

ANA MARIA DE AQUINO CHAMIS

REAÇÕES (γ, p) EM ENERGIAS INTERMEDIÁRIAS
EM NÚCLEOS COMPLEXOS

Tese de

MESTRADO

CENTRO BRASILEIRO DE PESQUISAS FÍSICAS

Rio de Janeiro

- 1979 -

AGRADECIMENTO

Agradeço:

- ao Professor Jader Benuzzi Martins, Orientador e Amigo, que por meio deste trabalho tornou possível o meu ingresso na área da pesquisa científica;

- à pesquisadora Míoco Foshina, principal colaboradora na execução do Método de Monte Carlo, sem o qual não seria possível a realização deste trabalho;

- aos pesquisadores Vito di Napoli e Odilon Antônio Paula Tavares, pela paciência e ensinamentos que me dedicaram;

- aos colegas do Departamento de Física Nuclear e Partículas, Elizabeth Santos de Almeida, João de Deus Pinheiro Filho, Emil de Lima Medeiros e João Lucio Vieira, pelos debates e a grande ajuda que me proporcionaram;

- aos membros da Gerência de Processamento de Dados do CBPF, pela colaboração e simpatia com que me trataram;

- à datilógrafa Helena de Souza Ciccarino, pela dedicação na preparação dos originais;

- ao desenhista Hiran Cordeiro, pela perfeição de seu trabalho gráfico;

- ao Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas e ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico-CNPq, que tornaram possível a realização do meu Curso de Pós-Graduação;

- a todos, enfim, que direta ou indiretamente contribuíram para a realização deste trabalho.

RÉSUMO

As seções de choque absolutas das reações (γ, p) nos elementos ^{11}B , ^{16}O , ^{30}Si , ^{40}Ca , ^{68}Zn , ^{118}Sn e ^{130}Te , que se encontram na literatura científica e foram determinadas experimentalmente, no intervalo de energia de 0.3 GeV a 1 GeV, são comparadas com os resultados estimados pelo Método de Monte Carlo aplicado a cascatas iniciadas por fótons. Foram estudadas as reações (γ, p) nos núcleos de ^{12}C , ^{16}O , ^{19}F , ^{23}Na , ^{31}P , ^{51}V , ^{55}Mn , ^{56}Fe , ^{75}As , ^{103}Rh , ^{197}Au , ^{209}Bi e ^{238}U , no intervalo de energia considerado.

É estabelecida a dependência entre as seções de choque médias absolutas das reações (γ, p) e o número de massa, na região de energias intermediárias. Para a estimativa utilizando o Método de Monte Carlo a seção de choque média absoluta é proporcional a $A^{0.849}$ e para os valores experimentais a seção de choque absoluta é proporcional a $A^{0.718}$.

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
AGRADECIMENTO	iii
RESUMO	iv
LISTA DE FIGURAS	vii
LISTA DE TABELAS	ix
INTRODUÇÃO	1
<u>CAPÍTULO I</u> - REAÇÕES FOTONUCLEARES - CONSIDERAÇÕES GERAIS SOBRE AS SEÇÕES DE CHOQUE DAS REAÇÕES (γ, p)	5
1.1 - Introdução	5
1.2 - Estimativas das Seções de Choque das Reações (γ, p)	7
1.3 - Seção de Choque da Reação (γ, p) pelo Método de Monte Carlo	9
1.3.1 - Método de Monte Carlo: Modelo e Desenvolvi- mento	10
a) Modelo Nuclear	10
b) Método de Monte Carlo	12
1.3.2 - Probabilidade de Reação (γ, p) pelo Método de Monte Carlo	14
1.3.3 - Seção de Choque Absoluta da Reação (γ, p) ..	14
<u>CAPÍTULO II</u> - PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL - DETERMINAÇÃO DA SEÇÃO DE CHOQUE ABSOLUTA	22
2.1 - Introdução	22
2.2 - Resultados Experimentais	22
2.3 - Seção de Choque por Quantum Equivalente	25
2.4 - Seção de Choque Absoluta	26
2.5 - Seção de Choque Absoluta Utilizando a Aproximação Quadrada do Espectro	28
2.6 - Resultados Experimentais	29

<u>CAPÍTULO III</u> - <i>DISCUSSÃO E CONCLUSÕES</i>	37
3.1 - Análise dos Resultados	37
3.1.1 - Resultados Experimentais	37
3.1.2 - Resultados do Método de Monte Carlo	38
3.2 - Discussão dos Resultados	40
3.2.1 - Dependência da Seção de Choque Média (γ, p) com o Número de Massa A	40
3.3 - Conclusões	46
<u>APÊNDICE A</u> - <i>TRATAMENTO DOS DADOS</i>	47
A.1 - Introdução	47
A.1.1 - Desenvolvimento do Método dos Mínimos Quadra dos	47
A.2 - Aplicações	49
A.2.1 - Determinação da Seção de Choque Média, Utili zando a Aproximação Quadrada do Espectro ...	49
A.2.2 - Determinação da Dependência da Seção de Cho que Média Absoluta $\sigma(E_\gamma)$ com o Número de Mas sa A	50
BIBLIOGRAFIA	52

LISTA DE FIGURAS

<u>Fig.</u>	<u>Pág.</u>
1.3.3.1 - Seção de choque determinada pelo Método de Monte Carlo, versus o número de massa. A linha cheia representa o melhor ajuste obtido pelo Método dos Mínimos Quadrados no intervalo de energia de 300 MeV a 1000 MeV	21
2.6.1 - Seção de choque por quantum equivalente da reação $^{11}\text{B}(\gamma, p)^{10}\text{Be}^*$, versus energia do fóton. A reta representa o melhor ajuste obtido pelo Método dos Mínimos Quadrados	29
2.6.2 - Seção de choque por quantum equivalente da reação $^{16}\text{O}(\gamma, p)^{15}\text{N}^*$, versus energia do fóton. A linha cheia é o ajuste obtido pelo Método dos Mínimos Quadrados	30
2.6.3 - Seção de choque da reação $^{30}\text{Si}(\gamma, p)^{29}\text{Al}$, versus a energia do fóton	31
2.6.4 - Seção de choque por quantum equivalente da reação $^{40}\text{Ca}(\gamma, p)^{39}\text{K}$, versus energia do fóton. A reta apresentada é o melhor ajuste obtido pelo Método dos Mínimos Quadrados	32
2.6.5 - Seção de choque total da reação $^{68}\text{Zn}(\gamma, p)^{67}\text{Cu}$, versus a energia do fóton	33
2.6.6 - Seção de choque da reação $^{118}\text{Sn}(\gamma, p)^{117}\text{In}$ em função da energia do fóton. A curva mostra o comportamento da seção de choque total experimental	34

2.6.7 - Seção de choque total da reação $^{130}\text{Te}(\gamma, p)^{129}\text{Sb}$ versus a energia do fóton	35
3.1.1.1 - Seção de choque determinada experimentalmente, versus o número de massa A. A reta representa o melhor ajuste obtido pelo Método dos Mínimos Quadrados	38
3.1.2.1 - Representação das dependências com A^1 e $A^{2/3}$, da seção de choque média calculada pelo Método de Monte Carlo	39
3.2.1.1 - Seção de choque da reação $\gamma + p \rightarrow p + \pi^+ + \pi^-$ versus a energia do fóton	42
3.2.1.2 - Seção de choque (γ, p) versus a energia do fóton para a reação $^{12}\text{C}(\gamma, p)^{11}\text{B}$	42
3.2.1.3 - Seção de choque (γ, p) versus a energia do fóton para a reação $^{75}\text{As}(\gamma, p)^{74}\text{Ge}$	43
3.2.1.4 - Seção de choque (γ, p) versus a energia do fóton para a reação $^{238}\text{U}(\gamma, p)^{237}\text{Pa}$	44

LISTA DE TABELAS

<u>Tab.</u>	<u>Pág.</u>
1.3.1.1 - Valores dos parâmetros do raio nuclear	11
1.3.1.2 - Valores da energia de corte e características nucleares dos núcleos alvos (todas as energias em MeV)	12
1.3.2.1 - Probabilidade da reação (γ, p) $\Phi_p(k, A)$ obtida pelo Método de Monte Carlo	15
1.3.3.1 - Fator de Levinger	17
1.3.3.2 - Seção de choque da reação (γ, p) calculada (mb)	18
2.6.1 - Seções de choque médias absolutas	36

INTRODUÇÃO

O estudo de reações fotonucleares em núcleos complexos, no intervalo de energia 300MeV — 1000MeV, foi iniciado no Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas pelo Professor H. G. de Carvalho em 1967. A ele estavam associados pesquisadores do Instituto de Química Geral e Inorgânica da Universidade de Roma e do Laboratório de DESY (Hamburgo). As máquinas aceleradoras utilizadas foram as de Frascati (Itália), DESY (Alemanha) e Orsay (França). De 1967 a 1978 foram publicados em revistas de circulação internacional mais de trinta trabalhos em reações (γ, n) , $(\gamma, 2n)$, $(\gamma, xnyp)$ (*spallation*), reações de fragmentação e de fotofissão (1,32).

Em 1974, o Professor J.B. Martins realizou um estudo sistemático sobre reações (γ, n) , que constituiu sua tese de Doutorado (17). Este trabalho foi posteriormente publicado na Revista Brasileira de Física (28) e apresenta um estudo detalhado de reações diretas em núcleos complexos.

O presente trabalho tem por finalidade estabelecer a primeira estimativa para as seções de choque das reações (γ, p) em núcleos complexos em todo o intervalo de massa e no intervalo de energia de 300 MeV a 1000 MeV. Como se trata, também neste caso, de um estudo de reações diretas, utilizaremos os mesmos princípios da tese de J.B. Martins.

As reações diretas decorrem da ejeção de um pequeno número de nucleons e/ou pions do núcleo alvo e se caracterizam

por deixar um núcleo residual com uma energia de excitação que impossibilita a *evaporação* de outras partículas.

O modelo do *Quasi-Dêuteron*, proposto por Levin - ger⁽³³⁾ em 1951, e o mecanismo fotomesônico, estudado em 1957 e 1960 por Roos e Peterson^(34,35), foram os modelos propostos para explicar as interações primárias fóton-núcleo, na região de energias intermediárias.

No modelo do *Quasi-Dêuteron*, o fóton é absorvido por um par neutron-próton do núcleo. A seção de choque deste processo está intimamente ligada à fotodesintegração do dêuteron livre e ao número de *quasi-dêuterons* do núcleo. A seção de choque do *Quasi-Dêuteron* contribui para a seção de choque total inelástica até cerca de 0.5 GeV. Acima deste valor ela se torna desprezível porque a seção de choque de fotodesintegração do dêuteron é muito pequena acima desta energia. Em reações (γ, p) é desprezível por problemas de cinemática, a contribuição da interação via *Quasi-Dêuteron*. Isto pode ser verificado no trabalho "*Ineffectiveness of the Quasi-Deuteron Mechanism of Interaction Yielding $(\gamma, nucleon)$ Reactions on Complex Nuclei Above 150 MeV*"⁽³¹⁾.

Quando a energia do fóton incidente é igual ou maior que o limiar de fotoprodução de mésons π em núcleos simples (aproximadamente 0.15 GeV), notamos que as curvas de produção deixam de ser suaves. São observadas ressonâncias correspondentes à simples e à dupla produção de mésons π . O nosso trabalho tem por finalidade relacionar a seção de choque fotonuclear à seção de choque total da interação γ -nucleon.

Segundo Serber⁽³⁶⁾ e posteriormente Ref⁽³⁷⁾ a in -

teração de partículas ou fótons de altas energias com núcleos complexos se realiza em duas etapas:

- fase rápida ou de cascata; e
- fase lenta ou de evaporação.

Os processos utilizados para a estimativa das seções de choque das reações (γ, p) são:

- Método de Monte Carlo ⁽³⁸⁾: é um método estatístico aplicado à cascatas iniciadas por fótons no interior do núcleo. Foi aplicado na determinação das seções de choque médias dos elementos ^{12}C , ^{16}O , ^{19}F , ^{23}Na , ^{31}P , ^{51}V , ^{55}Mn , ^{56}Fe , ^{75}As , ^{103}Rh , ^{197}Au , ^{209}Bi e ^{238}U , no intervalo de energia de 0.3 GeV a 1 GeV; e
- estudo estatístico dos resultados, das seções de choque das reações (γ, p), obtidos experimentalmente para os elementos ^{11}B , ^{16}O , ^{30}Si , ^{40}Ca , ^{68}Zn , ^{118}Sn e ^{130}Te , que podem ser encontrados nas referências de (39) a (44).

Verificamos que no estudo das reações (γ, p), no intervalo de energias intermediárias, há escassez de dados experimentais, o que se deve ao fato de que apenas poucos grupos de pesquisa publicaram trabalhos a respeito.

Na apresentação do presente trabalho, seguiremos a seguinte sequência:

- o Capítulo I trata da parte teórica do Método de Monte Carlo, ou Método das Tentativas Estatísticas, usado na

estimativa das probabilidades das reações (γ, p) , no intervalo de energia de 0.25 GeV a 1.0 GeV;

- o Capítulo II apresenta os resultados experimentais, obtidos por outros pesquisadores e utilizados no nosso trabalho, ou seja, as seções de choque por quantum equivalente, e a determinação das seções de choque absolutas, utilizando a aproximação quadrada do espectro, no intervalo de energia de 300 MeV a 1000 MeV;

- o Capítulo III compara as seções de choque das reações (γ, p) obtidas por via experimental e pelo Método de Monte Carlo, a discussão desses resultados e as respectivas conclusões; e

- finalmente, o Apêndice A apresenta o tratamento estatístico dos dados obtidos.

Realizado nos moldes acima especificados e considerando-se a escassez de dados experimentais no estudo das reações (γ, p) no intervalo de energias intermediárias, esperamos que o presente trabalho contribua para um melhor entendimento das reações diretas.

CAPÍTULO I

REAÇÕES FOTONUCLEARES - CONSIDERAÇÕES GERAIS SOBRE AS SEÇÕES DE CHOQUE DAS REAÇÕES (γ, p)

1.1 - *Introdução*

As reações fotonúcleares podem ser classificadas em função da energia ou do comprimento de onda racionalizado⁽³⁵⁾ do fóton incidente. Segundo essa classificação, encontramos três regiões:

- a região de *Ressonância Gigante*, em que o fóton incidente tem um comprimento de onda da dimensão do diâmetro nuclear, ou seja, da ordem de 10 a 20 Fermis. Além disso, a seção de choque da interação depende do momento de dipolo induzido no núcleo como um todo;
- a região do *Quasi-Dêuteron* vem logo após a *Ressonância Gigante*. Inicia-se aproximadamente acima de 30 MeV e vai até cerca de 450 MeV. Nesta região, o comprimento de onda racionalizado do fóton tem a dimensão de sub-unidades nucleares. Como consequência, o fóton ou partícula incidente apresenta uma interação predominante com o par neutron-próton, que foi denominado por Lvinger⁽³³⁾ de *Quasi-Dêuteron*;
- a região *Fotomesônica* é a última das regiões e tem seu iní -

cio acima de 150 MeV. Nela o comprimento de onda do fóton é da ordem de grandeza do nucleon. A interação predominante é de fótons com nucleons individuais, isto é, a interação primária ocorre entre o fóton e um único nucleon, com a produção de mésons. O livre caminho médio dos fótons é grande na matéria nuclear e o núcleo é considerado como um aglomerado de nucleons livres.

As reações nucleares em altas energias podem ser explicadas pelo modelo de Serber⁽³⁶⁾, que se baseia na existência de dois estágios distintos e independentes:

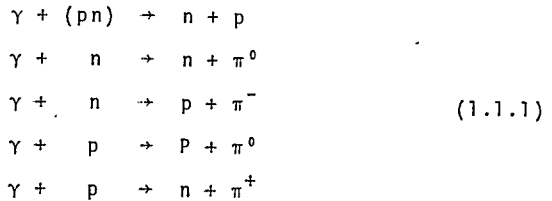
- primeiro estágio: é a fase rápida da reação e denomina-se processo de *cascata nuclear*. Inicia-se quando uma partícula ou fóton incidente interage com os nucleons do núcleo. As interações ocorrem com os nucleons individuais, as partículas que sofrem espalhamento devem apresentar trajetórias clássicas⁽⁴⁵⁾ e a saída de algumas partículas do núcleo acarreta uma variação no número de neutrons e prótons do núcleo inicial.

Outra ocorrência possível é a emissão de *clusters* ou aglomerados de partículas do núcleo, fenômeno este que constitui a fragmentação⁽¹²⁾.

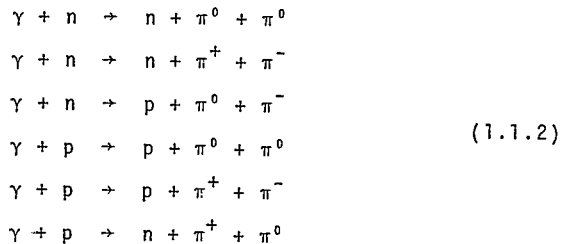
- segundo estágio: também chamado processo de *evaporação*, é a fase lenta da reação. Nela, o núcleo residual, ainda excitado após a *cascata*, retorna ao seu estado fundamental por emissão de partículas que são evaporadas do núcleo. A fissão nuclear⁽¹³⁾ compete com esta etapa de evaporação⁽⁴⁶⁾.

No caso de energias acima de 150 MeV, a interação do fóton com o núcleo pode ocorrer com o par neutron-próton ou com

o nucleon individual, isto \bar{e} , pode ocorrer segundo os modelos de *Quasi-Déuteron* ou *Fotomesônico*, através das seguintes reações primárias:



Ao se atingir o limiar da dupla produção de mésons (350 MeV), ocorrem as seguintes reações primárias:



1.2 - Estimativas das Seções de Choque das Reações (γ, p)

Os cálculos das estimativas para os valores das seções de choque das reações (γ, p) foram realizados em núcleos complexos, no intervalo de 0.3 GeV a 1 GeV.

Os núcleos estudados foram: ^{12}C , ^{16}O , ^{19}F , ^{23}Na , ^{31}P , ^{51}V , ^{55}Mn , ^{56}Fe , ^{75}As , ^{103}Rh , ^{197}Au , ^{209}Bi e ^{238}U .

Para o cálculo das seções de choque na fotoprodução de prótons utilizou-se o Método de Monte Carlo, no estudo de

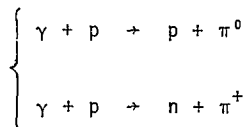
cascatas iniciadas por fôtons no interior da matéria nuclear.

Foram consideradas apenas as interações primárias dos tipos *Quasi-Dêuteron* e/ou *Fotomesônica*, excluindo-se nesta última a dupla produção de mēsons⁽⁶⁸⁾, posto que, neste caso, a excitação produzida no núcleo residual deve ser relativamente grande, originando-se portanto na fase lenta ou de evaporação a emissão de novas partículas.

As reações (γ, p) devem ocorrer somente na fase rápida ou de cascata, havendo a saída de um próton e de um mēson do núcleo. Estas partículas emitidas transportam uma quantidade tão grande de energia que o núcleo residual torna-se praticamente frio, isto é, o núcleo fica com uma energia de excitação tão pequena que impossibilita a reemissão de partículas.

Outras estimativas das seções de choque (γ, p) podem ser feitas com base na hipótese de que, nas regiões do *Quasi-Dêuteron* e *Fotomesônica*, o próton ou o par mēson-nucleon, produzidos na interação primária, devem abandonar o núcleo sem interações posteriores. Neste caso, é importante o estudo de transparências^(8,9) de núcleos complexos para mēsons e nucleons.

Acredita-se, pois, que a maior contribuição das reações (γ, p) em núcleos leves ocorram a partir das interações:



havendo a saída do nucleon de recuo e do mēson produzidos nos

eventos primários, sem nenhuma interação posterior com os outros nucleons do núcleo.

1.3 - Seção de Choque da Reação (γ, p) pelo Método de Monte Carlo

Face à inexistência de fórmulas baseadas em modelos nucleares que permitam a obtenção das seções de choque das reações (γ, p) na região de energias intermediárias, usamos o Método das Tentativas Estatísticas ou Método de Monte Carlo ⁽⁴⁷⁻⁴⁹⁾.

Para o estudo de cascatas intranucleares iniciadas por prótons, existem trabalhos utilizando o Método de Monte Carlo ⁽⁵⁰⁻⁵¹⁾. Mas, para o caso particular de cascata fotoproduzida, temos os trabalhos de Gabriel e Alsmiller ⁽⁵²⁾, V.S. Barashenkov *et al.* ⁽⁵³⁾ e a Tese de Doutorado de J.B. Martins ⁽¹⁷⁾.

Os trabalhos de Gabriel e Alsmiller permitem a determinação de parâmetros importantes em reações fotonucleares até 0.4 GeV. Como acima desta energia, torna-se grande a dupla produção de mésons via interação primária, surgem dificuldades na determinação das distribuições de energia e momento entre as três partículas resultantes da interação inicial (os dois mésons e o nucleon de recuo).

V.S. Barashenkov *et al.* apresentam em seu trabalho um cálculo sistemático detalhado das reações fotonucleares ampliando o intervalo de energia (50 MeV a 1 GeV). Além disto, o modelo de cascata intranuclear por eles usado leva em consideração a evaporação e a fissão do núcleo residual excitado.

No caso da reação (γ, p), as cascatas que se iniciam com a dupla produção de mésons não devem contribuir consideravelmente para a seção de choque, já que a excitação nuclear originada produzirá emissão de grande número de partículas.

1.3.1 - Método de Monte Carlo: Modelo e Desenvolvimento

1.3.1.a - Modelo Nuclear

O desenvolvimento do Método de Monte Carlo é realizado usando-se o modelo nuclear constituído por um gás de Fermi degenerado de nucleons. Neste, os prótons e neutrons, têm suas distribuições de momento iguais às distribuições de momento de um gás de Fermi no estado mais baixo de energia. Os nucleons encontram-se em um poço de potencial atrativo com dimensões nucleares.

Os nucleons encontram-se confinados em um volume esférico, igual ao volume do núcleo, o qual tem densidade constante.

A energia de Fermi máxima para prótons e neutrons é obtida pela equação:

$$E_F = \sqrt[3]{3^4 (\pi/4)^2} \frac{\hbar^2}{2m} \frac{1}{r_0^2} \left(\frac{N}{A}\right)^{2/3} \quad (1.3.1.1)$$

onde:

N é o número de prótons ou neutrons;

m é a massa do nucleon;

A é o número de massa do núcleo;

\hbar é a constante de Planck racionalizada; e

r_0 é o parâmetro do raio nuclear ($R = r_0 A^{1/3}$).

O potencial nuclear total para prótons e neutrons é

$$E_p = E_F + E_s$$

sendo E_s a energia de separação do último próton ou neutron ⁽⁵⁴⁾.

Se E_c é a energia de Coulomb na superfície do núcleo, a energia cinética T_c que o próton deve ter, dentro do núcleo, para atravessar a superfície nuclear será:

$$T_c = E_F + E_s + E_c$$

T_c é denominada energia de corte e E_F , neste caso, é a média entre a energia de Fermi para prótons e neutrons.

O conjunto das energias citadas acima, juntamente com o parâmetro do raio nuclear, são características dos núcleos, seus valores encontram-se nas Tabelas 1.3.1.1 e 1.3.1.2, para os elementos estudados.

TABELA 1.3.1.1 - Valores dos parâmetros do raio nuclear.

	Núcleos Leves	Núcleos Intermediários	Núcleos Pesados
r_0 (cm)	1.4×10^{-13}	1.3×10^{-13}	1.2×10^{-13}

TABELA 1.3.1.2 - Valores da energia de corte e características nucleares dos núcleos alvos (todas as energias em MeV).

Núcleo	Energia de Fermi		Energia de Separação do Último Nucleon	Energia de Coulomb na Superfície	Energia de Corte
	Neutrons	Prótons			
${}_{5}^{11}\text{B}$	26.0	23.0	6.0	1.9	32.4
${}_{8}^{16}\text{O}$	24.6	24.6	8.0	2.9	35.5
${}_{14}^{30}\text{Si}$	25.6	23.5	8.5	4.4	37.4
${}_{20}^{40}\text{Ca}$	28.5	28.5	8.6	6.2	43.3
${}_{30}^{68}\text{Zn}$	30.7	26.2	8.8	7.9	45.1
${}_{50}^{118}\text{Sn}$	36.7	29.9	8.5	12.0	53.9
${}_{52}^{130}\text{Te}$	37.7	28.8	8.4	12.1	53.8

1.3.1.b - Método de Monte Carlo

No estudo de cascatas iniciadas no interior do núcleo, o Método de Monte Carlo consiste no acompanhamento das trajetórias e das interações das partículas obtidas nos eventos primários, secundários, etc. Como as probabilidades das interações individuais são conhecidas, este método pode ser aplicado sem grande margem de erros.

Ao desenvolvimento total de uma cascata, desde a interação primária do fóton incidente com o nucleon até a obten-

ção do núcleo residual da fase rápida, após a emissão de partículas, dá-se o nome de *histórias*.

Os métodos estatísticos geralmente analisam um grande número de eventos para que a precisão nas medidas seja satisfatória, neste caso foram analisadas 10000 *histórias*.

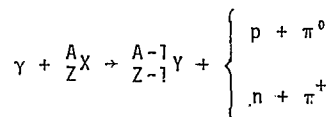
As partículas envolvidas na fase rápida de cascata de vem satisfazer às condições:

- i. a partícula é absorvida pelo núcleo, ou
- ii. a partícula sai do contorno geométrico do núcleo.

O desenvolvimento das etapas do Método de Monte Carlo é encontrado na ref. (17).

Para as reações (γ, p) o método das Tentativas Estatísticas é aplicado a cascatas iniciadas por fótons e, as *histórias* favoráveis são as que deixam o núcleo residual final da fase rápida com um próton a menos que o núcleo inicial.

As reações consideradas são:



e, para que estas ocorram, é necessário que o núcleo residual final após a cascata, durante a qual há emissão de um próton, tenha uma energia de excitação menor que a energia de corte.

O fato da energia de excitação ser menor que a energia de corte é para garantir a não emissão de outras partículas após a fase rápida, ou seja, o processo deve ocorrer na fase rápida.

1.3.2 - Probabilidade de Reação (γ, p) pelo M \bar{e} todo de Monte Carlo

A determinação da seção de choque de uma reação (γ, p), pelo Método das Tentativas Estatísticas, é função da probabilidade de ocorrência da reação. Esta probabilidade $\Phi_p(E_\gamma, A)$, função da energia do fóton e do número de massa, corresponde à relação entre o número de *histórias* favoráveis para cada energia do fóton incidente e o número total de *histórias*. A Tab. 1.3.2.1 apresenta os valores das probabilidades $\Phi_p(E_\gamma, A)$ para os núcleos ^{12}C , ^{16}O , ^{19}F , ^{23}Na , ^{31}P , ^{51}V , ^{55}Mn , ^{56}Fe , ^{75}As , ^{103}Rh , ^{197}Au , ^{209}Bi e ^{238}U .

1.3.3 - Seção de Choque Absoluta da Reação (γ, p)

Acima do limiar para a fotoprodução de mésons, ou seja, para energias do fóton maiores que 150 MeV, a seção de choque $\sigma(\gamma, p)$ das reações (γ, p) pode ser apresentada pela fórmula

$$\sigma(\gamma, p) = \left[A\sigma_0(E_\gamma)\delta + \frac{LNZ}{A}\sigma_D(E_\gamma)\delta' \right] \Phi_p(E_\gamma, A) \quad , \quad (1.3.3.1)$$

onde:

- o termo entre colchetes é a seção de choque inelástica total;
- $A\sigma_0(E_\gamma)\delta$ é a parte correspondente ao fotoméson;
- $\frac{LNZ}{A}\sigma_D\delta'$ é a parte relativa à interação com o *Quasi-Dêuteron*;
- os fatores δ e δ' estão relacionados à excitação nuclear e ,

TABELA 1.3.2.1 - Probabilidade da reação $(\gamma, p) \phi_p(k, A)$ obtida pelo Método de Monte Carlo.

Energia (MeV)	^{12}C	^{16}O	^{19}F	^{23}Na	^{31}P	^{51}V
250	0.084±0.008	0.068±0.008	0.073±0.008	0.071±0.007	0.059±0.007	0.055±0.007
300	0.154±0.011	0.139±0.010	0.131±0.010	0.139±0.010	0.127±0.010	0.113±0.010
400	0.161±0.011	0.146±0.011	0.143±0.011	0.144±0.011	0.140±0.010	0.129±0.010
500	0.186±0.011	0.183±0.012	0.176±0.011	0.170±0.011	0.165±0.011	0.159±0.011
600	0.225±0.013	0.222±0.013	0.212±0.012	0.217±0.012	0.211±0.012	0.204±0.012
700	0.222±0.013	0.214±0.012	0.203±0.012	0.208±0.012	0.205±0.012	0.189±0.012
800	0.209±0.012	0.203±0.012	0.192±0.012	0.193±0.012	0.192±0.012	0.174±0.011
900	0.203±0.012	0.196±0.012	0.187±0.012	0.180±0.012	0.171±0.011	0.157±0.011
1000	0.187±0.012	0.180±0.012	0.173±0.011	0.166±0.011	0.165±0.011	0.145±0.011

TABELA 1.3.2.1 - (continuação)

Energia (MeV)	^{55}Mn	^{56}Fe	^{75}As	^{103}Rh	^{197}Au	^{209}Bi	^{238}U
250	0.047±0.006	0.048±0.006	0.039±0.006	0.034±0.005	0.022±0.004	0.021±0.004	0.021±0.004
300	0.112±0.010	0.112±0.010	0.097±0.009	0.089±0.009	0.065±0.007	0.064±0.007	0.064±0.007
400	0.129±0.010	0.129±0.010	0.131±0.010	0.124±0.010	0.115±0.010	0.111±0.009	0.113±0.010
500	0.157±0.011	0.153±0.011	0.152±0.011	0.140±0.010	0.142±0.011	0.135±0.010	0.142±0.011
600	0.194±0.012	0.297±0.012	0.184±0.012	0.182±0.012	0.168±0.011	0.169±0.011	0.168±0.011
700	0.183±0.012	0.183±0.012	0.166±0.011	0.172±0.011	0.145±0.011	0.151±0.011	0.148±0.011
800	0.166±0.011	0.166±0.011	0.155±0.011	0.153±0.011	0.128±0.010	0.130±0.010	0.129±0.010
900	0.150±0.011	0.151±0.011	0.140±0.010	0.141±0.010	0.110±0.009	0.110±0.009	0.109±0.009
1000	0.143±0.011	0.146±0.011	0.128±0.010	0.129±0.010	0.103±0.009	0.103±0.009	0.100±0.009

para energias maiores que 1 GeV, são aproximadamente iguais à unidade;

- $\Phi_p(E_\gamma, A)$ é a probabilidade da reação (γ, p) ;
- $\sigma_0(E_\gamma)$ é a seção de choque inelástica total da interação do fóton com o nucleon individual, corrigida para o movimento dos nucleons, com valores retirados da ref. (55);
- L é o fator de Levinger, cujos valores foram obtidos por meio do ajuste da curva da ref. (20), e são encontrados, para os elementos estudados na Tab. 1.3.3.1; e
- $\sigma_D(E_\gamma)$ é a seção de choque de fotodesintegração do dêuteron (56).

TABELA 1.3.3.1 - Fator de Levinger

Núcleo	^{11}B	^{16}O	^{30}Si	^{40}Ca	^{68}Zn	^{118}Sn	^{130}Te
L	5.3	5.8	7.0	8.7	8.7	10.2	10.5

Na eq. (1.3.3.1) levamos em consideração as contribuições dos modelos do *Quasi-Dêuteron* e *Fotomesônico*.

A Tab. 1.3.3.2 apresenta os resultados das seções de choque das reações (γ, p) nos núcleos ^{12}C , ^{16}O , ^{19}F , ^{23}Na , ^{31}P , ^{51}V , ^{55}Mn , ^{56}Fe , ^{75}As , ^{103}Rh , ^{197}Au , ^{209}Bi e ^{238}U , em função das energias dos fótons. Na última linha da tabela estão representados os valores médios das seções de choque das reações (γ, p) no intervalo de energia de 0.3 GeV a 1 GeV em milibarns.

TABELA 1.3.3.2 - Seção de choque da reação (γ, p) calculada (mb).

Energia (MeV)	^{12}C	^{16}O	^{19}F	^{23}Na	^{31}P	^{51}V
250	0.39±0.07	0.43±0.08	0.55±0.11	0.66±0.12	0.77±0.15	1.21±0.24
300	0.95±0.15	1.16±0.18	1.31±0.21	1.70±0.27	2.19±0.34	3.18±0.52
400	0.62±0.11	0.76±0.13	0.88±0.16	1.08±0.19	1.43±0.25	2.20±0.40
500	0.37±0.08	0.49±0.11	0.56±0.12	0.45±0.15	0.87±0.19	1.39±0.31
600	0.40±0.06	0.53±0.08	0.60±0.09	0.75±0.11	0.98±0.15	1.57±0.24
700	0.42±0.06	0.54±0.07	0.61±0.09	0.76±0.10	1.00±0.14	1.52±0.22
800	0.40±0.06	0.51±0.07	0.58±0.08	0.70±0.10	0.94±0.13	1.28±0.21
900	0.33±0.05	0.43±0.06	0.49±0.07	0.57±0.09	0.73±0.11	1.10±0.17
1000	0.29±0.05	0.37±0.06	0.43±0.07	0.49±0.08	0.66±0.11	0.96±0.16
$\bar{\sigma}_{\text{calc.}}$	0.47±0.08	0.54±0.10	0.67±0.11	0.86±0.14	1.06±0.18	1.65±0.28

TABELA 1.3.3.2 - (continuação)

Energia (MeV)	^{55}Mn	^{56}Fe	^{75}As	^{103}Rh	^{197}Au	^{209}Bi	^{238}U
250	1.19 ± 0.24	1.17 ± 0.25	1.30 ± 0.29	1.60 ± 0.38	2.10 ± 0.57	2.13 ± 0.59	2.46 ± 0.68
300	3.41 ± 0.56	3.48 ± 0.57	4.10 ± 0.70	5.27 ± 0.92	7.66 ± 1.46	8.03 ± 1.53	9.21 ± 1.75
400	2.38 ± 0.43	2.43 ± 0.44	3.33 ± 0.60	4.38 ± 0.80	7.96 ± 1.47	8.17 ± 1.52	9.52 ± 1.05
500	1.48 ± 0.33	1.47 ± 0.33	1.97 ± 0.44	2.51 ± 0.57	4.94 ± 1.13	4.79 ± 1.15	5.99 ± 1.37
600	1.61 ± 0.25	1.67 ± 0.26	2.09 ± 0.33	2.86 ± 0.45	5.09 ± 0.82	5.44 ± 0.88	6.17 ± 1.00
700	1.59 ± 0.23	1.62 ± 0.23	1.96 ± 0.29	2.80 ± 0.39	4.51 ± 0.69	4.98 ± 0.75	5.56 ± 0.85
800	1.44 ± 0.22	1.47 ± 0.22	1.84 ± 0.28	2.49 ± 0.38	3.99 ± 0.63	4.30 ± 0.68	4.86 ± 0.77
900	1.13 ± 0.18	1.16 ± 0.18	1.44 ± 0.23	1.99 ± 0.32	2.97 ± 0.51	3.15 ± 0.54	3.55 ± 0.60
1000	1.02 ± 0.17	1.06 ± 0.17	1.24 ± 0.21	1.72 ± 0.29	2.62 ± 0.47	2.78 ± 0.50	3.08 ± 0.56
$\bar{\sigma}_{\text{calc.}}$	1.75 ± 0.30	1.77 ± 0.30	2.21 ± 0.39	3.03 ± 0.51	5.09 ± 0.90	5.33 ± 0.95	6.04 ± 1.01

A Fig. 1.3.3.1 representa o logarítmo do valor médio das seções de choque determinadas pelo Método de Monte Carlo, no intervalo de energia de 0.3 GeV a 1 GeV, versus o logarítmo do número de massa A, para os núcleos estudados.

A reta da Fig. 1.3.3.1 constitui o melhor ajuste dos pontos obtidos por intermédio do Método dos Mínimos Quadrados. O tratamento dos dados acha-se desenvolvido no Apêndice A.

Utilizando-se esse ajuste, estabelecemos uma dependência entre o valor médio da seção de choque estimada e o número de massa, sendo sua expressão analítica

$$\bar{\sigma}_{MC} = (0.058 \pm 0.002)A^{0.849 \pm 0.007}. \quad (1.3.3.2)$$

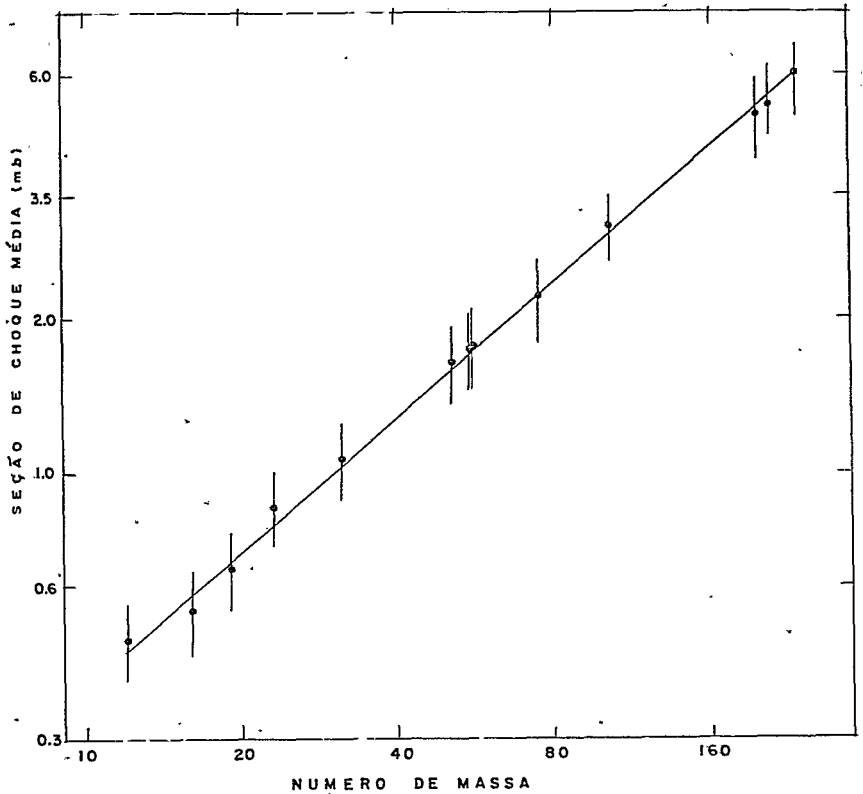


FIGURA 1.3.3.1 - Seção de choque determinada pelo Método de Monte Carlo, versus o número de massa. A linha cheia representa o melhor ajuste obtido pelo Método dos Mínimos Quadrados das seções de choque médias no intervalo de energia de 300 MeV a 1000 MeV.

CAPÍTULO II

PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

DETERMINAÇÃO DA SEÇÃO DE CHOQUE ABSOLUTA

2.1 - Introdução

Antes de apresentarmos os resultados experimentais, daremos uma explicação sobre as grandezas físicas que foram determinadas no decorrer do trabalho.

Na primeira parte do capítulo descreveremos o significado da seção de choque por quantum equivalente e sua importância na determinação da seção de choque absoluta.

Logo a seguir apresentamos as seções de choque das reações (γ, p) nos núcleos ^{11}B , ^{16}O , ^{30}Si , ^{40}Ca , ^{68}Zn , ^{118}Sn e ^{130}Te , no intervalo de energia de aproximadamente 100 MeV a 800 MeV. Esses dados experimentais que foram retirados da literatura científica, são apresentados nas Figs. de 2.6.1 a 2.6.7 e podem ser encontradas nas refs. de (39) a (44).

2.2 - Seção de Choque por Quantum Equivalente

As reações fotonucleares em energias intermediárias se realizam por intermédio de fótons de *bremsstrahlung*, resul-

tantes das colisões de feixes de elétrons em radiadores. Como não existem feixes de elétrons monoenergéticos, são difíceis os estudos experimentais das reações fotonucleares em altas energias. A única alternativa que nos resta é usar fótons de *bremstrahlung*, embora estejamos sujeitos a erros experimentais.

Para cada irradiação com *bremstrahlung* de energia máxima E_0 , podemos calcular a seção de choque por quantum equivalente $\sigma_Q(E_0)$ pela expressão:

$$\sigma_Q(E_0) = \frac{N_e}{N_a Q} \quad , \quad (2.2.1)$$

onde:

- N_e é o número de eventos da reação em estudo;
- N_a é o número de átomos por cm^2 do elemento alvo; e
- Q o número de fótons equivalentes, incidentes no alvo durante a irradiação.

A intensidade do espectro de *bremstrahlung* $I(k, E_0)$, é determinada pela equação

$$I(k, E_0) = kN(k, E_0) \frac{E_0}{qC} \quad , \quad (2.2.2)$$

onde:

- $N(k, E_0)$ é o número de fótons com energia entre k e $k+dk$;
- k é a energia do fóton k , do espectro de *bremstrahlung* produzido por elétrons de energia máxima E_0 ;

- q é a carga elétrica coletada no quantômetro; e
- C é a constante do quantômetro medida em MeV/Coulomb.

A carga elétrica medida no quantômetro, se deve à transferência de energia do feixe de *bremstrahlung* ao referido quantômetro, e é igual a:

$$q = \frac{1}{C} \int_0^{E_0} kN(k, E_0) dk \quad (2.2.3)$$

A energia total E_t , transferida pelo feixe é:

$$E_t = \int_0^{E_0} kN(k, E_0) dk \quad (2.2.4)$$

Em função das eqs. (2.2.2), (2.2.3) e (2.2.4) podemos escrever a intensidade do espectro como:

$$I(k, E_0) = k N(k, E_0) \frac{E_0}{E_t} \quad (2.2.5)$$

A razão entre a energia total E_t , e a energia máxima de *bremstrahlung* E_0 , é igual ao número de fótons equivalentes Q . Esta razão representa o número de fótons equivalentes ao feixe de *bremstrahlung*, mas neste feixe todos os fótons agem como se tivessem energia máxima E_0 .

A expressão de Q é pois:

$$Q = \frac{E_t}{E_0} \quad (2.2.6)$$

Finalmente, a intensidade do espectro em função do \bar{n} número de fótons equivalentes \bar{e} :

$$I(k, E_0) = \frac{k N(k, E_0)}{Q} \quad (2.2.7)$$

2.3 - Seção de Choque Absoluta

Podemos determinar a seção de choque absoluta de uma reação σ_k , conhecendo a seção de choque por quantum equivalente σ_Q , e a intensidade do espectro de *bremstrahlung* $I(k, E_0)$.

Para relacionarmos σ_k e σ_Q por intermédio de $I(k, E_0)$, vamos admitir que o número de eventos da reação em estudo dN_e , seja dado por:

$$dN_e = N_a N(k, E_0) \sigma_k(k) dk \quad (2.3.1)$$

e que sejam:

- N_a o número de átomos por cm^2 e por fóton de energia entre k e $k+dk$;
- $N(k, E_0)$ o número de fótons num espectro de energia máxima E_0 ;
- $\sigma_k(k)$ a seção de choque da reação, na energia k .

A integral de (2.3.1), para todas as energias do espectro \bar{e} :

$$N_e = N_a \int_0^{E_0} \sigma_k(k) N(k, E_0) dk \quad (2.3.2)$$

Usando a definição de σ_Q de (2.2.1) e a eq. (2.2.7), temos:

$$\sigma_Q(E_0) = \frac{1}{Q} \int_0^{E_0} \sigma_k(k) N(k, E_0) dk \quad (2.3.3)$$

e

$$N(k, E_0) = \frac{Q}{k} I(k, E_0) \quad (2.3.4)$$

Assim a eq. (2.3.3) pode ser escrita como:

$$\sigma_Q(E_0) = \int_0^{E_0} \sigma_k(k) \frac{I(k, E_0)}{k} dk \quad (2.3.5)$$

A relação (2.3.5) é chamada equação de Fredholm ou equação de Volterra de 1ª espécie. $I(k, E_0)/k$ é o *kernel* que transforma a seção de choque por quantum equivalente na seção de choque absoluta.

2.4 - Aproximação Quadrada do Espectro

A seção de choque por quantum equivalente é uma medida que apresenta grande quantidade de erros, daí a necessidade

de usarmos a seção de choque absoluta da reação. A transformação entre estas seções de choque é realizada usando-se a *aproximação quadrada do espectro*.

Denominamos *aproximação quadrada do espectro* a aproximação da função $I(k, E_0)$ realizada da seguinte maneira:

$$I(k, E_0) = \begin{cases} 1 & 0 \leq k \leq E_0 \\ 0 & k > E_0 \end{cases} \quad (2.4.1)$$

Ao usarmos a aproximação acima na equação de Fredholm obtemos a relação:

$$\sigma_Q(E_0) = \int_0^{E_0} \sigma_k(k) \frac{dk}{k} \quad (2.4.2)$$

Considerando a seção de choque absoluta $\sigma_k(k)$, constante num intervalo de energia ΔE_0 verificamos:

$$\sigma_Q(E_0 + \Delta E_0) = \int_0^{E_0} \sigma_k \frac{dk}{k} + \sigma_k \int_{E_0}^{E_0 + \Delta E_0} \frac{dk}{k} \quad (2.4.3)$$

Subtraindo (2.4.3) de (2.4.2) temos:

$$\Delta \sigma_Q(E_0) = \sigma_k(k) \int_{E_0}^{E_0 + \Delta E_0} d(\ln k) \quad (2.4.4)$$

assim,

$$\sigma_k(k) = \frac{\Delta\sigma_Q(E_0)}{\Delta \ln E_0} \quad (2.4.5)$$

onde ao aplicarmos os limites de integração obtemos:

$$\sigma_k(k) = \frac{d \sigma_Q(E_0)}{d \ln E_0} \quad (2.4.6)$$

2.5 - Seção de Choque Absoluta Utilizando a Aproximação Quadrada do Espectro

Da eq. (2.4.6) podemos escrever:

$$\sigma_Q(E_0) = \sigma_k(k) \ln E_0 + \text{cte} \quad (2.5.1)$$

Ao utilizarmos o Método dos Mínimos Quadrados descrito no Apêndice A, verificamos a existência de uma dependência linear entre as seções de choque por quantum equivalente $\sigma_Q(E_0)$, e o logaritmo da energia do fóton, no intervalo de energia considerado.

As representações gráficas dessas dependências lineares se encontram nas Figs. 2.6.1, 2.6.2 e 2.6.4. Os coeficientes angulares dessas retas representam os valores médios das seções de choque absolutas $\bar{\sigma}_{\text{exp}}(k)$ para os núcleos ^{11}B , ^{16}O e ^{40}Ca , respectivamente.

2.6 - Resultados Experimentais

a) Reação $^{11}\text{B}(\gamma, p)^{10}\text{Be}^*$

J.O. Adler, G.G. Jonsson e K. Lindgreen⁽³⁹⁾ estudaram a reação $^{11}\text{B}(\gamma, p)^{10}\text{Be}^*$ no intervalo de energias intermediárias.

Foram estudadas reações (γ, p) no intervalo de energia de 100 MeV a 800 MeV utilizando o método de ativação.

O alvo usado, constituído de boro natural com 99,4% de pureza contido em um envólucro cilíndrico de alumínio, tinha uma espessura de $5\text{g}/\text{cm}^2$.

A atividade gama na amostra foi medida com um detetor Ge(Li) fazendo um ângulo de 135° com o feixe de fótons. As irradiações foram feitas para energias máximas de *bremstrahlung* entre 100 MeV e 800 MeV, e para estas energias pelo menos duas medidas foram realizadas cada qual com duração maior do que 24 horas.

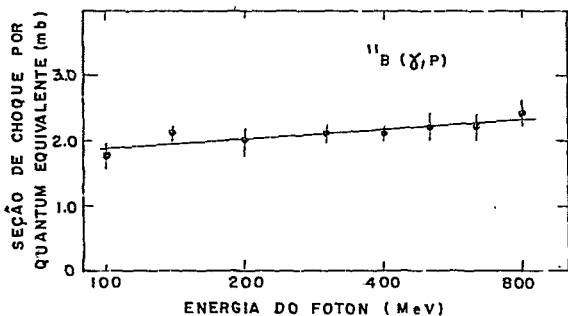


FIGURA 2.6.1 - Seção de choque por quantum equivalente da reação $^{11}\text{B}(\gamma, p)^{10}\text{Be}^*$, versus energia do fóton. A reta representa o melhor ajuste obtido pelo Método dos Mínimos Quadrados.

Na Fig. 2.6.1 estão representados os valores das seções de choque por quantum equivalente versus o logaritmo natural da energia máxima do espectro de *bremstrahlung*. A reta cheia representa o ajuste realizado por intermédio dos mínimos

quadrados. As barras verticais representam os erros estatísticos e o erro sistemático total nos picos de energia de *bremsstrahlung* é estimado em torno de 10%.

b) Reação $^{16}\text{O}(\gamma, p)^{15}\text{N}^*$

O estudo sistemático da reação $^{16}\text{O}(\gamma, p)^{15}\text{N}^*$ em função da energia máxima de *bremsstrahlung* entre 100 e 800 MeV foi realizado por J.O. Adler, G. Andersson, B. Forkman, G.G. Jonsson e K. Lindgreen⁽⁴⁰⁾.

Um feixe de fótons de *bremsstrahlung*, produzido pelo Síncrotron de Lünd, após atravessar um alvo cilíndrico de *plexiglass* e cheio de água destilada é absorvido por um quantômetro de Wilson.

A radiação foi detetada por um detetador Ge(Li) de 31 cm^3 disposto de modo a formar um ângulo de 135° com o feixe no interior da cavidade.

A Fig. 2.6.2 mostra os valores da seção de choque por quantum equivalente versus o logarítmo natural de energia máxi

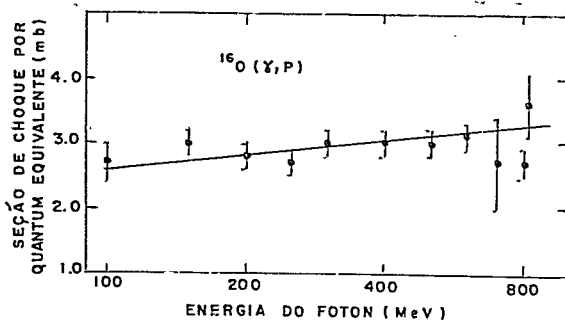


FIGURA 2.6.2 - Seção de choque por quantum equivalente da reação $^{16}\text{O}(\gamma, p)^{15}\text{N}^*$, versus energia do fóton. A linha cheia é o ajuste obtido pelo Método dos Mínimos Quadrados.

ma de *bremstrahlung*. A linha cheia corresponde ao ajuste dos pontos experimentais pelo Método dos Mínimos Quadrados.

c) Reação $^{30}\text{Si}(\gamma, p)^{29}\text{Al}$

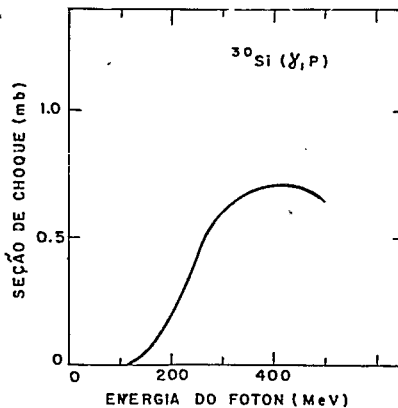
B. Bülow, B. Johnsson e M. Nilsson⁽⁴¹⁾ estudaram a reação $^{30}\text{Si}(\gamma, p)^{29}\text{Al}$. A produção da reação (γ, p) no ^{30}Si foi medida em função da energia máxima de *bremstrahlung* em energias entre 75 MeV e 800 MeV usando o método de ativação.

O alvo de ^{30}Si , de 99,9% de pureza e contido em um envoltório de *Lucite* foi irradiado por um feixe de *bremstrahlung* não-colimado obtido pelo Síncrotron de Lund.

Após a irradiação a atividade γ foi medida com um detector Ge(Li) de 35 cm^3 de volume.

A produção da reação estudada em função da energia de *bremstrahlung* encontra-se na Fig. 2.6.3 (linha cheia).

FIGURA 2.6.3 - Seção de Choque da reação $^{30}\text{Si}(\gamma, p)^{29}\text{Al}$, versus a energia do fóton.



d) Reação $^{40}\text{Ca}(\gamma, p)^{39}\text{K}$

A reação $^{40}\text{Ca}(\gamma, p)^{39}\text{K}$ foi estudada por J.O. Adler , B. Bülow, G.G. Jonsson e K. Lindgreen⁽⁴²⁾.

Um alvo constituído de cálcio metálico de composição natural e de 1.5 g/cm^2 de espessura foi irradiado por um feixe de *bremstrahlung* de energia máxima entre 100 e 750 MeV.

A atividade gama foi medida com um detetor de Ge(Li) com 35 cm^3 formando um ângulo de 135° com o feixe de *bremstrahlung* incidente.

A Fig. 2.6.4 mostra a seção de choque por quantum equivalente versus o logaritmo natural da energia máxima do espectro de *bremstrahlung* e a reta corresponde ao ajuste dos pontos experimentais pelo Método dos Mínimos Quadrados.

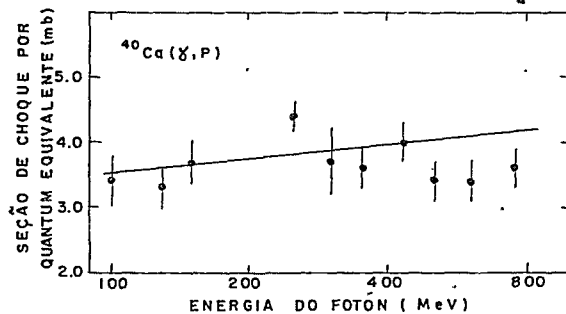


FIGURA 2.6.4 - Seção de choque por quantum equivalente da reação $^{40}\text{Ca}(\gamma, p)^{39}\text{K}$, versus energia do fóton. A reta apresentada é o melhor ajuste obtido pelo Método dos Mínimos Quadrados.

e) Reação $^{68}\text{Zn}(\gamma, p)^{67}\text{Cu}$

B. Břlow, B. Johnsson e M. Nilsson⁽⁴¹⁾ estudaram a reação (γ, p) no ^{68}Zn no intervalo de energias intermediárias usando o método de ativação.

As irradiações se realizaram por meio de um feixe de *bremsstrahlung* não colimado, obtido pelo Síncrotron de Lund, no intervalo de energia de 75 a 800 MeV.

O material alvo, ^{68}Zn com 98% de pureza, estava contido em um envoltório de *Lucite* de espessura menor que 0.1 (comprimentos de radiação).

Após a irradiação a atividade gama foi medida com um detector de Ge(Li) de 35 cm³ de volume.

A Fig. 2.6.5 mostra a seção de choque total versus a energia máxima do espectro de *bremsstrahlung*.

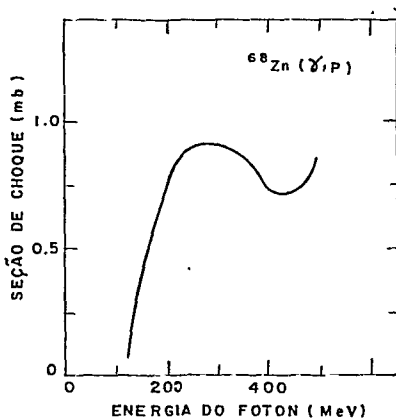


FIGURA 2.6.5 - Seção de choque total da reação $^{68}\text{Zn}(\gamma, p)^{67}\text{Cu}$, versus a energia do fóton.

f) Reação $^{118}\text{Sn}(\gamma, p)^{117}\text{In}$

G. Andersson, B. Bjölow, B. Johnsson, G. G. Jonsson e M. Nilsson⁽⁴³⁾ refinaram o cálculo analítico da seção de choque (γ, p) do ^{118}Sn no intervalo de energia de 150 - 750 MeV, levando em consideração a contribuição da fotoprodução de píons.

Amostras de ^{118}Sn enriquecidas a $97.06 \pm 0.10\%$, na forma de SnO_2 , foram irradiadas por um feixe de elétrons do Síncrotron de Lund, no intervalo de energia de 75 MeV a 800 MeV⁽⁴⁴⁾.

O material alvo, empacotado em envólucro de *Lucite* e de espessura menor que 0.5 g/cm^3 , foi obtido do Oak Ridge National Laboratory.

A Fig. 2.6.6 apresenta a seção de choque média da reação $^{118}\text{Sn}(\gamma, p)^{117}\text{In}$ como função da energia do fóton, onde a curva cheia representa a seção de choque-experimental total da reação.

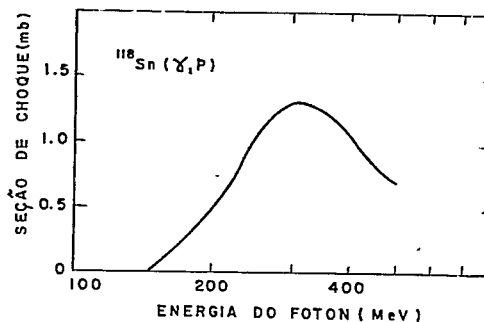
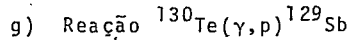


FIGURA 2.6.6 - Seção de choque da reação $^{118}\text{Sn}(\gamma, p)^{117}\text{In}$ em função da energia do fóton. A curva mostra o comportamento da seção de choque total experimental.



A reação (γ, p) no ^{130}Te em energias intermediárias foi estudada por B. Břlow, B. Johnsson e M. Nilsson⁽⁴¹⁾.

O material alvo ^{130}Te com 99.5% de pureza contido em envoltório de *Lucite* foi irradiado por um feixe de elétrons do Síncrotron de Lund.

A atividade gama após a irradiação foi medida com um detetor $\text{Ge}(\text{Li})$ de 35 cm^3 de volume.

A curva da produção da reação estudada como função da energia máxima de *bremsstrahlung* é apresentada na Fig. 2.6.7 e os erros experimentais encontrados são estimados em torno de 25%.

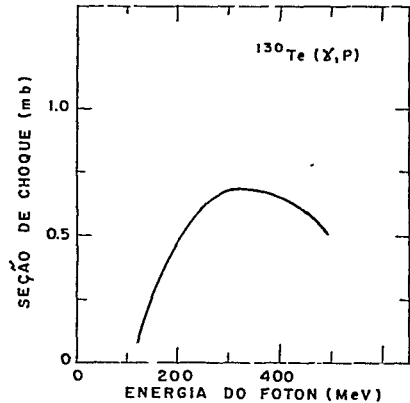


FIGURA 2.6.7 - Seção de choque total da reação $^{130}\text{Te}(\gamma, p)^{129}\text{Sb}$, versus energia do fóton.

A Tab. 2.6.1 apresenta as seções de choque médias absolutas, obtidas pelo Método dos Mínimos Quadrados, e os resultados dos trabalhos experimentais.

Na última coluna encontramos as seções de choque médias absolutas estimadas pelo Método de Monte Carlo, no intervalo de energia de 300 MeV a 1000 MeV, e seus respectivos erros.

TABELA 2.6.1 - Seções de choque médias absolutas.

Reação	Intervalo de Energia (MeV)	Seção de Choque Média Absoluta (Experimental) (mb)	Ref.	Seção de Choque Média Absoluta (Monte Carlo) 300MeV - 1000MeV (mb)
$^{11}\text{B}(\gamma, p)^{10}\text{Be}^*$	100 - 800	0.17 ± 0.05	39	0.44 ± 0.02
$^{16}\text{O}(\gamma, p)^{15}\text{N}^*$	200 - 600	0.28 ± 0.10	40	0.61 ± 0.03
$^{30}\text{Si}(\gamma, p)^{27}\text{Al}$	120 - 500	0.49 ± 0.12	41	1.04 ± 0.06
$^{40}\text{Ca}(\gamma, p)^{39}\text{K}$	130 - 430	0.33 ± 0.36	42	1.33 ± 0.08
$^{68}\text{Zn}(\gamma, p)^{67}\text{Cu}$	120 - 500	0.76 ± 0.19	41	2.09 ± 0.13
$^{118}\text{Sn}(\gamma, p)^{117}\text{In}$	150 - 500	0.98 ± 0.20	43-44	3.33 ± 0.23
$^{130}\text{Te}(\gamma, p)^{129}\text{Sb}$	120 - 500	0.57 ± 0.14	41	3.62 ± 0.25

CAPÍTULO III

DISCUSSÃO E CONCLUSÕES

3.1 - Análise dos Resultados

A Tabela 2.6.1 do final do Capítulo II, apresenta os valores das seções de choque médias absolutas calculadas por intermédio dos resultados experimentais e através do Método de Monte Carlo.

3.1.1 - Análise dos Resultados Experimentais

O resultado final obtido dos dados experimentais é mostrado na Fig. 3.1.1.1. Esta representa os logaritmos naturais das seções de choque médias experimentais $\bar{\sigma}_{\text{exp}}(E_{\gamma})$, nos intervalos de energia considerados, versus os logaritmos dos números de massa dos núcleos estudados.

A linha cheia da Fig. 3.1.1.1 representa a melhor reta encontrada usando-se o ajuste dos mínimos quadrados. A análise detalhada do tratamento dos dados encontra-se no Apêndice A.

A dependência linear entre o logaritmo de $\bar{\sigma}_{\text{exp}}(E_{\gamma})$ e o logaritmo do número de massa fornece a seguinte expressão analítica:

$$\bar{\sigma}_{\text{exp}}(E_{\gamma}) = (0.036 \pm 0.029)A^{0.718 \pm 0.177} \quad (3.1.1.1)$$

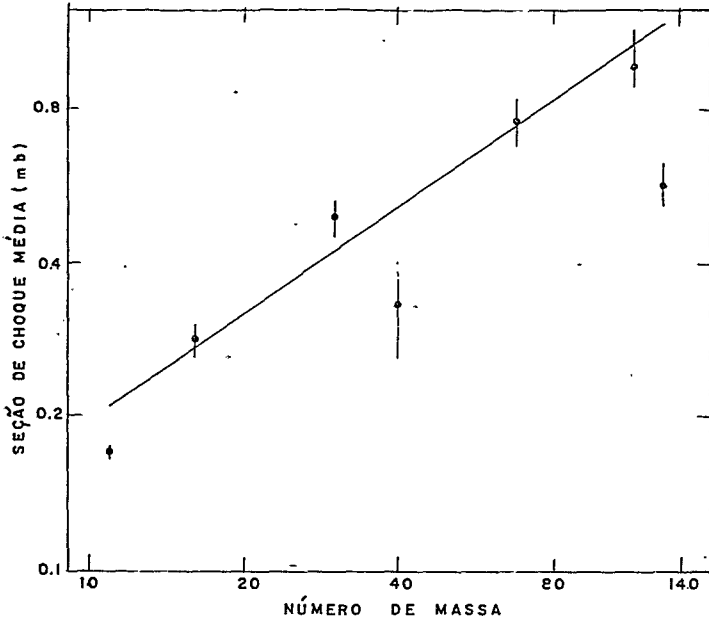


FIGURA 3.1.1.1 - Seção de choque média determinada experimentalmente, versus o número de massa A. A reta representa o melhor ajuste obtido pelo Método dos Mínimos Quadrados.

3.1.2 - Resultados do Método de Monte Carlo

O Método de Monte Carlo fornece resultados que estão representados na Fig. 3.1.2.1. A reta encontrada foi obtida usando-se o ajuste dos mínimos quadrados (Apêndice A), para os valores médios das seções de choque calculadas pelo Método de Monte Carlo. A mesma reta pode ser vista na Fig. 1.3.3.1 (Cap. I).

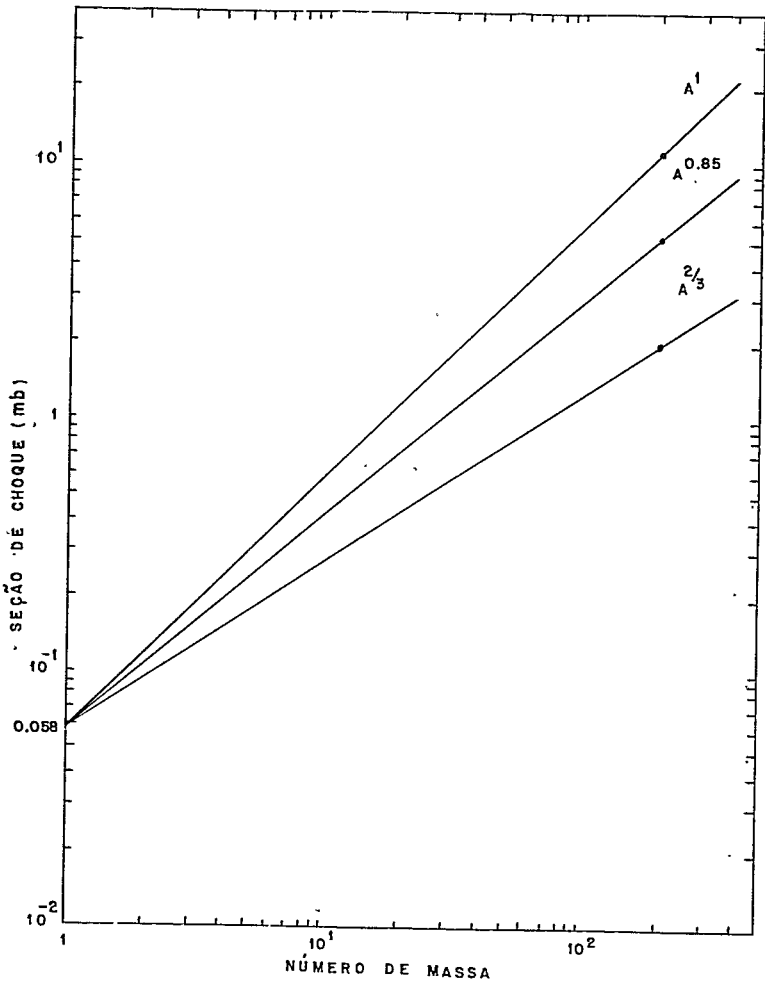


FIGURA 3.1.2.1 - Representação das dependências com A^1 e $A^{2/3}$, da seção de choque média calculada pelo Método de Monte Carlo.

A dependência entre as seções de choque médias calculadas $\bar{\sigma}_{MC}(E_\gamma)$ e o número de massa A é:

$$\bar{\sigma}_{MC}(E_\gamma) = (0.058 \pm 0.002)A^{0.849 \pm 0.007} \quad (3.1.2.1)$$

A Fig. 3.1.2.1 apresenta ainda duas linhas tracejadas. A primeira delas (de cima para baixo) mostra a dependência de $\bar{\sigma}_{MC}(E_\gamma)$ com A^1 e a outra a dependência com $A^{2/3}$.

3.2 - Discussão dos Resultados

3.2.1 - Dependência da Seção de Choque Média (γ, p) com o Número de Massa A

A literatura científica apresenta inúmeros trabalhos relacionando o rendimento da fotoprodução de mēsons com o número de massa, entretanto pouco se sabe a respeito da dependência entre as seções de choque das reações induzidas por fōtons com o número de massa.

Em vários trabalhos sobre o rendimento da fotoprodução de mēsons (57-63), verificou-se que este era proporcional a $A^{2/3}$, ou seja, a fotoprodução de mēsons em núcleos complexos era um efeito predominantemente de superfície.

Butler e Wilson (64, 65) mostram que nem todos os nucleons dentro do núcleo participam na fotoprodução de mēsons, e que a maioria dos mēsons fotoproduzidos no interior do núcleo

são absorvidos. W.M. McClelland⁽⁶⁶⁾ estabeleceu uma seção de choque para a fotoprodução de mēsons proporcional a $A^{3/4}$. Shramenko e colaboradores⁽⁶⁷⁾ verificaram as proporcionalidades com $A^{0.83 \pm 0.05}$ e $A^{0.81 \pm 0.03}$ para fōtons de 1.2 GeV, e utilizando os resultados de transparências⁽⁸⁻⁹⁾.

Segundo McClelland e Shramenko, verificamos que os efeitos de fotoprodução de mēsons não são exclusivamente de superfície.

Nosso trabalho alēm de levar em consideração a simples produção de mēsons impōe que haja uma reação do tipo:

$${}^A_Z X(\gamma, p) {}^{A-1}_Z Y \quad . \quad (3.2.1.1)$$

A dupla produção de mēsons não foi considerada nas interações primárias, isto ē, não acompanhamos as cascatas iniciais por fōtons que produzam dupla produção de mēsons. Todavia, no cālculo da probabilidade de uma reação (γ, p) , ela foi levada em consideração. Os fatores desta correção foram obtidos da curva da Fig. 3.2.1.1⁽⁶⁸⁾.

As Figs. 3.2.1.2, 3.2.1.3 e 3.2.1.4 mostram as seções de choque das reações (γ, p) versus a energia do fōton para o ${}^{12}_C$, ${}^{75}_{As}$ e ${}^{238}_{U}$.

A dependência da seção de choque média das reações (γ, p) com o número de massa ē proporcional a A^α onde

$$\frac{2}{3} < \alpha < 1 \quad . \quad (3.2.1.2)$$

Para os resultados obtidos pelo Método de Monte Carlo

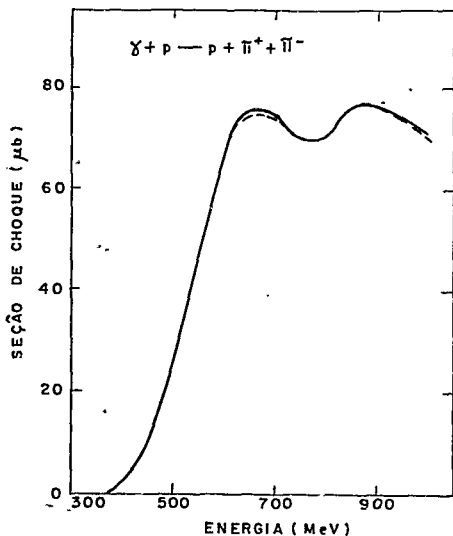


FIGURA 3.2.1.1 - Seção de choque da reação $\gamma + p \rightarrow p + \pi^+ + \pi^-$ versus a energia do fóton.

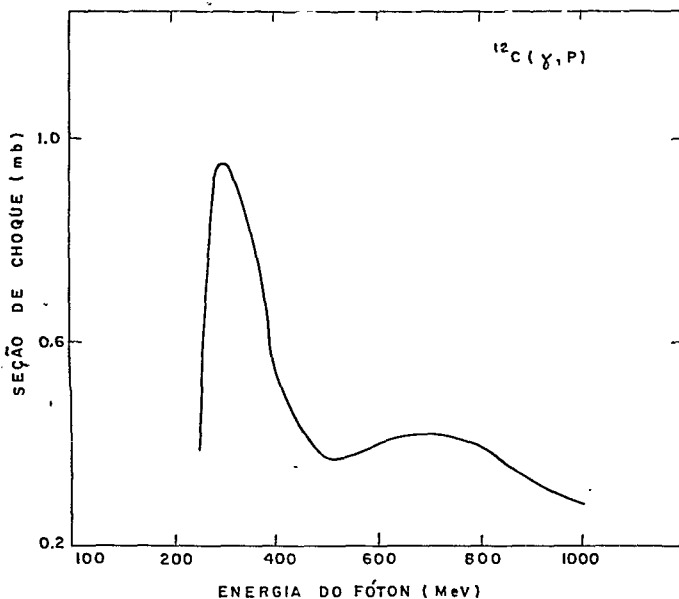


FIGURA 3.2.1.2 - Seção de choque (γ, p) versus energia do fóton para a reação $^{12}\text{C}(\gamma, p)^{11}\text{B}$.

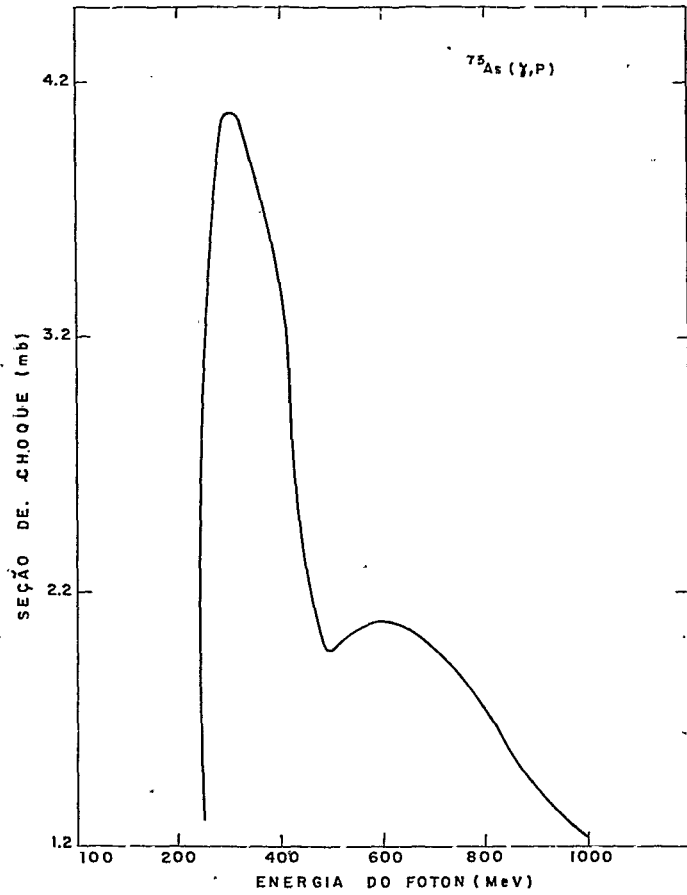


FIGURA 3.2.1.3 - Seção de choque (γ, p) versus energia do fóton para a reação $^{75}\text{As}(\gamma, p)^{74}\text{Ge}$.

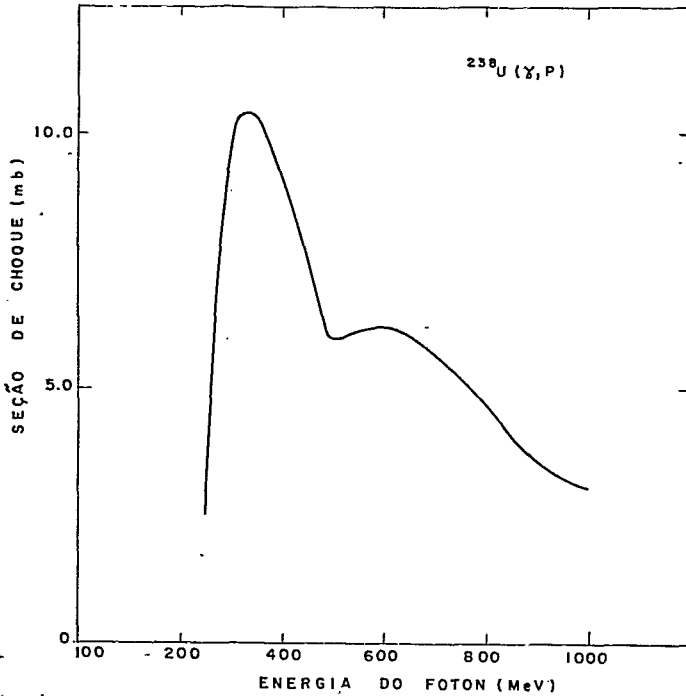


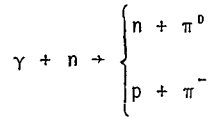
FIGURA 3.2.1.4 - Seção de choque (γ, p) versus energia do fóton para a reação $^{238}\text{U}(\gamma, p)^{237}\text{Pa}$.

$\alpha = 0.849 \pm 0.007$ e para o ajuste dos pontos experimentais $\alpha = 0.718 \pm 0.177$.

Podemos justificar os resultados encontrados para α da seguinte maneira:

a) - as interações primárias consideradas, no caso da fotoionização com o próton e o nêutron são do tipo:

$$\gamma + p + \begin{cases} p + \pi^0 \\ n + \pi^+ \end{cases}$$



Nesses casos é necessário que o núcleo inicial seja levado, por interações posteriores do méson e do nucleon, a um núcleo residual final que difere deste primeiro por uma unidade quer no número atômico, quer no número de massa. Além disto, o núcleo residual deve permanecer com uma energia de excitação tal que impossibilite a emissão de novas partículas.

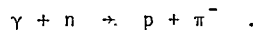
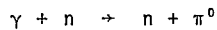
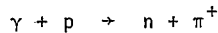
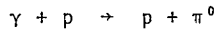
- b) - A múltipla produção de mésons não deve contribuir para as reações (γ, p) porque a probabilidade da saída simultânea de mésons e do nucleon de recuo é pequena. Quando isto acontece há uma grande excitação nuclear capaz de produzir a saída de muitas partículas.
- c) - A interação via *Quasi-Dêuteron* também não contribui para a seção de choque da reação (γ, p) . Isto ocorre porque para que haja reação (γ, p) via *Quasi-Dêuteron* é necessário que o próton saia do núcleo e o neutron fique retido. Esta absorção do neutron pelo núcleo acarreta um aumento da energia nuclear, o que implica na emissão de outras partículas.

A produção da reação (γ, p) não é um efeito nem puramente de superfície nem totalmente de volume; isto é visto da dependência da seção de choque (γ, p) com o número de massa. Esta não é proporcional, nem a $A^{2/3}$ (efeito de superfície), nem a A^1 , apesar da interação do fóton com o nucleon poder ocorrer em qualquer parte do núcleo.

3.3 - Conclusões

As conclusões do estudo das reações (γ, p) realizadas em núcleos leves, intermediários e pesados, no intervalo de energias intermediárias são as seguintes:

- 1) Há um bom acordo entre os valores das seções de choque médias das reações (γ, p) estimadas pelo Método de Monte Carlo, utilizando fótons monoenergéticos, e os resultados experimentais, utilizando fótons de *bremsstrahlung*.
- 2) Como nas reações (γ, n), a seção de choque da reação (γ, p) cresce com o número de massa.
- 3) As interações primárias que contribuem para as reações (γ, p) são as reações vias fotomesônicas que se seguem:



- 4) A dupla produção de mésons não contribui para as reações (γ, p).
- 5) As reações (γ, p) se realizam na fase rápida, ou de cascata da reação, e são explicadas pelo acompanhamento das diversas etapas da cascata intranuclear iniciada pelo fóton.
- 6) Os nossos resultados possibilitam o cálculo das seções de choque das reações (γ, p) em núcleos complexos no intervalo de energia de 0.3 GeV a 1 GeV.

APÊNDICE A

TRATAMENTO DOS DADOS

A.1 - *Introdução*

Em várias partes do nosso trabalho foi utilizado o ajuste de dados pelo Método dos Mínimos Quadrados. Este Apêndice tem a finalidade de descrever o referido método e as particularizações para os casos específicos em que foi aplicado.

A.1.1 - Desenvolvimento do Método dos Mínimos Quadrados

Se y_i é o valor de uma dada medida em função de uma variável independente x_i e assumindo-se que a dependência entre elas é linear, então

$$y_i = a x_i + b \quad (\text{A.1.1.1})$$

onde a e b são parâmetros a determinar.

Os valores desses parâmetros são dados pelas equações:

$$a = \frac{N \sum p_i (x_i y_i) - \sum p_i x_i \sum p_i y_i}{N \sum p_i x_i^2 - (\sum p_i x_i)^2} \quad (\text{A.1.1.2})$$

$$b = \frac{\sum p_i x_i^2 \sum p_i y_i - \sum p_i x_i \sum p_i x_i y_i}{N \sum p_i x_i^2 - (\sum p_i x_i)^2} \quad (\text{A.1.1.3})$$

onde N é o número total de medidas e p_i é o peso estatístico do valor da medida y_i .

O peso estatístico da medida y_i é inversamente proporcional ao quadrado do erro de δy_i , ou seja,

$$p_i = \frac{k}{(\delta y_i)^2}, \quad (\text{A.1.1.4})$$

onde k é uma constante de proporcionalidade e δy_i é o erro em y_i .

Se normalizamos a soma dos pesos para o número total de medidas temos:

$$\sum p_i = N \quad (\text{A.1.1.5})$$

e

$$\sum p_i = k \sum \frac{1}{(\delta y_i)^2} = N \quad (\text{A.1.1.6})$$

Assim, a constante de proporcionalidade é obtida pela expressão:

$$k = \frac{N}{\sum \left(\frac{1}{\delta y_i}\right)^2} \quad (\text{A.1.1.7})$$

O erro padrão é calculado pela relação:

$$\delta = \sqrt{\frac{\sum p_i (\Delta y_i)^2}{N - 2}} \quad (\text{A.1.1.8})$$

onde Δy_i é o afastamento do ponto y_i à reta calculada.

Em função do erro padrão podemos determinar os erros dos parâmetros a e b por intermédio das seguintes equações:

$$\delta_a = \delta \sqrt{\frac{N}{N \sum p_i x_i^2 - (\sum p_i x_i)^2}} \quad (\text{A.1.1.9})$$

$$\delta_b = \delta \sqrt{\frac{\sum p_i x_i^2}{N \sum p_i x_i^2 - (\sum p_i x_i)^2}} \quad (\text{A.1.1.10})$$

Quando utilizamos este ajuste, para dependência linear de y_i com x_i , nem todos os dados iniciais são aproveitados. A regra de seleção estabelecida elimina os valores dos dados afastados da reta de uma distância maior que o dobro do erro padrão.

A.2 - Aplicações

A.2.1 - Determinação da Seção de Choque Média, Utilizando a Aproximação Quadrada do Espectro

Na aproximação quadrada do espectro existe uma depen-

dência linear entre a seção de choque por quantum equivalente e o logarítmo natural da energia, ou seja,

$$\sigma_{Qi} = \sigma_i(E_\gamma) \ln E + b \quad . \quad (A.2.1.1)$$

Fazendo-se

$$\sigma_{Qi} = y_i \quad ; \quad \sigma_i(E_\gamma) = a \quad ; \quad e \quad \ln E_i = x_i \quad ,$$

podemos aplicar as expressões obtidas anteriormente para determinarmos a seção de choque média absoluta e seu erro.

Os coeficientes angulares das retas são as seções de choque médias absolutas determinadas com a aproximação quadrada do espectro nos intervalos de energia considerados.

Na Tab. 2.6.1 podemos encontrar os referidos valores.

A.2.2 - Determinação da Dependência da Seção de Choque Média Absoluta $\bar{\sigma}(E_\gamma)$ com o Número de Massa A

No intervalo de energia de 300 MeV a 1000 MeV, verificamos a existência de uma dependência linear entre o logarítmo da seção de choque média absoluta $\bar{\sigma}(E_\gamma)$ e o logarítmo do número de massa A.

A expressão analítica é da forma:

$$\bar{\sigma}(E_\gamma) = a \ln A + \ln B \quad (\text{A.2.2.1})$$

ou escrevendo de outra forma

$$\bar{\sigma}(E_\gamma) = B A^a \quad (\text{A.2.2.2})$$

Se fizermos

$$\ln \bar{\sigma}(E_\gamma) = y_i \quad ; \quad \ln A_i = x_i \quad \text{e} \quad \ln B = b$$

na eq. (A.2.2.1), podemos usar as expressões do primeiro parágrafo deste Apêndice para o ajuste desejado.

Utilizando-se os valores apresentados na Tab. 2.6.1 para as seções de choque médias absolutas, obtemos as seguintes expressões para a dependência de $\bar{\sigma}(E_\gamma)$ com o número de massa:

a) Seção de Choque Média Absoluta Experimental

$$\bar{\sigma}_{\text{exp}}(E_\gamma) = (0.036 \pm 0.029) A^{0.718 \pm 0.177}$$

b) Seção de Choque Média Absoluta Determinada pelo Método de Monte Carlo

$$\bar{\sigma}_{\text{MC}}(E_\gamma) = (0.058 \pm 0.002) A^{0.849 \pm 0.007}$$

BIBLIOGRAFIA

- 1 - V. di Napoli, D. Margadonna, F. Salvetti, H.G. de Carvalho and J.B. Martins, "The (γ, n) Reaction in Gold at Energies Between 0.4 GeV and 0.9 GeV", *Lett. Nuovo Cim.*, 1, I, (1969), 121-122.
- 2 - V. di Napoli, D. Margadonna, F. Salvetti, H.G. de Carvalho and J.B. Martins, "Gamma-Neutron Reactions in Rhodium at Energies Between 0.4 GeV and 0.9 GeV", *Lett. Nuovo Cim.*, 1, I, (1969), 308-310.
- 3 - V. di Napoli, A.M. Lacerenza, D. Margadonna, F. Salvetti, H.G. de Carvalho and J.B. Martins, "Some Yield Measurements of (γ, n) and $(\gamma, 2n)$ Processes in Gold at Energies Between 0.3 GeV and 1 GeV", Report UR/CN, (1970), 70-71, *Lett. Nuovo Cim.*, 1, 2, (1971), 65-67.
- 4 - V. di Napoli, D. Margadonna, F. Salvetti, H. G. de Carvalho and J.B. Martins, "Minor Reaction for High Energy Bremsstrahlung Beams", Report UR/CN, (1970), 70-72, *Nucl. Instr. Meth.*, 93, (1971), 77-81.
- 5 - V. di Napoli, A.M. Lacerenza, F. Salvetti, H.G. de Carvalho and J.B. Martins, "Production of ^{24}Na and ^{22}Na from ^{27}Al by High Energy Photons", Report UR/CN, (1970), 70-73, *Lett. Nuovo Cim.*, 1, 20, (1971), 835-838.
- 6 - V. di Napoli, A.M. Lacerenza, D. Margadonna, F. Salvetti, S.M. Terenzi, H.G. de Carvalho and J.B. Martins, "Distribuzione di Massa dei Prodotti di Fissione del ^{209}Bi Indotta da Bremsstrahlung de 1000 MeV", *Gazz. Chim. Ital.*, 101, (1971), 117-128.
- 7 - V. di Napoli, F. Salvetti, H.G. de Carvalho and J.B. Martins, "Cross Section of the $^{238}\text{U}(\gamma, n)^{237}\text{U}$ Reaction at Ener

- gies Between 300 MeV and 1000 MeV", *Lett. Nuovo Cim.*, 1, 13, (1971), 538-540.
- 8 - H.G. de Carvalho, J.B. Martins, O.A.P. Tavares, R.A.M.S. Nazareth and V. di Napoli, "Transparencies of Complex Nuclei and Photoproduced Pions", *Notas de Física*, vol. XVII, (1971), nº 4, *Lett. Nuovo Cim.*, 2, 22 (1971), 1139-1145.
- 9 - H.G. de Carvalho, J.B. Martins, O.A.P. Tavares, R.A.M.S. Nazareth and V. di Napoli, "Some Remarks on the Transparency of Complex Nuclei to Photoproduced Charged Pions at Intermediate Energies", *Lett. Nuovo Cim.*, 4, 9 (1972), 365-368.
- 10 - H.G. de Carvalho, J.B. Martins, O.A.P. Tavares, V. di Napoli and 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.
- 11 - V. di Napoli, A.M. Lacerenza, F. Salvetti, S.M. Terenzi, H.G. de Carvalho and J.B. Martins, "Photoproduction of ^{18}F from ^{27}Al at Energies Between 0.3 and 1 GeV", *J. Inorg. Nucl. Chem.*, 35, (1973), 1419-1427.
- 12 - V. di Napoli, F. Salvetti, M.L. Terranova, H.G. de Carvalho and J.B. Martins, "Photon-Induced Fragmentation in ^{27}Al and ^{32}S by 1 GeV Bremsstrahlung", *Phys. Rev. C*, 8, 1, (1973), 206-209.
- 13 - H.G. de Carvalho, J.B. Martins, O.A.P. Tavares, V. di Napoli and M.L. Terranova, "On the Photofission Cross Section of ^{209}Bi , ^{232}Th and ^{238}U at Intermediate Energies", *Notas de Física*, vol. XXI, (1973), 67, nº 5.
- 14 - F. Salvetti, C. Aurisicchio, V. di Napoli, M.L. Terranova, H.G. de Carvalho and 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), 1003-1010.

- 15 - V. di Napoli, M.L. Terranova, H.G. de Carvalho and J. B. Martins, "The (γ, n) Reaction in ^9Be at Energies Between 0.3 GeV and 1 GeV", *Gazz. Chim. Ital.*, 104, (1974), 463-470.
- 16 - V. di Napoli, J.B. Martins, G. Persichelli and M.L. Terranova, "On the Isomeric Yield Ratio $^{52}\text{Mn}^g$ and $^{52}\text{Mn}^m$ Photo production from ^{55}Mn at Intermediate Energies", *Lett. Nuovo Cim.*, 11, 3, (1974), 179-182.
- 17 - J.B. Martins, "Reações (γ, n) em Núcleos no Intervalo $12 \leq A \leq 238$ na Região de Energias Intermediárias", Tese de Doutorado, (1974), Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas.
- 18 - V. di Napoli, F. Salvetti, M.L. Terranova, H.G. de Carvalho, J.B. Martins and O.A.P. Tavares, " (γ, n) Reactions in Complex Nuclei at Intermediate Energies", *Gazz. Chim. Ital.*, 105, (1975), 67-74.
- 19 - V. di Napoli, G. Rosa, F. Salvetti, M.L. Terranova, H.G. de Carvalho, J.B. Martins and O.A.P. Tavares, "Photodisintegration of Light and Medium Weight-Nuclei at Intermediate Energies I - Photoproduction of ^{18}F , ^{22}Na and ^{24}Na from Targets with Masses up to 40", *J. Inorg. Nucl. Chem.*, 37, (1975), 1101-1105.
- 20 - V. di Napoli, F. Salvetti, M.L. Terranova, H.G. de Carvalho, J.B. Martins and O.A.P. Tavares, "Systematics of the (γ, n) Reaction in Complex Nuclei at Intermediate Energies at Semiempirical Approach", *Gazz. Chim. Ital.*, 105, (1975), 317-337.
- 21 - J.B. Martins, O.A.P. Tavares, M.L. Terranova and V. di Napoli, "The $^{16}\text{O}(\gamma, 4p5n)^7\text{Be}$ as a Monitor of Intermediate Energy Bremsstrahlung Doses", *Nucl. Instr. Meth.*, 131, (1975), 569-572.
- 22 - H.G. de Carvalho, J.B. Martins, O.A.P. Tavares, V. di Napoli, M.L. Terranova and K. Tesch, "Photofission Cross Sections of ^{209}Bi , ^{232}Th and ^{238}U Above 1 GeV", *Lett. Nuovo Cim.*, 14, (1975), 615-621.

- 23 - J.B. Martins, O.A.P. Tavares, M.L. Terranova and V. di Napoli, "Some Remarks on ^{13}N Photoproduction from ^{16}O and ^{19}F at Intermediate Energies", *Lett. Nuovo Cim.*, 15, (1976), 364-368.
- 24 - H.G. de Carvalho, J.B. Martins, I.O. de Souza and O.A.P. Tavares, "Spontaneous Emission of Heavy-Ions from Uranium", *An. Acad. Brasil. Ciênc.*, 48, (1976), 205, Preprint CBPF, A0013/76, (1976).
- 25 - V. di Napoli, G. Rosa, F. Salvetti, M.L. Terranova, H.G. de Carvalho, J.B. Martins and O.A.P. Tavares, "Photodisintegration of Light and Medium-Weight Nuclei at Intermediate Energies II", *J. Inorg. Nucl. Chem.*, 38, (1976), 1-5.
- 26 - V. di Napoli, M.L. Terranova, H.G. de Carvalho, J.B. Martins, J.D. Pinheiro Filho and O.A.P. Tavares, "Cross Sections of (γ, xn) Reactions in Complex Nuclei at Intermediate Energies", Preprint CBPF-A0036/76, (1976), *J. Inorg. Nucl. Chem.*, 39, (1978), 1727-1732.
- 27 - V. di Napoli, F. Salvetti, M.L. Terranova, J.B. Martins, O.A.P. Tavares and H.G. de Carvalho, "Photodisintegration of Light and Medium Weight Nuclei at Intermediate Energies III - Spallation of Vanadium, Manganese, Iron and Cobalt", Preprint CBPF-A0014/77, (1977), *J. Inorg. Nucl. Chem.*, 40, (1978), 175-182.
- 28 - J.B. Martins, H.G. de Carvalho, M. Foshina, J.D. Pinheiro Filho, V. di Napoli, F. Salvetti, O.A.P. Tavares and M.L. Terranova, "Analysis of Intermediate Energy (γ, n) Reactions in Complex Nuclei", Preprint CBPF-A0026/77, (1977), *Rev. Bras. de Física*, 8, (1978), 51-87, nº 1.
- 29 - V. di Napoli, J.B. Martins, G. Rosa, F. Salvetti, O.A.P. Tavares, M.L. Terranova and H.G. de Carvalho, "Photodisintegration of Light and Medium Weight Nuclei at Intermediate Energies - IV Photoproduction of ^7Be and ^{11}C from Targets with Masses up to 40", Preprint CBPF-A0027/77, (1977), *Journ. Inorg. Nucl. Chem.*, 40, (1978), 1619-1622.

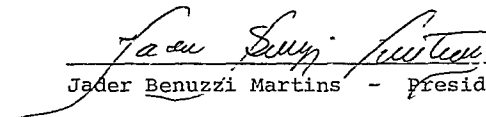
- 30 - V. di Napoli, M.L. Terranova, J.B. Martins and O.A.P. Tavares, "A Modified Mass-Yield Formula for Intermediate-Energy Spallation of Medium-Weight Nuclei", Preprint CBPF-A0049/77, (1977), *Let. Nuovo Cim.*, 21, (1978), 83-88, n^o 3.
- 31 - V. di Napoli, M.L. Terranova, J.B. Martins, J.D. Pinheiro Filho and O.A.P. Tavares, "Ineffectiveness of the Quasi-Deuteron Mechanism of Interaction Yielding (γ , nucleon) Reactions on Complex Nuclei Above 150 MeV", Preprint CBPF-A0017/78, (1978), *Let. Nuovo Cim.*, 23, (1978), 424-428, n^o 3.
- 32 - J.B. Martins, V. di Napoli, O.A.P. Tavares, M.L. Terranova and R. Portanova, "An Attempt to Analyse Spallation Yields with a Four-Parameter Formula", Preprint CBPF-A0024/78, (1978).
- 33 - J.S. Levinger, "Nuclear Photodisintegration", *Phys. Rev.*, 84, (1951), 43, Oxford University Press, (1960).
- 34 - V.Z. Peterson and C.E. Roos, "Production of Photostars by Bremsstrahlung of 250 to 500 MeV", *Phys. Rev.*, 105 (1957), 1620.
- 35 - C.E. Roos and V.Z. Peterson, "Photodissociation of Complex Nuclei at Energies Between the Mesonic Threshold and 1150 MeV", *Phys. Rev.*, 124, (1961), 1610.
- 36 - R. Serber, "Nuclear Reactions at High Energies", *Phys. Rev.*, 72, (1947), 1114.
- 37 - I. Reff, "Nuclear Photostar Production", *Phys. Rev.*, 91, (1953), 150.
- 38 - M.L. Goldberger, "The Interaction of High Energy Neutrons and Heavy Nuclei", *Phys. Rev.*, 74, (1948) 1269.
- 39 - J. O. Adler, G.G. Jonsson and K. Lindgren, "The Reaction $^{11}\text{B}(\gamma, p)^{10}\text{Be}^*$ at Intermediate Energies", *Nucl. Phys.*, A 239, (1975), 440-444.

- 40 - J.O. Adler, G. Andersson, B. Forkman, G.G. Jonsson and K. Lindgren, "The $^{16}\text{O}(\gamma, n)^{15}\text{O}^*$ and $^{16}\text{O}(\gamma, p)^{15}\text{N}^*$ Reactions at Intermediate Energies", *Nucl. Phys.*, A 171, (1971), 560 - 574.
- 41 - B. Bülow, B. Johnsson and M. Nilsson, "The (γ, p) Reaction on ^{30}Si , ^{68}Zn and ^{130}Te at Intermediate Energies", *Z. Physik*, A 282, (1977), 261-265.
- 42 - J.O. Adler, B. Bülow, G.G. Jonsson and K. Lindgren, "Photonucleon Reactions in ^{40}Ca at Intermediate Energies", *Nucl. Phys.*, A 280, (1977), 325-329.
- 43 - G. Andersson, B. Bülow, B. Johnsson, G.G. Jonsson and M. Nilsson, "On the Reaction $^{118}\text{Sn}(\gamma, p)^{117}\text{In}$ at Intermediate Energies", *Z. Physik*, A 285, (1978), 335-336.
- 44 - B. Bülow, M. Eriksson and G.G. Jonsson, "Some $(\gamma, lpxn)$ Reactions in ^{118}Sn at Intermediate Energies", *Z. Physik*, A 275, (1975), 261-267.
- 45 - P.A. Benioff, "Nuclear Structure and Simple Nuclear Reactions", *Phys. Rev.*, 119, (1960), 324.
- 46 - V. Weisskopf, "Statistic and Nuclear Reactions", *Phys. Rev.*; 52, (1937), 295.
- 47 - B. Adler, "Method in Computational Physics", Academic Press, (1963), New York.
- 48 - Yu. A. Shreider, "Method of Statistical Testing Monte Carlo Method", Elsevier Publishing Co., (1964), Amsterdam.
- 49 - E.O. Caswell, "A Practical Manual on the Monte Carlo Method for Random Problems", Pergamon Press, (1959), N.York.
- 50 - N. Metropolis, R. Bivins, M. Storm, A. Turkevich and G. Friedlander, "Monte Carlo Calculation on Intranuclear Cascades I. Low-Energy Studies", *Phys. Rev.*, 110, (1958), 185.

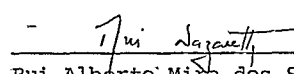
- 51 - N. Metropolis, R. Bivins, M. Storm, J.M. Miller, G. Friedlander and A. Turkevich, "Monte Carlo Calculation on Intranuclear Cascades II. High-Energy Studies and Pion Processes", *Phys. Rev.*, 110, (1958), 204.
- 52 - T.A. Gabriel and R.G. Alsmiller, "Photonuclear Disintegration at High Energies (< 350 MeV)", *Phys. Rev.*, 182, (1969), 1035-1050.
- 53 - V.S. Barashenkov, F.G. Geréghi, A.S. Iljinov, G.G. Jons-son and V.D. Toneev, "A Cascade-Evaporation Model for Photonuclear Reactions", *Nucl. Phys.*, A 231, (1974), 462-476.
- 54 - A.H. Wapstra and N.B. Gove, *Nuclear Data Tables*, 9 (1971), 265.
- 55 - G.A. Vartapetyan, N.A. Demekhyna, V.I. Kasilov, Yu. N. Ranyuk, P.V. Sorokin and A.G. Khudaverdyan, "Photofission Cross Section up to 5 BeV. Supergiant Resonance in Photonuclear Reactions", *Vad. Fiz.*, 14, (1971), 65; translation Sovietic *J. Nucl. Phys.*, 14, (1972), 37.
- 56 - J.S. Leyinger, "Sum Rules for Photodisintegration of the Deuteron", *Phys. Rev.*, 97, (1955), 970.
- 57 - R.F. Mozley, "Production of π^+ -Mesons by X-Rays as a Function of Atomic Number", *Phys. Rev.*, 80, (1950), 493.
- 58 - W.K.H. Panofsky, J.N. Steiberger and J. Stetler, "Further Results on the Production of Neutral Mesons by Photons", *Phys. Rev.*, 86, (1952), 180.
- 59 - R.M. Littauer and D. Walker, "Charged Photomesons from Various Nuclei", *Phys. Rev.*, 86, (1952), 838.
- 60 - W.S.C. Williams, K.M. Crowe and R.M. Friedman, "Z Dependence of Positive Photopion Production", *Phys. Rev.*, 105, (1957), 1840.
- 61 - J.R. Waters, "Photoproduction of Charged π Mesons from Nuclei", *Phys. Rev.*, 113, (1959), 1133.

- 62 - W. Imhof, E.A. Knapp, H. Easterday and V. Perez-Mendez ,
"Z Dependence of Positive Pions Production by Photons",
Phys. Rev., 108, (1957), 1040.
- 63 - A.S. Belousov, V.M. Popova, W. G. Semashka, E.V. Shitov,
E.I. Tamm, V.I. Verksler and F.R. Iagudina, *Proceedings of
the CERN Symposium on High-Energy Accelerators and Pions
Physics*, Geneva (1956), European Organization of Nuclear
Research, vol. II, (1956), 288.
- 64 - S.T. Butler, "Surface Production of Charged Mesons by Pho-
tons on Nuclei", *Phys. Rev.*, 87, (1952), 1117.
- 65 - R.R. Wilson, "Photodisintegration of the Deuteron by Me-
son Reabsorption", *Phys. Rev.*, 86, (1952) 125; 104 ,
(1956), 118.
- 66 - W.M. McClelland, "Photoproduction of Charged π Mesons for
Nuclei", *Phys. Rev.*, 123, (1961), 1423.
- 67 - B.I. Shramenko, I.A. Grishaev, V.I. Nikiforovand, G. D.
Pugacev, Kharkov Physical-Technical Institute - Report n96,
(8), (1973), 74 (in Russian); translation, "Dispenza - A
dell'uscita di fotopione con energia 1.2 GeV".
- 68 - ABBHMM.COLL. "Photoproduction of Meson and Bayron Resonan-
ces at Energies up to 5.8 GeV", *Phys. Rev.*, 175 , (1968) ,
1669.

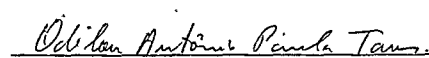
Tese apresentada ao Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas do Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico, fazendo parte da Banca Examinadora os seguintes professores:



Jader Benuzzi Martins - Presidente



Rui Alberto Mira dos Santos Nazareth



Odilon Antonio Paula Tavares

Rio de Janeiro, 18 de abril de 1979