.
- 3) - C.M.G. Lattes, E. Gardner - "Production of Mesons by the
184 - Inch Berkeley Cyclotron" - *Science* 107 (1948) 270.
- 4) - J. Chadwick, M. Goldhaber - "A Nuclear Photo-Effect: Disin-
tegration of the Dipion by γ -Rays" - *Nature* 134(1934) 237.
- 5) - M. Goldhaber, E. Teller - "On Nuclear Dipole Vibrations"
Phys. Rev. 74 (1948) 1046.
- 6) - J.S. Levinger, H.A. Bethe - "Dipole Transitions in the Nu-
clear Photo-Effect" - *Phys. Rev.* 78 (1950) 115.
- 7) - J.S. Levinger - "The High Energy Nuclear Photoeffect" -
Phys. Rev. 84 (1951) 43.
- 8) - J.S. Levinger - "Nuclear Photodisintegration" - Oxford Uni-
versity Press (1960).
- 9) - V.Z. Peterson, C.E. Roos - "Production of Photostars by
Bremsstrahlung of 250 to 500 MeV" - *Phys. Rev.* 105(1957)
1620.
- 10) - C.E. Roos, V.Z. Peterson - "Photodissociation of Complex
Nuclei at Energies Between the Mesonic Threshold and
1150 MeV" - *Phys. Rev.* 124 (1961) 1610.
- 11) - J.V. Allaby, H.L. Lynch, D.M. Ritson - " π -Pair Photoproduc-
tion Below 1 BeV" - *Phys. Rev.* 142 (1966) 887.
- 12) - J.B. Martins - "Reações (γ, n) em Núcleos no Intervalo

$12 \leq A \leq 238$, na Região de Energias Intermediárias (300MeV - 1000 MeV)" - Tese de Doutorado, CBPF (1974).

- 13) - V. di Napoli, F. Salvetti, M.L. Terranova, H.G. de Carvalho, J.B. Martins, O.A.P. Tavares - "Systematics of the (γ, n) Reaction in Complex Nuclei at Intermediate Energies - A Semiempirical Approach" - *Gazz. Chim. Ital.* 105 (1975) 317.
- 14) - J.D. Pinheiro Filho - "Reações $(\gamma, 2n)$ em Núcleos Complexos a Energias Intermediárias" - Tese de Mestrado, CBPF (1976).
- 15) - V. di Napoli, M.L. Terranova, H.G. de Carvalho, J.B. Martins - "The (γ, n) Reaction in ^{12}C and ^{14}N and $(\gamma, 2n)$ Reaction in ^9Be at Energies Between 0,3 GeV and 1 GeV" - *Gazz. Chim. Ital.* 104 (1974) 463.
- 16) - F. Salvetti, C. Aurisicchio, V. di Napoli, M.L. Terranova, H.G. de Carvalho, J.B. Martins - "The (γ, n) Reaction in ^{19}F and ^{23}Na at Energies Between 0,3 GeV and 1 GeV" - *Gazz. Chim. Ital.* 103 (1973) 1003.
- 17) - H.G. de Carvalho, J.B. Martins, O.A.P. Tavares, V. di Napoli, F. Salvetti - "Photonuclear Reactions in ^{55}Mn Between 300 MeV and 1000 MeV" - Proc. Int. Conf. on Photonuclear Reactions and Applications, March 26/30 (1973), Sec. 8C5-1, Pacific Grove - California.
- 18) - V. di Napoli, D. Margadonna, F. Salvetti, H.G. de Carvalho, J.B. Martins - "Gamma-Neutron Reactions in Rhodium at Energies Between 0,4 GeV and 0,9 GeV" - *Lett. Nuovo Cim.* 1 (1969) 308.
- 19) - V. di Napoli, F. Dobici, F. Salvetti, H.G. de Carvalho - "Photonuclear Reactions Above the Mesonic Threshold. III - Gamma-Neutron Reactions in Iodine at Energies Between 300 and 1000 MeV" - *Nuovo Cim.* 48 (1967) 1.
- 20) - V. di Napoli, D. Margadonna, F. Salvetti, H.G. de Carvalho, J.B. Martins - "The (γ, n) Reaction in Gold at Ener-

- gies Between 0,4 GeV and 0,9 GeV" - *Lett. Nuovo Cim.* 1 (1969) 121.
- 21) - V. di Napoli, A.M. Lacerenza, D. Margadonna, F. Salvetti, H.G. de Carvalho, J.B. Martins - "Some Yield Measurements of (γ, n) and $(\gamma, 2n)$ Processes in Gold at Energies Between 0,3 GeV and 1 GeV" - *Lett. Nuovo Cim.* 1 (1971) 65.
- 22) - V. di Napoli, F. Salvetti, H.G. de Carvalho, J.B. Martins - "Cross Section of the $^{238}\text{U}(\gamma, n)^{237}\text{U}$ Reaction at Energies Between 300 MeV and 1000 MeV" - *Lett. Nuovo Cim.* 1 (1971) 538.
- 23) - V. di Napoli, F. Salvetti, M.L. Terranova, H.G. de Carvalho, J.B. Martins, O.A.P. Tavares - " (γ, n) Reactions in Complex Nuclei at Intermediate Energies" - *Gazz. Chim. Ital.* 105 (1975) 67.
- 24) - H.G. de Carvalho, M. Foshina, J.D. Pinheiro Filho, V. di Napoli, J.B. Martins, F. Salvetti, O.A.P. Tavares, M.L. Terranova - "Analysis of Intermediate-Energy (γ, n) Reactions in Complex Nuclei" - *Rev. Bras. Fis.* 8 (1978) 51.
- 25) - H.G. de Carvalho, V. di Napoli, D. Margadonna, F. Salvetti, K. Tesch - " (γ, n) Reactions in the Energy Range 1,0 - 5,5 GeV" - *Nucl. Phys.* A126 (1969) 505.
- 26) - A.M.S. Chamis - "Reações (γ, p) em Energias Intermediárias em Núcleos Complexos" - CBPF, Tese de Mestrado. (1979).
- 27) - O.A.P. Tavares - "Seção de Choque de Fotofissão do Urânio, Tório e Bismuto em Altas Energias" - Tese de Mestrado, CBPF (1973).
- 28) - H.G. de Carvalho, J.B. Martins, O.A.P. Tavares, V. di Napoli, M.L. Terranova, K. Tesch - "Photofission Cross-Sections of ^{209}Bi , ^{232}Th and ^{238}U Above 1 GeV" - *Lett. Nuovo Cim.* 14 (1975) 615.
- 29) - V. di Napoli, M.L. Terranova, J.B. Martins, O.A.P. Tavares - "A Modified Mass Yield Formula for Intermediate-Ener

- gy Photospallation of Medium-Weight Nuclei" - *Lett. Nuovo Cim.* 21 (1978) 83.
- 30) - V. di Napoli, J.B. Martins, G. Rosa, F. Salvetti, O.A.P. Tavares, M.L. Terranova, H.G. de Carvalho - "Photodisintegration of Light and Medium-Weight Nuclei at Intermediate Energies. IV - Photoproduction of ${}^7\text{Be}$ and ${}^{11}\text{C}$ from Targets with Masses up to 40" - *J. Inorg. Nucl. Chem.* 40 (1978) 1619.
- 31) - J.B. Martins, V. di Napoli, O.A.P. Tavares, M.L. Terranova, R. Portanova - "An Attempt to Analyse Spallation Yields with a Four-Parameter Formula" - A0024/78 SET(1978) CBPF - a ser publicado em Gazz. Chim. Ital.
- 32) - V. di Napoli - "Photomeson Production, Nuclear Transparencies and Simple Direct Reactions." - *Lett. Nuovo Cim.* 12 (1975) 609.
- 33) - J.B. Martins, E.S. de Almeida, O.A.P. Tavares, M. Foshina - "Fotoprodução Nuclear de Mésons em Energias Intermediárias" - 30^a Reunião Anual da SBPC (1978).
- 34) - I. Blomqvist, P. Janeček, G.G. Jonsson, H. Dinter, K. Tesch, N. Freed, P. Ostrander - "Electroproduction and Photoproduction of Charged Pions on ${}^{27}\text{Al}$ and ${}^{51}\text{V}$ at Intermediate Energies" - *Phys. Rev.* C15 (1977) 988.
- 35) - R.M. Woloshyn - "Neutral Pion Photoproduction in a Phenomenological Isobar Doorway Model." - *Phys. Rev.* C18(1978) 1056.
- 36) - N. Auerbach - "Pion Single-Charge Exchange in the Isobar Doorway Model" - *Phys. Rev. Lett.* 38 (1977) 804.
- 37) - L.S. Kisslinger, W.L. Wang - "Pion-Nucleus Scattering in an Isobar-Doorway Model" - *Phys. Rev. Lett.* 30 (1973) 1071.
- 38) - L.S. Kisslinger, W.L. Wang - "The Isobar-Doorway Theory for Pion-Nucleus Interactions" - *Ann. Phys. (N.Y.)* 99 (1976) 374.

- 39) - J.M. Eisenberg, W. Greiner - "Nuclear Theory - Vol.I. Nuclear Models" - North-Holland (1975).
- 40) - B.L. Berman - University of California, Livermore, Lawrence Livermore Laboratory - Report N° 74622 (1973).
- 41) - B.L. Berman, S.C. Fultz - "Measurements of the Giant Dipole Resonance with Monoenergetic Photons" - *Rev. Mod. Phys.* 47 (1975) 713.
- 42) - M. Danos - "On the Long-Range Correlation Model of the Photonuclear Effect" - *Nucl. Phys.* 5 (1958) 23.
- 43) - L. Katz, A.P. Baerg, F. Brown - "Proceedings of the Second United Nations Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy" - 15, Paper P/200, Geneva (1958).
- 44) - A. Veyssière, H. Beil, R. Bergère, P. Carlos, A. Lepretre, K. Kernbath - "A Study of the Photofission and Photoneutron Processes in the Giant Dipole Resonance of ^{232}Th , ^{238}U and ^{237}Np " - *Nucl. Phys.* A199 (1973) 45.
- 45) - J.S. Levinger - "Modified Quasi-Deuteron Model" - *Phys. Lett.* 82B (1979) 181.
- 46) - A. Lepretre, H. Beil, R. Bergère, P. Carlos, J. Fagot, A. Veyssière, J. Ahrens, P. Axel, U. Kneissl - "Total Photonuclear Absorption Cross Sections of Pb Measured with Quasi-Monochromatic Photons Between 25 and 106 MeV" - *Phys. Lett.* 79B (1978) 43.
- 47) - R. Serber - "Nuclear Reactions at High-Energies", *Phys. Rev.* 72 (1947) 1114.
- 48) - I. Reff - "Nuclear Photostar Production" - *Phys. Rev.* 91 (1953) 150.
- 49) - N. Metropolis, R. Bivins, M. Storm, A. Turkevich, J.M. Miller, G. Friedlander - "Monte Carlo Calculations on Intranuclear Cascades. I - Low Energy Studies" - *Phys. Rev.* 110 (1958) 185.

- 50) - V. Weiskopf - "Statistics and Nuclear Reactions" - *Phys. Rev.* 52 (1937) 295.
- 51) - German Bubble Chamber Collaboration - "Photoproduction of Meson and Baryon Resonances at Energies up to 5,8 GeV" - DESY 66/32 (1966).
- 52) - M. Gari, H. Hebach - "Model for Photonuclear Reactions at Intermediate Energies" - *Phys. Rev.* C10 (1974) 1629.
- 53) - H. Hebach, A. Wortberg, M. Gari - "Photonuclear Reactions at Intermediate Energies" - *Nucl. Phys.* A267 (1976) 425.
- 54) - B. Friberg, G. Anderson, B. Forkman - "Photomeson Effects in (γ, n) and (γ, p) Reactions in Light Nuclei" - *Nucl. Phys.* A171 (1971) 551.
- 55) - D. Reagan - "Photonuclear Yields of N^{17} " - *Phys. Rev.* 100 (1955) 113.
- 56) - J.O. Adler, G. Andersson, B. Forkman, G. G. Jonsson, K. Lindgren - "The $^{16}O(\gamma, n)^{15}O^*$ and $^{16}O(\gamma, p)^{15}N^*$ Reactions at Intermediate Energies" - *Nucl. Phys.* A171 (1971) 560.
- 57) - J.O. Adler, G.G. Jonsson, K. Lindgren - "The Reaction $^{11}B(\gamma, p)^{10}Be^*$ at Intermediate Energies" - *Nucl. Phys.* A239 (1975) 440.
- 58) - B. Bülow, M. Eriksson, G.G. Jonsson - "Some (γ, p) Reaction on ^{30}Si , ^{68}Zn and ^{130}Te at Intermediate Energies" - *Z. Physik* A275 (1975) 261.
- 59) - J.O. Adler, B. Bülow, G.G. Jonsson, K. Lindgren - "Photonucleon Reaction in ^{40}Ca at Intermediate Energies" - *Nucl. Phys.* A280 (1977) 325.
- 60) - B. Bülow, B. Johnsson, M. Nilsson - "The (γ, p) Reaction on ^{30}Si , ^{68}Zn and ^{130}Te at Intermediate Energies" - *Z. Physik* A282 (1977) 261.
- 61) - G. Andersson, B. Bülow, B. Johnsson, G.G. Jonsson, M. Nil

sson - "On the Reaction $^{118}\text{Sn}(\gamma, p)^{117}\text{In}$ at Intermediate Energies" - *Z. Physik* A285 (1978) 335.

- 62) - V.S. Barashenkov, F.G. Gereghi, A.S. Iljinov, G.G. Jons - son, V.D. Toneev - "A Cascade-Evaporation Model for Photonicuclear Reactions" - *Nucl. Phys.* A231 (1974) 462.
- 63) - P.S. Baranov, V.A. Kuznetsova, L.T. Slovokhtov, G.A. Sokol, L.N. Shtarkov - "Elastic Scattering of γ Quanta on Protons at Energies Above the π -Mesons Photoproduction Threshold" - *Vad. Fiz.* 3 (1965) 1083.
- 64) - N.P. Buslenko, D.I. Golenko, Yu. A. Shreider, I.M. Sobol, V.G. Sragovich - "The Monte Carlo Method" - Pergamon Press (1966).
- 65) - B. Alder - "Methods in Computational Physics" - Academic Press, NY (1963).
- 66) - W. Edwards Denning - "Statistical Adjustment of Data" - Dover Publications, Inc. (1964).
- 67) - G.A. Vartapetyan, N.A. Demekyna, V.I. Kasilov, Yu. N. Ranyuk, P.V. Sorokin, A. G. Khudaverdyan - "Photofission Cross Section up to 5 BeV. Supergiant Resonance in Photonicuclear Reactions" - *Sov. J. Nucl. Phys.* 14 (1972) 37.
- 68) - J.S. Levinger - "Sum Rules for Photodisintegration of the Deuteron" - *Phys. Rev.* 97 (1955) 970.
- 69) - J.B. Martins, E.S. de Almeida, V. di Napoli, M. Foshina, O.A.P. Tavares, M.L. Terranova - "Photodisintegration of Light and Medium-Weight Nuclei at Intermediate Energies - V: Mass-Yield Dependence of True Direct (γ, n) and (γ, p) Reactions" - CBPF A0030/79 - Agosto (1979).
- 70) - Aachen-Berlin-Bonn-Hamburg-Heidelberg-München Collaboration - "Photoproduction of Meson and Baryon Resonances at Energies up to 5,8 GeV" - *Phys. Rev.* 175 (1968) 1669.
- 71) - M. Damashek, F.J. Gilman - "Forward Compton Scattering" - *Phys. Rev.* D1 (1970) 1319.

- 72) - S. Fernbach, R. Serber, T.B. Taylor - "The Scattering of High Energy Neutrons by Nuclei" - *Phys. Rev.* 75 (1949) 1352.
- 73) - H. Feshbach, C.E. Porter, V.F. Weisskopf - "Model for Nuclear Reaction with Neutrons" - *Phys. Rev.* 96 (1954) 448.
- 74) - N. Metropolis, R. Bivins, M. Storm, J. M. Miller, G. Friedlander, A. Turkevich - "Monte Carlo Calculations on Intranuclear Cascades. II - High-Energy Studies and Pion Process" - *Phys. Rev.* 110 (1958) 204.
- 75) - H.G. de Carvalho, J.B. Martins, O.A.P. Tavares, R.A.M.S. Nazareth, V. di Napoli - "Transparencies of Complex Nuclei to Photoproduced Pions and Recoil Nucleons" - *Lett. al Nuovo Cim.* 2 (1971) 1139.
- 76) - H.G. de Carvalho, J.B. Martins, O.A.P. Tavares, R.A.M.S. Nazareth, V. di Napoli - "Some Remarks on the Transparency of Complex Nuclei to Photoproduced Charged Pions at Intermediate Energies" - *Lett. al Nuovo Cim.* 4 (1972) 365.
- 77) - H.A. Bethe - "A Continuum Theory of the Compound Nucleus" - *Phys. Rev.* 57 (1940) 1125.
- 78) - L.R. Elton - "Introductory Nuclear Theory" - Pitman, London (1965).
- 79) - N.L. Emec, V.I. Noga, G.D. Pugacev, Yu. N. Ranyuk - Report UDK 539.172.3, IFTK, Karkov (1973) - (In Russian) (Translation: Cálculo da Transparência do Núcleo para Píons e Nucleons).
- 80) - K. Kikuchi, M. Kawai - "Nuclear Matter and Nuclear Reactions" - North-Holland (1968).
- 81) - P. Spillantini, V. Valente - "A Collection of Pion Photo-production Data - I. From the Threshold to 1,5 GeV" - CERN-HERA 70-1, 6 June 1970.
- 82) - J.T. Beale, S.D. Ecklund, R.L. Walker - "Pion Photoproduc

tion Data Below 1,5 GeV" - National Bureau of Standards (1966).

- 83) - T.E.O. Ericson - "Pion Capture as a Tool for Shell Model Studies" - *Phys. Rev.* 2 (1962) 278.
- 84) - R.M. Littauer, D. Walker - "Charged Photomesons from Various Nuclei" - *Phys. Rev.* 86 (1952) 839.
- 85) - J. Steinberger, A.S. Bishop - "Preliminary Results on the Production of Mesons by Photons on Carbon and Hydrogen" - *Phys. Rev.* 78 (1959) 494.
- 86) - S.T. Butler - "Surface Production of Charged Meson by Photons on Nuclei" - *Phys. Rev.* 87 (1952) 1117.
- 87) - Yu. A. Aleksandrov, V.A. Kozlov, V.V. Pavlovskaya - "Study of the Photoproduction of Neutral Pions in Hydrogen in the Region of the $\Delta(1232)$ Resonance" - *Sov. J. Nucl. Phys.* 28 (1978) 344.
- 88) - I. Blomqvist, G. Nydahl, B. Forkman - "Photoproduction of Charged Pions from Nuclei" - *Nucl. Phys.* A162 (1971) 193.
- 89) - G. Nydahl, B. Forkman - "Photopion Reactions in Complex Nuclei" - *Nucl. Phys.* B7 (1968) 97.
- 90) - L.I. Schiff - "Energy-Angle Distribution of Thin Target Bremsstrahlung" - *Phys. Rev.* 83 (1951) 252.
- 91) - P. Dyal, J.P. Hummel - "Cross Sections for the $B^{11}(\gamma, \pi^-)C^{11}$ and $B^{11}(\gamma, \pi^+)Be^{11}$ Reactions" - *Phys. Rev.* 127 (1962) 2217.
- 92) - I.S. Hughes, P.V. March - "Photoproduction of π^- Mesons from Boron" - *Proc. Phys. Soc. (Japan)* 72 (1958) 259.
- 93) - V.I. Noga, Yu. N. Ranyuk, P.V. Sorokin, V.A. Tkachenko - "Photoproduction of 7Be From Carbon, Boron, Beryllium, and Lithium" - *Ukr. Fiz. Zhurnal* 16 (1971) 1850.
- 94) - V.I. Noga, Yu. N. Ranyuk, P.V. Sorokin, V.A. Tkachenko - "Electro- and Photoproduction of Charged Mesons from B^{11}

- and Al²⁷" - *Sov. J. Nucl. Phys.* 14 (1972) 506.
- 95) - L.M. Saunders - "Electromagnetic Production of Pions from Nuclei" - *Nucl. Phys.* B7 (1968) 293.
- 96) - A.S. Belousov, B.B. Govorkov, V.I. Gol'danskii - "Generalized Form of the Dependence of the Pion Cross Section in Complex Nuclei on the Number of Nucleons" - *Sov. Phys. JETP* 9 (1959) 164.
- 97) - V.S.C. Williams, K.M. Crow, R.M. Friedman - "Z Dependence of Positive Photopion Production" - *Phys. Rev.* 105 (1957) 1840.
- 98) - T.R. Palfrey, B.M.K. Nefkens, L. Mortara, F.J. Loeffler - "Photoproduction of Pions in Carbon" - *Phys. Rev.* 122 (1961) 1323.
- 99) - W. Imhof, E.A. Knapp, H. Easterday, V. Perez-Mendez - "Z Dependence of Positive Pion Production by Photons" - *Phys. Rev.* 108 (1957) 1040.
- 100) - K.A. Brueckner, R. Serber, K.M. Watson - "The Interaction of π -Mesons with Nuclear Matter" - *Phys. Rev.* 84 (1951) 258.
- 101) - N.V. Goncharov, A.I. Derebchinskii, O.G. Konovalov, S.G. Tonapetyan, V.M. Khovorostyan - "Photoproduction of π Mesons from C¹² in the Photon-Energy Range from 250 to 1200 MeV" - *Sov. Phys. JETP* 37 (1973) 38.
- 102) - J.H. Koch, T.W. Donnelly - "Nuclear Photoproduction of Charged Pions Near Threshold" - *Nucl. Phys.* B64 (1973) 478.
- 103) - F. Cannata, C.W. Lucas Jr., C.W. Werntz - "Threshold Photoproduction of Pions on ⁶Li" - *Phys. Rev. Lett.* 33 (1974) 1316.
- 104) - A. Nagl, F. Cannata, H. Überall - "Distorted-Wave Approximation and Nuclear Correlations in Pion Reactions" - *Phys. Rev.* C12 (1975) 1586.

- 105) - R.R. Wilson - "Photodisintegration by Meson Reabsorption" - *Phys. Rev.* 86 (1952) 125.
- 106) - J.R. Waters - "Photoproduction of Charged π Mesons from Nuclei" - *Phys. Rev.* 113 (1959) 1133.
- 107) - W.M. McClelland - "Photoproduction of Charged π -Mesons from Nuclei" - *Phys. Rev.* 123 (1961) 1423.
- 108) - B.I. Shramenko, I.A. Grishaev, V.I. Nikiforov, G.D. Pugachev - Kharkov Physical-Technical Institute - Report N^o 6(8), 74 (1973) - (In Russian). (Translation: Dipendenza-A dell'uscita di Fotopioni con Energia 1,2 GeV).
- 109) - D.H. Stork - "Interaction of Pions with Complex Nuclei" - *Phys. Rev.* 93 (1954) 868.
- 110) - R.R. Wilson - "Photodisintegration of the Deuteron by Meson Reabsorption" - *Phys. Rev.* 104 (1956) 218.
- 111) - J. Favier, T. Bressani, G. Charpak, L. Massonnet, W.E. Meyerhof, C. Zupancic - "The (π^+ , 2p) Reaction in Light Nuclei" - *Nucl. Phys.* A169 (1971) 540.
- 112) - S. Kikuchi - "The Mechanism of Star Production by Gamma-Ray" - *Phys. Rev.* 81 (1950) 1060.
- 113) - R.D. Miller - "Photonuclear Stars in Emulsions" - *Phys. Rev.* 82 (1951) 260.
- 114) - S. Tamor - "Fast Protons from the Absorption of π^- -Mesons by Nuclei" - *Phys. Rev.* 77 (1950) 412.
- 115) - P. Ammiraju, S.N. Biswas - "Theoretical Analysis of Absorption of Slow π^- -Mesons in Light Nuclei" - *Nuovo Cim.* 17 (1960) 726.
- 116) - R.M. Spector - "Negative Pion Capture from Rest of Complex Nuclei" - *Phys. Rev.* 134B (1964) 101.
- 117) - V.M. Kolybasov - "Capture of Stopped π^- -Mesons by Light Nuclei" - *Sov. J. Nucl. Phys.* 3 (1966) 535.

- 118) - V.M. Kolybasov - "Angular Correlations in the Capture of π^- -Mesons by Nuclei" - *Sov. J. Nucl. Phys.* 3 (1966) 704.
- 119) - W.B. Cheston, L.J.B. Goldfarb - "Disintegration of Nuclei by π^- -Mesons" - *Phys. Rev.* 78 (1950) 683.
- 120) - F. Adelman - "Fast Protons from the Capture of π^- -Mesons in Photographic Emulsions" - *Phys. Rev.* 85 (1952) 249.
- 121) - S.A. Azimov, U.G. Guliamov, E.A. Zamchalova, M. Nizamedinova, M.I. Podgoretskii, A. Iuldashev - "Investigation of σ -Star Induced by Negative π^- -Mesons" - *Sov. Phys. JETP* 4 (1957) 632.
- 122) - V.S. Demidov, V.G. Kirillov-Ugryumov, A.K. Ponosov, V.P. Protasov, F.N. Sergeev - "Absorption of Stopped π^- -Mesons in Carbon" - *Sov. Phys. JETP* 17 (1963) 773.
- 123) - V.S. Demidov, V.S. Verebyusov, V.G. Kirillov-Ugryumov, A.K. Ponosov, F.N. Sergeev - "Absorption of Slowed Down π^- -Mesons in Propane" - *Sov. Phys. JETP* 19 (1964) 826.
- 124) - N.V. Concharov, A.I. Derebchinskii, O.G. Konovalov, S.G. Tonapetyan, V.M. Khvorostyan - "Absorption of Stopped π^- -Mesons in the Nuclei C^{12} , F^{19} and Cl^{35} " - *Sov. J. Nucl. Phys.* 14 (1976) 516.
- 125) - R. Wolfgang, E.W. Baker, A.A. Caretto, J.B. Cummings, G. Friedlander, 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.
- 126) - G. Andersson, B. Forkman, B. Friberg - "Calculations of Mesonic Contributions to (γ, n) Reactions" - *Nucl. Phys.* A171 (1971) 529.
- 127) - T.A. Armstrong, W.R. Hogg, G.M. Lewis, A.W. Robertson, G. R. Brookes, A.S. Clough, J. H. Freeland, N.R.S. Tait, J. C. Thompson, D.W.L. Tolfree - "The Total Photon Deuteron Hadronic Cross Section in the Energy Range 0,265 - 4,215 GeV" - *Nucl. Phys.* B41 (1972) 445.

- 128) - S.G. Rudstam - "Spallation of Medium Weight Elements" - Doctoral Thesis - Uppsala, Sweden (1956).
- 129) - A.H. Wapstra, N. B. Gove - Nuclear Data Tables 9 (1971) 265.
- 130) - J.D. Jackson - "Classical Electrodynamics" - John Willey and Sons - London (1975).
- 131) - K.G. Dedrick - "Kinematics of High-Energy Particles" - *Rev. Mod. Phys.* 34 (1962) 429.
- 132) - H.W. Bertini - "Low-Energy Intranuclear Cascade Calculation" - *Phys. Rev.* 131 (1963) 1801.
- 133) - H.W. Bertini - "Intranuclear-Cascade Calculations of the Secondary Nucleon Spectra from Nucleon - Nucleus Interactions in the Energy Range 340 to 2900 MeV and Comparisons with Experiment" - *Phys. Rev.* 188 (1969) 1711.
- 134) - E. Fermi - "High Energy Nuclear Events" - *Progr. Theoret. Phys. (Japan)* 5 (1950) 570.
- 135) - V.S. Butsev, D. Chultem - "Pion Single-Nucleon Absorption and the Problem of Pion Condensation" - *Phys. Lett* 67B (1977) 33.
- 136) - R. Hofstadter - "Nuclear and Nucleon Scattering of High-Energy Electrons" - *Ann. Rev. Nucl. Sci.* 7 (1957) 231.
- 137) - T.A. Gabriel, R.G. Alsmiller, Jr. - "Photonuclear Disintegration at High Energies (< 350 MeV)" - *Phys. Rev.* 182 (1969) 1035.