Universidade de São Paulo
Instituto de Física

Desenvolvimento de Cálculo de Monte Carlo para reações
fotonucleares em energias intermediárias e altas

Gilson da Silva

Orientador: Prof. Dr. Airton Deppman

Dissertação de mestrado apresentada ao Instituto
de Física para a obtenção do título de Mestre em
Ciências

Banca examinadora:

Prof. Dr. Airton Deppman – IFUSP

Prof. Dr. Celso Luiz Lima – IFUSP

Prof. Dr. Adimir dos Santos – IPEN

SBI-IFUSP

305M810T4084

São Paulo
2004

Prof. Armando Corbani Ferraz
residente da Comissão de Pós Graduação

del 18/08/04

539.756
S586 d
M
Ex. 2

FICHA CATALOGRÁFICA
Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação
do Instituto de Física da Universidade de São Paulo

Silva, Gilson da

Desenvolvimento de Cálculo de Monte Carlo para Reações
Fotonucleares em Energias Intermediárias e Altas. São Paulo,
2004.

Dissertação (Mestrado) - Universidade de São Paulo
Instituto de Física - Depto. de Física Experimental

Orientador: Prof. Dr. Ailton Deppman
Área de Concentração: Física

Unitermos

1. Cálculo de Monte Carlo;
2. Reações Fotonucleares;
3. Ressonâncias Bariônicas;
4. Física Nuclear;
5. Estrutura Nuclear.

USP/IF/SBI-048/2004

Agradecimentos

Gostaria de agradecer à todos que colaboraram de forma direta ou indireta na elaboração deste trabalho. Em especial gostaria de agradecer:

Ao Prof. Dr. Airton Deppman por sua paciência e dedicação em me orientar.

Aos amigos e colaboradores de nosso grupo de pesquisa que contribuíram sempre com valiosas sugestões e enriqueceram o trabalho.

A minha família que sempre apoiou meus estudos.

A minha namorada pela compreensão nas horas difíceis.

Ao CNPQ que apoiou e custeou esse trabalho de pesquisa.

Muito obrigado.

Resumo

Foi implementado o código CRISP para cálculo de propriedades de reações fotonucleares em energias intermediárias e altas. O código é formado pelo acoplamento dos códigos MCMC e MCEF, desenvolvidos por uma colaboração nacional entre grupos do CBPF e do IFUSP, que utilizam o método de Monte Carlo para descrever as fases da cascata intranuclear e evaporação/fissão nuclear, respectivamente. Além de acoplar os dois códigos, várias modificações adicionais foram desenvolvidas e implementadas, aumentando a aplicabilidade do código para energias mais altas. Assim, foram incluídos canais de excitação de ressonâncias mais pesadas do que a Δ na absorção do fóton, a hadronização do fóton acima de 1 GeV e o consequente efeito de sombreamento, além de modificações em parâmetros relevantes para a evaporação/fissão. O código está escrito em C++, por ser uma linguagem moderna e bem estruturada, que permite uma compreensão mais fácil do mesmo, e lhe confere maior flexibilidade para futuras implementações.

Abstract

The CRISP code was implemented for photonuclear reactions calculation for intermediate and high energies. The code is the coupling of MCMC and MCEF codes, developed by a national collaboration between CBPF and IFUSP research groups, where both of them utilizes Monte Carlo method to describe intranuclear cascade and nuclear evaporation/fission competition process, respectively. Besides coupling these two codes, several additional modifications took place and were implemented, becoming the code more powerful in higher energies. To do so, nucleonic resonances excitation channels heavier than Δ during photon absorption process were included, as well as the photon hadronization above 1 GeV and its consequent Shadowing effect and the adequacy of relevant parameters for evaporation/fission process. The code is written in C++, due to the fact that it is a modern and well structured language that allows a better understanding, and provides higher flexibility for future implementations.

Sumário

1	Introdução	5
1.1	Introdução	5
1.1.1	$5 \text{ MeV} \leq \omega \leq 50 \text{ MeV}$	6
1.1.2	$50 \text{ MeV} \leq \omega \leq 150 \text{ MeV}$	6
1.1.3	$150 \leq \omega \leq 1500 \text{ MeV}$	7
1.1.4	$\omega \geq 1500 \text{ MeV}$	7
1.2	Motivação	8
2	Objetivos	9
2.1	Objetivos	9
3	Teoria e Método de implementação	10
3.1	O Algoritmo de reação fotonuclear CRISP	10
3.1.1	"Preparação" do sistema projétil-alvo	11
3.1.2	Interação primária fóton-núcleo	12
3.1.3	Cascata intranuclear	14
3.2	Ressonâncias nucleônicas e mesônicas	20
3.2.1	Ressonâncias mesônicas	20
3.2.2	Ressonâncias bariônicas	22
3.3	Seção de choque de fotoabsorção nuclear total	23
3.3.1	Ressonâncias no núcleon livre	23

3.3.2	Comparação de ressonâncias no núcleon livre e em meio nuclear	25
3.3.3	Simulação de reação fotonuclear	28
3.4	Descrição do efeito de sombreamento	29
3.5	Determinação da seção de choque de fotoabsoção nuclear total no algoritmo	32
3.6	Competição evaporação/fissão	33
4	Resultados	37
4.1	Seção de choque de fotoabsorção nuclear total	37
4.2	Seção de choque de fotofissão	40
5	Conclusões	49
A	Fluxograma do algoritmo CRISP	52
B	Propagação e decaimento das ressonâncias nucleônicas	54
C	Seção de choque de fotoabsorção no núcleon livre e ligado	58

Lista de Figuras

3.1	Sistema projétil alvo	11
3.2	Fotoabsorção nuclear total em ^{208}Pb	13
3.3	Seção de choque geométrica	13
3.4	Colisão entre duas partículas	15
3.5	Fotoabsorção total γ -p	25
3.6	Fotoabsorção total γ -d	26
3.7	Fotoabsorção ^{208}Pb e simulação	27
4.1	Comparação fotoabsorção nuclear total experimental	38
4.2	Comparação Fotoabsorção nuclear total Reldis	40
4.3	Fotofissão actinídeos	42
4.4	Fotoabsorção e Fotofissão ^{207}Pb	43
4.5	Fotofissão ^{209}Bi	45
4.6	Multiplicidade de nêutrons	46
4.7	Multiplicidade de prótons	47
4.8	Multiplicidade de alfas	48
A.1	Fluxograma CRISP	53

Lista de Tabelas

3.1	Ressonâncias mesônicas e algumas de suas propriedades[29]	21
3.2	Ressonâncias bariônicas e algumas de suas propriedades[30]	22
3.3	parâmetros de ajuste de σ_{res} para núcleons livres	27
3.4	parâmetros para σ_{res} no meio nuclear	29

Capítulo 1

Introdução

1.1 Introdução

As interações nucleares envolvem, na maior parte dos casos, problemas relacionados a várias partes da Física, como interações eletromagnéticas e hadrônicas, termalização, problemas de muitos corpos, etc. Frequentemente recorre-se a modelos específicos que descrevem o fenômeno em uma faixa de energia ou de número de massa nuclear. Para energias suficientemente elevadas em núcleos complexos ($A \geq 12$), um método útil para se calcular as grandezas físicas que caracterizam as reações nucleares é o de cálculo de Monte Carlo[1],[2],[3],[4]. Vários cálculos deste tipo têm sido empregados na determinação de seções de choque e espectros de energia para diferentes reações nucleares. Recentemente, foi desenvolvido por S. R. Pina[5] et al. um algoritmo que usa o método de Monte Carlo para simular reações foto-nucleares para núcleos com ($A \geq 12$) e energias de fóton $\omega \geq 800$ MeV. Este algoritmo usa seções de choque elementares para o cálculo das interações primárias e simula o transporte das partículas secundárias no interior do núcleo, bem como a emissão de partículas e o cálculo da energia de excitação de núcleo composto. Soluções para o problema de reações como esta proposta por Pina et al. são importantes não somente para o estudo da estrutura nuclear e das reações nucleares, mas são aplicadas em outras

áreas como astrofísica e física hadrônica, física-médica, biofísica, física de reatores, etc. O mecanismo de absorção de fótons pelo núcleo depende da faixa de energia incidente. Em baixas energias ocorre a excitação de graus de liberdade coletivos do sistema nuclear. Por outro lado, para energias intermediárias e altas, são os graus de liberdade de sub-sistemas nucleares (como quasi-dêuteron[6],[7]) e de núcleons que são excitados. Caracterizam-se desta maneira cinco regiões distintas, dependendo de o núcleo ser envolvido como um todo, ou de apenas núcleons isolados, ou mesmo grupos de núcleons serem envolvidos no processo de absorção.

1.1.1 $5 \text{ MeV} \leq \omega \leq 50 \text{ MeV}$

Essa faixa de energia é conhecida como Região de Ressonância Gigante, onde a seção de choque é caracterizada por apresentar um grande pico de fotoabsorção. Dois modelos clássicos se destacam no estudo das excitações nucleares coletivas: o modelo de Goldhaber-Teller[8] e o modelo de Steinwedel-Jensen[9], modelos vibracionais que prevêm o aquecimento do núcleo levando-o a se desexcitar através da emissão de núcleons, podendo ocorrer também a fotofissão (para núcleos mais pesados).

1.1.2 $50 \text{ MeV} \leq \omega \leq 150 \text{ MeV}$

Faixa caracterizada pela predominância da absorção do fóton por pares de núcleons, quasi-dêuteron, este mecanismo descrito inicialmente por Levinger[6], apresenta a seção de choque de fotoabsorção $\sigma_{qd}(\omega)$, determinada através da seção de choque de fotodesintegração do dêuteron livre, $\sigma_d(\omega)$:

$$\sigma_{qd}(\omega) = \frac{LNZ\sigma_d(\omega)f(\omega)}{A} \quad (1.1)$$

onde L (constante de Levinger) é tratada como parâmetro livre, sendo seu valor obtido através de dados ajustados da fotoabsorção nuclear total, A, N e Z, os números de massa, de nêutrons e atômico respectivamente.

1.1.3 $150 \leq \omega \leq 1500$ MeV

Nesta faixa de energia, o mecanismo de fotoabsorção ocorre por um único núcleon do alvo. Neste caso, pode também ocorrer produção de partículas, como mésons e ressonâncias bariônicas. Efeitos nucleares sobre a formação e propagação das ressonâncias são importantes nesta fase[10].

1.1.4 $\omega \geq 1500$ MeV

A partir de 1500 MeV o processo de hadronização do fóton passa a ser de grande importância na descrição dos processos nucleares. O mecanismo de reação nessa região energética é descrito pelo modelo de VMD[11],[12],[13] (vector méson dominance). Após a interação inicial do fóton com o núcleo ocorre o chamado processo de cascata intranuclear no qual o núcleon (ou núcleons no caso do quasi-déuteron) sofre sucessivas colisões dentro do núcleo e distribui sua energia cinética entre diversos núcleons, eventualmente emitindo partículas e deixando o núcleo num estado de núcleo composto com energia de excitação E^* . Após esse processo de cascata, o núcleo composto resultante, que se encontra excitado, sofre um processo de competição entre evaporação de partículas e fissão nuclear para que o mesmo possa perder essa energia excedente. Um método eficaz na análise do decaimento do núcleo residual após uma reação nuclear é o método conhecido como evaporação de Weisskopf[14], segundo o qual a densidade de probabilidade de emissão de um nêutron com uma determinada energia cinética ϵ , deixando para o núcleo uma energia de excitação $E^* = E_A - B_n - \epsilon$, onde E_A é a energia de excitação do núcleo antes da emissão, e B_n é a energia de ligação do nêutron. Para energias muito altas $\omega \geq 10$ GeV outros processos, como fragmentação de "color string" (tubo de cor) entram em ação. Para energias logo abaixo de 5 MeV o mecanismo dominante é o processo de ressonância gigante. Os processos quasi-déuteron e fragmentação de tubo de cor estão fora do escopo deste trabalho.

1.2 Motivação

A simulação de Monte Carlo de fenômenos físicos é uma ferramenta de grande utilidade tanto para físicos teóricos quanto experimentais uma vez que a teoria usada pode ser testada com rapidez e facilidade. Para os experimentais, a simulação computacional serve muito bem como guia para seus experimentos no laboratório dando, em muitos casos, uma excelente indicação de resultados para determinados processos físicos. Assim como o nosso, existem vários algoritmos de cálculo de cascata intranuclear na literatura, desde os primeiros cálculos de Metropolis[15] e Barashenkov[16], passando pelo algoritmo de Bertini[17] e mais recentemente INCL[18]. Todos esses códigos reproduzem com boa precisão uma série de fenômenos físicos envolvendo reações nucleares, tais como multiplicidade de partículas, energia de excitação do núcleo composto formado, distribuição angular e de energia das partículas emitidas, entre outros. Em nosso algoritmo de cascata intranuclear e evaporação/fissão podemos obter todos os resultados acima citados descrevendo os fenômenos físicos de uma maneira realista, obtendo claro êxito quando comparamos com resultados experimentais ou mesmo com os demais códigos existentes. Nosso algoritmo é baseado num modelo de cascata intranuclear para a fase rápida que leva em conta a evolução dinâmica de processos multicolisionais fermiônicos. A característica dinâmica do cálculo permite considerar a fase rápida e de pré-equilíbrio numa aproximação teórica simples. Na dinâmica de muitos corpos usando Método de Monte Carlo, o modelo determina o número de núcleons no núcleo residual e a sua energia de excitação, os quais são ingredientes fundamentais para a fase lenta ou de evaporação. Além de analisar a multiplicidade de partículas, como píons e káons, e a produção de hipernúcleos.

Capítulo 2

Objetivos

2.1 Objetivos

O objetivo deste trabalho é o estudo e a implementação numérica de modelos mais precisos para a descrição da seção de choque de fotoabsorção nuclear total e da seção de choque de fotofissão em um algoritmo de cálculo de cascata intranuclear previamente desenvolvido[5],[19]. A faixa de energia do fóton incidente em estudo será desde o limiar de fotoprodução de píons ($\cong 140$ MeV) até cerca de 3.5 GeV. Para descrever corretamente a seção de choque de fotoabsorção nuclear total nessa faixa de energia estudamos os mecanismos de fotoprodução de ressonâncias nucleônicas e o efeito de "sombreamento", os quais juntamente com a produção direta de um pión e espalhamento elástico do fóton compõem a seção de choque de fotoabsorção nuclear total. Incluímos também no algoritmo de cascata intranuclear o mecanismo de evaporação/fissão.

Capítulo 3

Teoria e Método de implementação

3.1 O Algoritmo de reação fotonuclear CRISP

Nesta seção pretendemos descrever de forma geral a estrutura e o funcionamento de nosso algoritmo de reação fotonuclear. Como dito anteriormente, nossas implementações e desenvolvimento do algoritmo tal como se encontra hoje foram feitas tomando como base o trabalho previamente feito pela colaboração entre os grupos de reações fotonucleares do IFUSP e do CBPF[20],[21],[22].

A modelagem e simulação da reação fotonuclear conforme implementada no algoritmo CRISP (Colaboração Rio-São Paulo) pode ser dividida em quatro processos principais:

- 1) "Preparação" do sistema projétil-alvo
- 2) A interação primária fóton-núcleo
- 3) A fase de cascata intranuclear
- 4) A fase de competição evaporação/fissão

Para compreender o funcionamento do algoritmo CRISP como um todo vamos verificar como é implementado cada um desses processos acima citados (ver também fluxograma no Apêndice A).

3.1.1 "Preparação" do sistema projétil-alvo

Na simulação computacional de uma reação foto-nuclear a primeira coisa a ser feita é a construção do sistema projétil (fóton) e alvo (núcleo). Neste momento temos primeiramente um fóton de energia ω , com módulo do momento $p = \omega$ na direção x positivo (usamos o sistema natural de unidades no qual $\hbar = c = 1$). Sua posição é determinada através de um sorteio randômico tal que o fóton esteja sempre na calota semi-esférica do núcleo conforme figura 3.1. No núcleo alvo temos A partículas

Figura 3.1: Sistema projétil alvo mostrando esquematicamente as posições iniciais que o fóton incidente pode ocupar na superfície do núcleo

sendo Z prótons e N nêutrons formando um gás de Fermi. A posição de cada uma das partículas no instante inicial é determinada a partir de uma distribuição randômica uniforme[1] dentro do volume esférico de raio $r = r_0 A^{1/3}$ onde $r_0 = 1.18$ fm. A origem do sistema de coordenadas esférico é o centro da esfera formada pelo núcleo alvo esférico utilizado para acompanhar-se o movimento das partículas. Os núcleons estão confinados num poço de potencial $V_0 = 43$ MeV (independentemente do núcleo alvo). Uma vez que para os núcleons supomos um modelo de gás de Fermi a distribuição de momento das partículas é feita dividindo-se o espaço de fase dos momentos em células de momento Δp discretizando-se assim esses momentos[22]. A todo instante existe um controle de quantas partículas ocupam cada célula de momento. Assim podemos

aplicar o princípio de bloqueio de Pauli em todas as situações de troca de momento.

3.1.2 Interação primária fóton-núcleo

Uma vez preparada a configuração inicial do sistema fóton-núcleo a contagem de tempo é iniciada. A partir deste momento, todas as posições e momentos de todas as partículas são acompanhadas continuamente. Por este motivo este é um cálculo multi-colisional que leva em conta a história de todas as partículas simultaneamente, o que não ocorre em cálculos de cascata intranuclear tradicionais os quais acompanham somente a evolução de cada partícula individualmente[15],[16],[17],[18]. No momento que o fóton inicia sua penetração no núcleo, ele pode interagir com os núcleons do núcleo alvo ocorrendo produção direta de píons, formação de ressonâncias nucleônicas, interação via efeito de "sombreamento" ou mesmo atravessar todo o núcleo sem interagir. Conhecendo-se então os processos que podem ocorrer e suas respectivas probabilidades (seções de choque), é feito em seguida um sorteio randômico para se determinar qual dos processos terá prosseguimento. Após um grande número de eventos simulados, a média da seção de choque calculada sobre todos esses eventos tende para um valor muito próximo do valor real da seção de choque de fotoabsorção nuclear total como estabelecido pelo cálculo de Monte carlo[3]. A figura 3.2 mostra a seção de choque de fotoabsorção nuclear total para o núcleo ^{208}Pb na faixa de energia de interesse deste estudo. Note que a unidade dos valores de seção de choque de fotoabsorção utilizado neste estudo é $\mu\text{b}/A$, onde A é a massa atômica do núcleo alvo. Utilizamos essa normalização para facilitar a comparação com valores de seção de choque de fotoabsorção para núcleons livres. A seção de choque de fotoabsorção nuclear total está relacionada à probabilidade de o fóton interagir com o núcleo através da seção de choque geométrica nuclear (veja figura 3.3) .

Na região de energia de $130 < \omega < 1200 \text{ MeV}$ a seção de choque de fotoabsorção nuclear é dominada pela formação de ressonâncias nucleônicas[24], principalmente as ressonâncias $\Delta(\text{P}_{33})$ e $\text{N}^*(\text{D}_{13})$ com massa e meia-vida bem determinadas[24], e pela

Figura 3.2: Seção de choque de fotoabsorção nuclear total em função da energia do fóton incidente (ω) para o núcleo alvo ^{208}Pb . Dados experimentais da ref.[23]

Figura 3.3: Seção de choque geométrica nuclear (região hachurada no centro da esfera nuclear)

produção direta de píons[25]. Na faixa de energia seguinte, $1200 < \omega < 4000$ MeV, novos canais de reação são abertos e a seção de choque passa a ser dominada pela interação via efeito de "sombreamento" onde o fóton incidente interage com algum

núcleon através de sua componente hadrônica além da produção de um ou mais píons[10].

3.1.3 Cascata intranuclear

Na fase de cascata intranuclear o fóton incidente sofreu interação com algum dos núcleons do núcleo alvo e o núcleon que recebeu essa transferência de momento (núcleon primário) inicia o processo de colisão com o restante dos núcleons. Segue-se então um processo de cascata intranuclear semelhante a um "jogo de bilhar". Nesse processo de cascata ocorrem colisões entre o núcleon primário e o restante dos núcleons além das colisões devido ao movimento de Fermi natural das partículas nucleares[26]. O núcleo também sofre desexcitação através da ejeção de partículas (núcleons ou píons). Outros processos que podem ocorrer durante a cascata são a formação e decaimento de ressonâncias e interação das partículas com a superfície do núcleo. Para se determinar o próximo evento a ser seguido calcula-se o tempo de colisão entre cada par de partículas no núcleo. Para isso uma transformação de coordenadas passa o momento e energia das partículas para o referencial do centro de massa, calcula tempo de colisão e depois transforma as posições e momentos das partículas secundárias para o sistema laboratório[27]. A seção de choque da interação entre o par de partículas (σ) é calculada e uma colisão pode acontecer se a mesma é maior que o parâmetro de impacto (b) dessa mesma interação (veja figura 3.4), ou seja, a condição para que haja interação entre as partículas é[5]

$$\pi b^2 \leq \sigma \quad (3.1)$$

Além de colisões entre partículas também é feito o cálculo do tempo de decaimento de ressonâncias onde é utilizada uma distribuição de Breit-Wigner[28] (como veremos adiante),

Figura 3.4: Colisão entre duas partículas. r_{rel} é a posição relativa entre as partículas e b é o parâmetro de impacto da colisão.

$$p(m) = \frac{\eta \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2}{(m - m_0^2)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} \quad (3.2)$$

onde Γ e m_0 correspondem à semi-largura e ao valor mais provável para a massa da ressonância e η é o fator de normalização no intervalo $[\bar{m}, M]$ sendo $\bar{m}$ e M os limites inferior e superior para a massa da ressonância. Assim determinamos, levando em conta a massa da ressonância, sua meia-vida. Tempos de interação das partículas com a superfície nuclear também são calculados. Após determinado o tempo para cada um dos processos citados acima, o próximo evento a ser executado será o que necessitar o menor tempo de interação para ocorrer entre todos aqueles calculados. Podemos ter então :

- a) colisões entre partículas
- b) decaimento de ressonância
- c) absorção de um píon por um núcleon
- d) interação de partículas com a superfície
- e) decaimento de méson ρ

A seguir descreveremos cada um desses canais.

- a) colisões entre partículas

Na colisão entre as várias partículas no núcleo, podemos ter colisões entre prótons-nêutrons, prótons-prótons, nêutrons-nêutrons, próton-ressonância, nêutron-ressonância

e colisões de prótons, nêutrons e ressonâncias com mésons ρ . Os momentos e coordenadas do par de partículas que irá sofrer a colisão é transformado para o referencial do centro de massa do sistema para facilitar o cálculo dos momentos finais das partículas uma vez que as duas partículas finais têm o mesmo momento no referencial do centro de massa se a colisão for elástica. Após o choque entre essas partículas diversas configurações finais para o par de partículas são possíveis, especialmente em se tratando de energias intermediárias e altas. Num choque entre prótons e nêutrons podemos ter por exemplo a simples troca de momento entre as partículas, formação de ressonâncias nucleônicas e produção direta de píons[29]. Calculamos as seções de choque de cada um desses processos para se determinar que configuração final terá o par de partículas que deu início a colisão. Conforme cálculo da seção de choque das configurações finais citadas sorteamos um número randômico que irá determinar o que deverá acontecer com as partículas em seu estado final. Após determinar energia e momento das partículas resultantes do choque fazemos um teste de conservação de momento e energia para que os momentos finais das partículas resultantes obedeçam o bloqueio de Pauli[22]. Caso haja colisão, o número de partículas é atualizado pois pode ter ocorrido formação de ressonâncias diminuindo momentaneamente o número de massa do núcleo, ou formação de píons no sistema. Todas as posições e momentos das partículas são então recalculadas pois no momento da interação o sistema evoluiu como um todo. Daí a natureza multicolisional do cálculo. Prosseguimos então ao próximo evento a ser seguido.

b) decaimento de ressonância

Caso o evento a ser seguido seja o decaimento de uma ressonância podemos ter três tipos de ressonâncias no sistema $\Delta(P_{33})$, $N^*(D_{13})$ e $N^*(F_{15})$, que são aquelas incluídas no CRISP. A razão de serem essas as ressonâncias utilizadas no cálculo é que suas intensidades (seções de choque individuais) são maiores que as ressonâncias restantes. Como será explicado em mais detalhes adiante cada uma das ressonâncias têm modos de decaimento característicos. Dependendo do tipo da ressonância e de sua massa,

seu decaimento pode ocorrer em proton/nêutron mais pión, proton/nêutron mais ρ ou em ressonâncias mais leves mais píons[30]. Conhecendo as frações particulares dos modos de decaimento de cada um dos tipos de ressonâncias[30] realizamos um sorteio randômico que irá determinar que tipo de decaimento a ressonância deverá sofrer. Para uma ressonância poder decair em em outras ressonâncias mais leves e píons não basta apenas sortear esse decaimento. Sua massa inicial tem que ser grande o suficiente para formar a massa da ressonância mais leve, o pión, energia cinética das duas partículas resultantes, conservação de momento angular, etc, caso contrário o decaimento se dá em núcleon mais pión. Uma vez determinado o produto do decaimento dessa ressonância temos que calcular o momento para as duas partículas resultantes. Novamente esse cálculo é feito no referencial do centro de massa onde o módulo do momento final (choque elástico) das duas partículas é o mesmo e dado por[27]:

$$p = \frac{\sqrt{[E_t^2 - (m_1 + m_2)^2][E_t^2 - (m_1 - m_2)^2]}}{2E_t}, \quad (3.3)$$

$$E_t = E_1 + E_2 \quad (3.4)$$

sendo m_1 , m_2 , E_1 e E_2 as massas e as energias totais das partículas produtos do decaimento. Determinamos a carga das partículas resultantes através de um sorteio obedecendo a lei de conservação das cargas. Se entre as partículas resultantes houver ressonâncias ou mésons ρ a massa dessas partículas devem ser também determinadas (usando uma distribuição de Breit-Wigner como veremos adiante). Um teste de bloqueio de Pauli também é feito para as partículas resultantes (no caso de decaimentos em prótons ou nêutrons mais píons ou ρ) semelhante ao que foi feito nas colisões entre bárions. Caso não haja vaga na célula de momento para o núcleon resultante o decaimento fica proibido de ocorrer então é feito novo cálculo para tempo de meia-vida da ressonância. O número de partículas no núcleo é atualizado novamente. Todas as posições e momentos das partículas no núcleo são atualizados para que se escolha o

próximo evento a ser seguido.

c) absorção de um pión por um núcleon

Se o evento a ser seguido for a absorção de um pión por um núcleon, as massas e momentos do núcleon e do pión são colecionadas para cálculo da massa da ressonância resultante. A célula de momento do núcleon inicial é desocupada de uma unidade. O número de partículas no núcleo é atualizado. Todas as posições e momentos das partículas no núcleo são atualizados para que se escolha o próximo evento a ser seguido.

d) interação de partículas com a superfície

Quando o evento escolhido para ser seguido for uma interação de alguma partícula com a superfície nuclear, ou seja, a partícula tem uma direção do movimento no sentido de sair do núcleo (e não houver nenhuma colisão com outra partícula antes de atingir a superfície nuclear), a condição para que a partícula possa deixar o núcleo é que sua energia cinética (E_c) seja maior que o potencial nuclear (V_0) mais a energia de ligação B , isto é $E_c > (V_0 + B)$. Caso isto aconteça a partícula é emitida do núcleo. É feita uma contagem para saber se alguma partícula no núcleo ainda tem energia cinética maior que a energia de Fermi E_f das partículas no núcleo, onde[26]

$$E_f = \frac{(3\pi^2)^{2/3} \hbar^2}{(2m)} \left(\frac{4}{3} \pi r_0^3 \right)^{-2/3} \quad (3.5)$$

Aqui m é a massa do núcleon ligado e $\hbar$ a constante de Planck dividida por 2π . Utilizamos uma correção para a massa dos núcleons dentro do núcleo descrevendo uma massa efetiva para os núcleons ligados da seguinte forma: $m^* = m - V_0$. Se houver alguma partícula com energia cinética maior que E_f o processo de cascata intranuclear tem prosseguimento. Se a partícula não tiver energia cinética suficiente para deixar o núcleo ela sofre uma reflexão mudando seu curso de volta para o núcleo. O número de partículas no núcleo é então atualizado. As posições e momentos de

todas as partículas são recalculados para se determinar o próximo evento a ser seguido.

e) decaimento de méson ρ

O decaimento do méson ρ é tratado de forma muito semelhante ao decaimento das ressonâncias nucleônicas. As partículas resultantes desse decaimento são sempre dois píons[30]. Fazendo a transferência de coordenadas para o referencial do centro de massa do méson ρ calculamos o momento resultante que terão os dois píons. Usando 3.3 temos

$$p_{\pi} = \frac{\sqrt{E_{\rho}^2 - 4m_{\pi}^2}}{2} \quad (3.6)$$

onde p_{π} é o momento resultante do pión, E_{ρ} é a energia total da partícula ρ e m_{π} é a massa do pión. Um sorteio randômico determina a configuração de cargas que terão os píons, sempre obedecendo a lei de conservação de cargas. Atualizamos então o número de partículas no núcleo, as posições e momentos de todas as partículas para determinarmos o próximo evento.

O processo de cascata intranuclear só termina quando nenhum dos núcleons que permaneceram ligados ao núcleo tenha energia cinética maior que a energia de Fermi E_f para o dado núcleo. Procedemos então ao cálculo da energia de excitação E^* do núcleo residual.

$$E^* = E_{\gamma} - T_0 - 7n \text{ MeV} \quad (3.7)$$

onde E_{γ} é a energia do fóton incidente (ω), T_0 é a soma da energia cinética de todas as n partículas emitidas no processo de cascata intranuclear e 7 MeV é a energia de ligação média para cada partícula emitida. Terminado o processo de cascata intranuclear temos um núcleo residual com energia de excitação E^* o qual dará início a um processo de competição evaporação/fissão para a perda dessa energia de excitação

residual. O processo de evaporação/fissão será explicado com mais detalhes na seção 3.6 (Competição evaporação/fissão).

3.2 Ressonâncias nucleônicas e mesônicas

Quando a energia do fóton incidente é tal que seu comprimento de onda é da ordem das dimensões do núcleon, as duas partículas interagentes formam um sistema composto com massa, meia-vida e paridade de spin bem definidos. Este sistema forma então uma ressonância. A seguir descreveremos duas classes de ressonâncias, a saber, as ressonâncias mesônicas e as ressonâncias bariônicas.

3.2.1 Ressonâncias mesônicas

Na família de partículas dos mésons, os píons são as partículas mais leves (139 MeV)[10]. Todas as partículas restantes dessa família (η, ρ, ω, ϕ) têm massa maior ou igual a duas vezes a massa do pión e são produzidas por espalhamentos π -N, N-N, γ -N ou ainda $e^+ - e^-$ [10]. Essas ressonâncias mesônicas decaem em dois ou mais píons via interação forte, apresentando meia-vida bastante curta ($\sim 10^{-23}s$). Como exemplo podemos considerar a reação[10]

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

onde ρ^+ é também uma ressonância mesônica.

A tabela 3.1 mostra algumas ressonâncias mesônicas com suas respectivas massas, larguras e principais modos de decaimento. Para ressonâncias "pesadas", como ϕ , existem decaimentos em partículas estranhas (Káons) e até em outras ressonâncias mesônicas mais leves. Em nosso estudo teremos bastante interesse na partícula méson ρ pois ele está envolvido na hadronização do fóton como veremos adiante na descrição do efeito de "sombreamento".

Símbolo	Massa (MeV)	Γ (MeV)	Decaimentos principais
η	549	0.00083	$\gamma\gamma$ (39%) $3\pi^0$ (32%) $\pi^+\pi^-\pi^0$ (24%) $\pi^+\pi^-\gamma$ (5%)
ρ	769	154	2π (100%)
ω	783	9.9	$\pi^+\pi^-\pi^0$ (90%) $\pi^0\gamma$ (9%) $\pi^+\pi^-(1\%)$
ϕ	1020	4.2	K^+K^- (49%) $3K_lK_s$ (35%) $\pi^+\pi^-\pi^0$ (15%) $\eta\gamma$ (1%)

Tabela 3.1: Ressonâncias mesônicas e algumas de suas propriedades[29]

Res.	I(J ^p)	M(MeV)	Γ(MeV)	Decaimentos principais
Δ(1232)P ₃₃	$\frac{3}{2}(\frac{3}{2}^+)$	1232	120	Nπ(> 99%)
N(1440)P ₁₁	$\frac{1}{2}(\frac{1}{2}^+)$	1440	350	Nπ(60 – 70%) Nππ(30 – 40%) Δπ(20 – 30%) Nρ(< 8%)
N(1520)D ₁₃	$\frac{1}{2}(\frac{3}{2}^-)$	1520	120	Nπ(50 – 60%) Nππ(40 – 50%) Δπ(15 – 25%) Nρ(15 – 25%)
N(1905)F ₁₅	$\frac{3}{2}(\frac{5}{2}^+)$	1905	350	Nπ(5 – 15%) Nππ(85 – 95%) Δπ(< 25%) Nρ(> 60%)

Tabela 3.2: Ressonâncias bariônicas e algumas de suas propriedades[30]

3.2.2 Ressonâncias bariônicas

Ressonâncias nucleônicas são formadas a partir de espalhamentos π-N, N-N, γ-N e e-N. São classificadas dois tipos de ressonâncias nucleônicas, as ressonâncias Δ e as ressonâncias N*. As ressonâncias Δ(isospin 3/2) apresentam-se em multipletos de quatro estados de carga (+2, +1, 0 e -1) e as ressonâncias N*(isospin 1/2) apresentam-se somente em dubletos de estados de carga (+1,0) como os núcleons[29]. É comum interpretar essas ressonâncias como estados excitados dos núcleons. Os decaimentos das N*'s e Δ's também ocorrem por interação forte em tempos característicos da ordem de 10⁻²³s[29]. Os modos de decaimento dominantes são em N*'s e Δ's mais leves mais píons. Na tabela 3.2 mostramos alguns exemplos de ressonâncias nucleônicas. Apresentamos também seu isospin I, projeção do momento angular J e paridade P,

além da massa M e largura Γ . Note também os principais modos de decaimento e suas respectivas frações.

3.3 Seção de choque de fotoabsorção nuclear total

3.3.1 Ressonâncias no núcleon livre

No espalhamento de um fóton por um núcleon podemos ter no estado final (na faixa de energia de $100 \leq w \leq 1500$ MeV),

$$\gamma + N \rightarrow \gamma + N$$

$$\gamma + N \rightarrow \gamma + \pi$$

$$\gamma + N \rightarrow \gamma + \pi + \pi$$

$$\vdots$$

Os estados "intermediários" na produção de píons ou mesmo no espalhamento Compton dos fótons são as ressonâncias,

$$\gamma + N \rightarrow \Delta \rightarrow \gamma + N$$

$$\gamma + N \rightarrow \Delta \rightarrow N + \pi$$

A seção de choque de formação das ressonâncias isoladas é determinada pela fórmula de Breit-Wigner[28] (veja apêndice B).

$$\sigma_t = \frac{4\pi}{k^2} (2l + 1) \frac{\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2}{(E - E_r)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} \quad (3.8)$$

Podemos escrever a seção de choque de fotoabsorção total para a absorção do fóton por um núcleon como a soma da seção de choque de ressonâncias mais a seção de

choque de processos não-ressonantes (esta última chamaremos de seção de choque de fundo),

$$\sigma_t = \sigma_{res} + \sigma_{fundo}, \quad (3.9)$$

onde,

$$\sigma_{res} = \sum_{i=1}^3 \frac{\sigma_{0i} M_i^2 \Gamma_i^2}{(S - M_i^2)^2 + M_i^2 \Gamma_i^2} \quad (3.10)$$

é a soma da seção de choque para as três ressonâncias P_{33} , D_{13} e F_{15} [31]. Nesta expressão, $E = \sqrt{S} = \sqrt{2m\omega + m^2}$ é a energia invariante do sistema fóton-núcleon. σ_{0i} , M_i e Γ_i são parâmetros livres onde, σ_{0i} é a seção de choque, M_i é a massa no cm e Γ_i é a largura da i -ésima ressonância. Para a seção de choque de fundo usamos a parametrização

$$\sigma_{fundo}^{p(n)}(\omega) = \left(b_1^{p(n)} + \frac{b_2^{p(n)}}{\sqrt{\omega}} \right) (1 - \exp^{-2(\omega - m_\pi)}) \quad (3.11)$$

onde p e n referem-se a próton e nêutron, m_π é a massa do pión e as constantes são [31] $b_1^p = 91 \mu b$, $b_2^p = 71.4 \mu b \sqrt{GeV}$, $b_1^n = 87 \mu b$ e $b_2^n = 65 \mu b \sqrt{GeV}$, consideramos esta como a seção de choque para produção direta de um pión e é significativa apenas a partir do limiar de produção de píons (~ 139 MeV). Nas figuras 3.5 e 3.6 apresentamos a seção de choque de fotoabsorção total para as reações fotonucleares $\gamma \rightarrow p$ (figura 3.5) e $\gamma \rightarrow d$ (figura 3.6). Podemos perceber que $\sigma_{t(\gamma p)}$ e $\sigma_{t(\gamma d)}$ conseguem ajustar-se muito bem aos dados experimentais. Nas duas figuras percebemos claramente os picos correspondentes de P_{33} , D_{13} e F_{15} . Note que usamos para esse ajuste somente as três ressonâncias principais e mais a seção de choque de fundo o que evidencia a pequena intensidade das ressonâncias restantes. Na seção seguinte veremos que no meio nuclear a situação de picos tão "nítidos" das ressonâncias muda consideravelmente. Os parâmetros de ajuste de σ_{res} para núcleons livres são mostrados na

Figura 3.5: Seção de choque de fotoabsorção total γ -p, dados experimentais da ref.[23]

tabela 3.

3.3.2 Comparação de ressonâncias no núcleon livre e em meio nuclear

No meio nuclear temos condições bastante diferentes daquelas para núcleons livres. Portanto, é natural esperarmos que a seção de choque para a formação das ressonâncias no meio nuclear também mude[32]. Embora a fórmula de Breit-Wigner ainda seja uma boa aproximação para a seção de choque de formação de ressonâncias, o comportamento da seção de choque de fotoabsorção nuclear total é bastante diferente no núcleo do que no caso de próton ou nêutron livres. A fig. 3.7 mostra a seção de choque de fotoabsorção nuclear total para o ^{208}Pb na faixa de energia onde é predo-

Figura 3.6: Seção de choque de fotoabsorção total γ -d, dados experimentais da ref.[23]

minante a formação de ressonâncias (como tínhamos visto no caso de núcleons livres). Para uma boa comparação com a seção de choque de fotoabsorção total do núcleon livre a seção de choque de fotoabsorção nuclear total do ^{208}Pb está normalizada pelo número de massa do ^{208}Pb . Comparando as seções de choque de fotoabsorção nuclear total do ^{208}Pb com as do núcleon livre percebemos que:

- 1) O pico da ressonância $\Delta(P_{33})$ é mais baixo que no caso do núcleon livre.
- 2) A seção de choque das ressonâncias tem uma maior largura no meio nuclear (isto é bem claro na Δ).
- 3) Os picos das ressonâncias D_{13} e F_{15} praticamente desaparecem na seção de choque de fotoabsorção nuclear total para o meio nuclear.

Com isto podemos concluir então que a formação de ressonâncias no meio nuclear é afetada da seguinte maneira:

Ressonância	$\sigma_0(\mu b)$		M(MeV)		$\Gamma(\text{MeV})$	
	n	p	n	p	n	p
P_{33}	470(10)	460(11)	1230(5)	1231(5)	90(3)	90(3)
D_{13}	128(12)	140(15)	1495(22)	1495(21)	130(9)	150(11)
F_{15}	40(9)	55(10)	1600(33)	1670(29)	80(10)	100(15)

Tabela 3.3: parâmetros de ajuste de σ_{res} para núcleons livres

Figura 3.7: Seção de choque de fotoabsorção total para ^{208}Pb nosso trabalho (círculos fechados) e comparação com dados experimentais (quadrados abertos) da ref. [23]

As ressonâncias têm suas intensidades atenuadas e suas larguras aumentadas. Isto se deve principalmente a dois mecanismos característicos do meio nuclear, o bloqueio

de Pauli e o movimento de Fermi dos núcleons[26]. Por um lado o bloqueio de Pauli impede algumas ressonâncias de decaírem aumentando assim a largura das ressonâncias. Por outro lado o movimento de Fermi diminui a probabilidade do fóton atingir o núcleon atenuando assim a intensidade da seção de choque de fotoabsorção nuclear total (veja o apêndice A para uma discussão mais detalhada).

3.3.3 Simulação de reação fotonuclear

Utilizando um algoritmo computacional para reações nucleares e fotonucleares baseado em Método de Monte Carlo (CRISP) num contexto de cascata intranuclear pudemos simular a interação inicial fóton-núcleo, e em seguida a cascata intranuclear para formação de núcleo composto e finalmente a fase de evaporação/fissão. Nosso algoritmo incorpora naturalmente o bloqueio de Pauli, uma vez que é feita uma discretização dos possíveis momentos das partículas no núcleo de acordo com o momento de Fermi nuclear. Dessa maneira os momentos dos nêutrons e prótons são divididos em uma estrutura de níveis, onde por exemplo, para os prótons, o primeiro nível pode ter dois prótons (spin $+1/2$ e spin $-1/2$), o segundo nível pode ser ocupado por seis prótons e assim por diante. Nas colisões, cada troca de momento das partículas só pode ser efetuada se o momento final das partículas obtiver vaga em seu respectivo nível, respeitando assim, o Princípio de Pauli. O movimento de Fermi também é naturalmente incorporado de acordo com a distribuição de momentos das partículas no núcleo. Estes fenômenos podem modificar a largura e a amplitude das ressonâncias. Uma correção adicional na largura é incluída em nosso modelo, mantendo invariante a área sob a curva da seção de choque ressonante, isto é, mantendo o produto $\sigma_0 \Gamma = \text{const}$, de acordo com o apêndice C.

$$\sigma_{0lg} = \frac{\sigma_{0lv} M_{lv} \Gamma_{lv}}{\Gamma_{lg} M_{lg}} \quad (3.12)$$

Ressonância	$\sigma_0(\mu b)$		M(MeV)		$\Gamma(\text{MeV})$	
	n	p	n	p	n	p
P_{33}	400(15)	400(16)	1240(8)	1240(7)	150(10)	150(10)
D_{13}	37(23)	40(25)	1510(30)	1510(32)	280(22)	300(20)
F_{15}	7(18)	8(20)	1615(33)	1670(35)	90(20)	110(21)

Tabela 3.4: parâmetros para σ_{res} no meio nuclear

determinamos parâmetros para a seção de choque de formação de ressonâncias (3.8) a partir dos parâmetros de próton e nêutron livres.

$$\sigma_{res}(s) = \sum_{i=1}^3 \frac{\sigma_{0i} M_i^2 \Gamma_i^2}{(s - M_i^2)^2 + M_i^2 \Gamma_i^2},$$

Obtendo os parâmetros mostrados na tabela 3.4. Na figura 3.7 é apresentada a seção de choque de fotoabsorção nuclear total para ^{208}Pb . A concordância com os dados experimentais é boa. As ressonâncias em meio nuclear têm características bastante diferentes das ressonâncias no vácuo. A seção de choque de excitação das ressonâncias no meio nuclear tem sua intensidade reduzida ao mesmo tempo em que a largura das ressonâncias é aumentada, preservando o caráter de unitariedade da seção de choque de excitação de ressonâncias. Observa-se que existe uma "Curva Universal" para a seção de choque de fotoabsorção nuclear total indicando a independência do núcleo alvo na formação das ressonâncias em meio nuclear.

3.4 Descrição do efeito de sombreamento

O efeito de "sombreamento" é baseado no modelo de dominância de mésons vetoriais (veja referências [11], [12],[13] e também [33], [34]) onde o fóton é descrito como tendo simultaneamente uma parte hadrônica e uma parte eletromagnética em sua função

de onda. Sendo ω a energia do fóton, este pode ocupar um estado de massa m_v e energia E_h dada por:

$$E_h = \sqrt{p^2 + m_v^2}, \quad (3.13)$$

Por conservação de momentos, o estado hadrônico terá um momento $\vec{p}$ igual ao do fóton :

$$p = \omega, \quad (3.14)$$

assim,

$$E_h = \omega \sqrt{1 + \left(\frac{m_v}{\omega}\right)^2}, \quad (3.15)$$

Temos então uma variação de energia dada por:

$$\Delta E = E_h - \omega = \omega \left[\sqrt{1 + \left(\frac{m_v}{\omega}\right)^2} - 1 \right], \quad (3.16)$$

ou

$$\Delta E \cong \frac{1}{2} \frac{m_v^2}{\omega}, \quad (3.17)$$

Então o intervalo de tempo que o fóton pode ocupar este estado hadrônico é dado pelo princípio de incerteza:

$$\Delta t = \frac{1}{\Delta E} = \frac{2\omega}{m_v^2}, \quad (3.18)$$

E a distância percorrida por esse estado é :

$$d(\omega) = \Delta t = \frac{2\omega}{m_v^2} \quad (3.19)$$

Percebemos então que quando a energia do fóton é suficientemente alta (~ 2000 MeV) o fóton tem grande probabilidade de interagir através de seu estado hadrônico, e conseqüentemente, para energias cada vez mais elevadas, a seção de choque desta interação no estado hadrônico fica cada vez mais alta. Em nosso algoritmo simulamos essa interação do fóton no estado hadrônico com esse mesmo fóton exibindo as características de um méson vetorial ρ seguindo o modelo de dominância de mésons vetoriais, uma vez determinada a interação do méson ρ com um núcleon do núcleo

alvo, damos a essa partícula ρ uma massa m determinada através de uma distribuição de massas tipo Breit-Wigner:

$$p(m) = \frac{\eta \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2}{(m - m_0^2)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} \quad (3.20)$$

onde $\Gamma = 149.2(7)$ (MeV) e $m_0 = 771.1(9)$ (MeV) correspondem à semi-largura e o valor mais provável para a massa do méson ρ e η é o fator de normalização no intervalo $[\bar{m}, M]$ sendo $\bar{m}$ e M os limites inferior e superior para a massa do méson ρ . Determinamos então o quadri-momento para a partícula ρ depositando nele a energia do fóton incidente. Em seguida, o fóton percorre o núcleo até que haja uma interação inicial dando sequência ao processo de cascata ou o fóton deixa o núcleo sem interagir. Uma indicação desse tipo de interação é que a seção de choque de fotoabsorção é proporcional ao número de massa A do núcleo alvo (volumétrica), e a seção de choque de interação de hadrons é proporcional a $A^{2/3}$ (superficial). Portanto, um estudo da interação do fóton com o núcleo deve revelar uma seção de choque volumétrica em relativamente baixas energias (~ 1000 MeV) e uma seção de choque proporcional a A^ν em altas energias (~ 2000 MeV), onde $\frac{2}{3} \leq \nu \leq 1$. Para simular o efeito de "sombreamento" em nosso algoritmo procedemos da seguinte maneira: uma vez que podemos determinar a distância que o fóton pode percorrer em seu estado hadrônico em função de sua energia (eq. 3.19), definimos a probabilidade (P_ρ) do fóton interagir através de sua componente hadrônica como sendo a distância que ele pode percorrer como partícula hadrônica $d(\omega)$ dividida pelo diâmetro nuclear,

$$P_\rho = \frac{d(\omega)}{2r} \quad (3.21)$$

onde r é o raio nuclear. Sorteamos um número randômico para determinarmos se a interação será através da componente eletromagnética ou da componente hadrônica. Se a interação hadrônica for escolhida ocorre então a "produção" de um méson ρ cuja massa é determinada a partir de uma curva do tipo Breit-Wigner (eq. 3.20). A

posição inicial da partícula é a mesma do fóton que a gerou. Sua energia é dada pela equação 3.13, já que conhecemos sua massa (m_ρ) e o momento do méson ρ corresponde à energia do fóton incidente (ω). A colisão que essa partícula vai sofrer com os núcleons supomos sempre do tipo elástica havendo somente transferência de momento para o núcleo. O núcleon que recebe esse momento pode iniciar o processo de cascata intranuclear mas o méson pode também carregar uma boa quantidade de momento e transferí-la numa segunda interação com um outro núcleon. O méson ρ cuja largura é bem conhecida ($\Gamma = 149.2(7)$ MeV), após interagir com os núcleons, em $\sim 100\%$ das vezes decai em dois píons e estes podem ser reabsorvidos ou serem emitidos pelo núcleo.

3.5 Determinação da seção de choque de fotoabsoção nuclear total no algoritmo

Para determinarmos a seção de choque de fotoabsorção nuclear total primeiramente necessitamos conhecer a seção de choque dos processos isolados que somados representam a mesma. Ou seja, na faixa de energia intermediária precisamos conhecer a seção de choque de produção direta de píons e a seção de choque de produção de ressonâncias nucleônicas. Apesar de termos, a partir de aproximadamente 1000 MeV, interações do fóton com o núcleo através de efeito de "sombreamento", a seção de choque de fotoabsorção nuclear total é bastante bem descrita pela seção de choque de fundo (eq. 3.11) desde aproximadamente 1000 MeV até 4000 MeV de energia do fóton incidente(ω)[31]. Veremos que, com a seção de choque de fundo e a seção de choque de produção de ressonâncias (eq. 3.8), poderemos determinar satisfatoriamente a seção de choque de fotoabsorção nuclear total na faixa de energia em estudo. Então na faixa de energia desde o limiar da foto-produção de píons até cerca de 4000 MeV os três mecanismos mais importantes na reação fóton-núcleo são a produção direta de píons, a produção direta de ressonâncias e a interação via efeito de "sombreamento". Como

vimos na seção anterior a distância percorrida pelo fóton em seu estado hadrônico é proporcional à sua energia (eq 3.19), portanto a probabilidade desse fóton interagir via efeito de "sombreamento" também é proporcional à energia do fóton. Assim a interação do fóton como partícula hadrônica fica relacionada à distância que o fóton percorre dentro do núcleo como méson ρ . Caso não ocorra interação do tipo efeito de "sombreamento" nessa distância determinada por (eq. 3.19) temos duas possibilidades restantes, produção direta de píons e de ressonâncias. E para determinarmos qual desses processos deve ocorrer conhecemos bem a seção de choque dos processos isolados, ou seja, eq. 3.8 (ressonâncias) e eq. (3.11). Portanto caso não ocorra interação do méson ρ com os núcleons sorteamos um número randômico, conforme cálculo de Monte Carlo, para decidir se o mecanismo de interação se dará como produção direta de um pión ou produção de ressonância. Dessa maneira todos os mecanismos relevantes de interação primária são levados em conta. Quando simulamos um grande número de eventos calculamos a média da seção de choque de todos os eventos juntamente com seu desvio padrão. Assim obtemos o cálculo da seção de choque de fotoabsorção nuclear total como podemos ver nas figuras 4.1 e 4.2.

3.6 Competição evaporação/fissão

Após a formação do núcleo composto, o mecanismo de desexcitação é a competição evaporação-fissão, no qual algumas partículas escapam do núcleo e/ou o próprio núcleo fissiona[14]. O processo como um todo é dominado por probabilidades, e apenas as probabilidades relativas são usadas no cálculo das características físicas importantes na reação. Durante a evaporação nuclear, a probabilidade de emissão da k -ésima partícula relativa á emissão da j -ésima partícula, de acordo com o modelo estatístico de Weisskopf[14], é:

$$\frac{\Gamma_k}{\Gamma_j} = \left(\frac{\gamma_k}{\gamma_j} \right) \left(\frac{E_k^*}{E_j^*} \right) \left(\frac{a_j}{a_k} \right) \exp [2 (\sqrt{a_k E_k^*} - \sqrt{a_j E_j^*})], \quad (3.22)$$

Onde, para a partícula k (k pode ser um nêutron, um próton, uma alfa, etc.), γ_k é o número de estados de spin, E_k^* é a energia de excitação do núcleo após a emissão da partícula e a_k é o parâmetro de densidade de níveis. Por questões históricas, a probabilidade de emissão da partícula k é sempre calculada em relação a probabilidade de emissão do nêutron, ou seja, a probabilidade relativa de emissão do próton é $G_p = \frac{\Gamma_p}{\Gamma_n}$, a probabilidade relativa de emissão da partícula alfa é $G_\alpha = \frac{\Gamma_\alpha}{\Gamma_n}$ e assim por diante. Para o nêutron, o parâmetro de densidade de níveis é [35]

$$a_n = 0.134 - 1.21 \cdot 10^{-4} A^2 \text{MeV}^{-1}, \quad (3.23)$$

e para emissão de todas as outras partículas essas quantidades são relacionadas a a_n por

$$a_k = r_k a_n, \quad (3.24)$$

onde r_k é uma constante adimensional que depende do parâmetro de fissionabilidade [26] Z^2/A . Conforme o núcleo residual ejeta partículas, Z^2/A toma diferentes faixas de valores e r_j é ajustado para cada uma das faixas. Para emissão do próton temos então:

$$G_p = \frac{\Gamma_p}{\Gamma_n} = \left(\frac{E_p^*}{E_n^*} \right) \exp [2\sqrt{a_n} (\sqrt{r_p E_p^*} - \sqrt{E_n^*})], \quad (3.25)$$

onde, r_p é a relação entre a_p e a_n . Para emissão de partícula alfa

$$G_\alpha = \frac{\Gamma_\alpha}{\Gamma_n} = \left(\frac{2E_\alpha^*}{E_n^*} \right) \exp [2\sqrt{a_n} (\sqrt{r_\alpha E_\alpha^*} - \sqrt{E_n^*})], \quad (3.26)$$

onde, r_α é a relação entre a_α e a_n . O potencial de Coulomb [36] para próton é:

$$V_p = C \frac{[K_p(Z-1)e^2]}{[r_0(A-1)^{1/3} + R_p]}, \quad (3.27)$$

e para partícula alfa é:

$$V_\alpha = C \frac{[2K_\alpha(Z-2)e^2]}{[r_0(A-4)^{1/3} + R_\alpha]}, \quad (3.28)$$

onde $K_p = 0.70$ e $K_\alpha = 0.83$ são as penetrabilidades da barreira de Coulomb para prótons e partículas alfa respectivamente, $R_p = 1.14 \text{ fm}$ é o raio do próton, $R_\alpha = 2.16$

fm é o raio da partícula alfa, $r_0 = 1.2$ fm. Também

$$C = 1 - \frac{E^*}{B}, \quad (3.29)$$

é a correção na barreira de Coulomb para partículas carregadas devido a temperatura nuclear[36], com B sendo a energia de ligação nuclear. Usando a largura de fissão de acordo com o modelo da gota líquida de Bohr e Wheeler[37] e a emissão de nêutrons de acordo com Weisskopf, temos:

$$G_f = \frac{\Gamma_f}{\Gamma_n} = K_f \exp \left[2 \left(\sqrt{a_f E_f^*} - \sqrt{a_n E_n^*} \right) \right], \quad (3.30)$$

onde

$$K_f = K_0 a_n \frac{\left(2\sqrt{a_f E_f^*} - 1 \right)}{\left(4A^{2/3} a_f E_n^* \right)}, \quad (3.31)$$

e

$$E_f^* = E^* - B_f \quad (3.32)$$

com $K_0 = 14.39$ MeV. Aqui, B_f é a altura da barreira de fissão discutida abaixo. As energias de separação das partículas, S_p para prótons e S_α para partículas alfa, podem ser calculadas usando a fórmula de massa nuclear

$$S_p = M_p + m_{nuc}(A-1, Z-1) - m_{nuc}(A, Z), \quad (3.33)$$

e

$$S_\alpha = M_\alpha + m_{nuc}(A-4, Z-2) - m_{nuc}(A, Z), \quad (3.34)$$

onde M_p é a massa do próton, M_α é a massa da partícula alfa e $m_{nuc}(A, Z)$ é a massa nuclear calculada com os parâmetros da ref. [38]. Para a barreira de fissão nuclear B_f , e para a energia de separação de nêutrons S_n , existem fórmulas empíricas que dão valores mais precisos:

$$B_f = C[0.22(A-Z) - 1.40Z + 101.5] \text{ MeV}, \quad (3.35)$$

e

$$S_n = C[-0.16(A-Z) + 0.25Z + 5.6] \text{ MeV}, \quad (3.36)$$

Finalmente o código de Monte Carlo para evaporação-fissão calcula, ao final de N_t eventos simulados, a probabilidade de fissão nuclear F , definida como

$$F = \frac{N_f}{N_t}, \quad (3.37)$$

onde N_f é o número de eventos que terminam com fissão. Definimos então a seção de choque de fotofissão como

$$\sigma_{\gamma F} = \sigma_{\gamma A} * F \quad (3.38)$$

onde $\sigma_{\gamma A}$ é a seção de choque de fotoabsorção nuclear total.

Capítulo 4

Resultados

4.1 Seção de choque de fotoabsorção nuclear total

Na faixa de energia estudada (de 140 MeV até alguns GeV) a seção de choque de fotoabsorção nuclear total é caracterizada pela interação do fóton com o núcleo através dos seguintes mecanismos :

- 1) Interação por meio de choque elástico entre o fóton e algum dos núcleons do núcleo.
- 2) Interação do fóton com o núcleo e subsequente formação de ressonâncias nucleônicas.
- 3) Interação do fóton com o núcleo e subsequente formação direta de píons.
- 4) Interação do fóton com o núcleo através de efeito de "sombreamento".

Na faixa de energia 140 MeV até cerca de 2000 MeV os dois mecanismos mais importantes para a seção de choque de fotoabsorção nuclear total são a produção direta de píons e a formação de ressonâncias nucleônicas. Para obter uma boa descrição da seção de choque de fotoabsorção nuclear total implementamos em nosso algoritmo a formação de três tipos de ressonâncias nucleônicas na interação inicial. As ressonâncias nucleônicas P_{33} , D_{13} e F_{15} . Implementamos também a produção direta de um pión através da seção de choque de fundo. Na faixa de energia superior a 2000 MeV a seção de choque de fundo também é responsável por toda a seção de

choque de fotoabsorção nuclear total caracterizando assim essa região de efeito de "sombreamento". Observamos na figura 4.1 a comparação de nossos resultados para seção de choque de fotoabsorção nuclear total para os elementos ^{27}Al , ^{63}Cu , ^{118}Sn , ^{12}C e ^{207}Pb com os resultados experimentais. Notamos uma boa concordância com

Figura 4.1: Seção de choque de fotoabsorção nuclear total por núcleon em função da energia do fóton incidente para os elementos ^{27}Al , ^{63}Cu , ^{118}Sn , ^{12}C e ^{207}Pb . Círculos cheios são os resultados de nossos cálculos e quadrados vazios são dados experimentais da ref. [23]. O desvio padrão nos resultados de CRISP é menor que o ponto.

os dados experimentais tanto na região de formação de ressonâncias nucleônicas (pico da seção de choque de fotoabsorção nuclear total) como na região de efeito de "sombreamento" (energias acima de 2000 MeV), justificando assim a implementação dos

mecanismos de formação de ressonâncias e efeito de "sombreamento". A diferença entre nossos cálculos e os dados experimentais é tipicamente da ordem de 2% para todos os núcleos alvo comparados. É importante notar que esta região compreende vários mecanismos de absorção diferentes, como o mecanismo de quasi-dêuteron, a excitação de ressonâncias nucleônicas e o efeito de "sombreamento". Verificamos que, efeitos nucleares importantes, como movimento de Fermi dos núcleons e bloqueio de Pauli interferem significativamente nos resultados obtidos. A boa concordância com os resultados experimentais indica que o modelo adotado no CRISP reproduz com fidelidade vários processos nucleares complexos que ocorrem durante a reação. É interessante notar que nem todo cálculo deste tipo obtém resultados confiáveis. Para isto, observe-se a figura 4.2, onde fazemos uma comparação de nossos cálculos para a seção de choque de fotoabsorção nuclear total para os mesmos elementos da figura 4.1 incluindo também ^{238}U , com cálculo do código Reldis [39], o qual inclui em seu mecanismo de interação inicial a interação do tipo quasi-dêuteron, produção de ressonâncias, produção direta de multi píons (um ou mais píons) mas não o efeito de sombreamento. Notamos que até a energia de 1000 MeV os cálculos do código Reldis superestimam a seção de choque de fotoabsorção nuclear total em relação aos resultados de CRISP.

Podemos observar pelos nossos cálculos que a seção de choque de fotoabsorção nuclear total tem uma característica marcante de ser praticamente a mesma para todos os elementos, desde os mais leves como carbono até actinídeos como urânio e tório. Este comportamento é conhecido na literatura como "Curva Universal" [40]. Revendo a figura 4.1 pode-se perceber que nossos cálculos estão em boa concordância com os dados experimentais de seção de choque de fotoabsorção nuclear total, o que nos leva a crer que o cálculo de Reldis superestima a seção de choque de fotoabsorção nuclear total até cerca de 800 MeV a partir da qual a curva calculada por Reldis se assemelha aos nossos cálculos e dos dados experimentais.

Figura 4.2: Seção de choque de fotoabsorção nuclear total por núcleon em função da energia do fóton incidente para os elementos ^{27}Al , ^{63}Cu , ^{118}Sn , ^{12}C e ^{207}Pb e ^{238}U . Símbolos vazios são cálculos de CRISP e estrela cheia é cálculo da ref. [39].

4.2 Seção de choque de fotofissão

Uma vez que a interação inicial está bem determinada, como mostra nosso cálculo da seção de choque de fotoabsorção nuclear total, ocorre em seguida todo o processo de cascata intranuclear no qual vários processos podem ocorrer. A saber :

- 1) Colisões entre hadrons (nêutrons, prótons, ressonâncias).
- 2) Emissão de partículas (nêutrons, prótons, píons).
- 3) Decaimento de ressonâncias e mésons ρ .
- 4) Absorção de píons.

Todos esses processos podem ocorrer até que todos os núcleons tenham energia cinética menor ou igual à Energia de Fermi do núcleo de modo que o núcleo composto resultante tenha energia de excitação bem determinada pela energia cinética de todos os núcleons. Após o processo de cascata intranuclear tem início a competição evaporação/fissão na qual o núcleo composto é levado a perder sua energia de excitação seja por evaporação de partículas (nêutrons, prótons, alfas) ou fissionando o núcleo até que toda a energia de excitação adquirida pelo núcleo após a interação inicial seja liberada. A figura 4.3 mostra o resultado de nossos cálculos para a seção de choque de fotofissão para os actinídeos ^{238}U , ^{235}U , ^{233}U , ^{232}Th e ^{237}Np . Novamente temos boa concordância entre os dados experimentais e os resultados de CRISP. Aqui a discrepância entre os valores calculados e os dados experimentais aproxima-se de 20% no pico da seção de choque de fotofissão do núcleo alvo ^{232}Th , mas em geral a discrepância entre os valores calculados e experimentais não excede 4% em toda a faixa de energia deste estudo. Note-se que a seção de choque de fotofissão envolve não apenas o processo de absorção do fóton, mas também toda a cascata intranuclear e o processo de competição entre evaporação de partículas e a fissão do núcleo. Assim, os bons resultados obtidos com o código CRISP indicam a correta implementação de várias características importantes das reações nucleares e da estrutura dos núcleos, como espectro de multiplicidade de secundários, energia de excitação de núcleo composto, energias de separação, barreira de fissão, etc.

Para o caso específico do núcleo ^{237}Np podemos perceber que o cálculo da seção de choque de fotoabsorção nuclear total está abaixo dos dados experimentais de seção de choque de fotofissão na região de formação de ressonâncias ($300 \text{ MeV} < \omega < 1200 \text{ MeV}$). Para uma melhor comparação desses resultados mostramos nesse gráfico nosso cálculo de seção de choque de fotofissão juntamente com o cálculo de seção de choque de fotoabsorção nuclear total. Podemos notar então que a fissilidade para o ^{237}Np é muito próxima da unidade como seria de se esperar[41]. Como nossos cálculos para seção de choque de fotoabsorção nuclear total estão em boa concordância com os dados

Figura 4.3: Seção de choque de fotofissão por núcleon em função da energia do fóton incidente para os núcleos alvos ^{238}U , ^{235}U , ^{233}U , ^{232}Th e ^{237}Np e comparação com dados experimentais. CRISP é representado por círculos cheios, quadrados vazios ref.([41]), círculos vazios ref.([23]), triângulos vazios ref.([42]), losango vazio ref.([43]). O símbolo asterisco é nosso resultado para seção de choque de fotoabsorção nuclear total para o ^{237}Np .

experimentais como explicitado acima acreditamos que os dados experimentais de fotofissão possam estar superestimados. Esta hipótese ganha força quando observamos que a seção de choque experimental de fotofissão do ^{237}Np se encontra acima da curva universal observada através de medidas de seção de choque de fotoabsorção total para outros núcleos.

Vale a pena destacar que nossos resultados de seção de choque de fotofissão nesta

faixa extensa de energia do fóton incidente são inéditos em cálculo de Monte carlo. Na figura 4.4 apresentamos o cálculo de seção de choque de fotofissão e fotoabsorção para o núcleo pré-actínídeo ^{207}Pb . Novamente a comparação de nossos cálculos com

Figura 4.4: Superior, seção de choque de fotoabsorção nuclear total por núcleon para ^{207}Pb . Dados experimentais da ref. [23]. O desvio padrão no cálculo da seção de choque de fotoabsorção é menor que o ponto. Inferior, seção de choque de fotofissão por núcleon em função da energia do fóton incidente para o núcleo alvo ^{207}Pb , dados experimentais da ref. [41].

os dados experimentais demonstram uma boa concordância na seção de choque de fotofissão de ^{207}Pb e também no cálculo da seção de choque de fotoabsorção nuclear total como já havíamos visto na figura 4.1. No cálculo da seção de choque de fotofissão

para este elemento alvo foi necessário um número maior de eventos (cerca de 2000 por ponto de energia incidente do fóton) que representou o dobro de eventos utilizados para gerar o cálculo da seção de choque de fotofissão dos núcleos actinídeos. O tempo de computação gasto é aproximadamente linear em relação ao número de eventos. Ainda assim notamos uma certa flutuação estatística no cálculo da seção de choque de fotofissão para ^{207}Pb sobretudo na região de energia de formação de ressonâncias. Na figura 4.5 apresentamos também o cálculo da seção de choque de fotofissão para o núcleo pré-actinídeo ^{209}Bi . Podemos ver também neste cálculo boa concordância com os dados experimentais. Novamente temos maior flutuação estatística nas incertezas do cálculo mesmo utilizando o dobro do número de eventos por ponto de energia incidente e grande tempo de computação. Nesta figura restringimos a faixa de energia do fóton incidente até 1200 MeV pois temos dados experimentais somente até esta faixa de energia para comparação. Para estes núcleos a fissilidade é consideravelmente menor do que para os actinídeos. Consequentemente a fase de evaporação nuclear se prolonga, com multiplicidade de secundários maior. Os bons resultados obtidos na comparação com os dados experimentais revelam que o modelo adotado no CRISP incorpora corretamente, na média, as características da estrutura nuclear de um grande número de núcleos por onde evolui o processo de evaporação. Comparando diretamente esses resultados para o núcleo alvo ^{209}Bi com os resultados obtidos por [19] percebemos que houve uma grande evolução na adequação de nossos cálculos aos dados experimentais. Isto se deve às modificações feitas em parâmetros da fase de evaporação/fissão (r_j) citadas na seção 3.6. Um melhor ajuste dos parâmetros relacionados às densidades de níveis de nêutrons, prótons e alfas e o uso do mecanismo de fissão do núcleo proporcionaram uma melhor descrição da seção de choque de fotofissão para os núcleos acima citados, inclusive aumentando a faixa de energia útil do cálculo.

Visto que temos bons resultados para as seções de choque de fotoabsorção nuclear total e fotofissão somos levados a acreditar que os vários aspectos da física envolvida

Figura 4.5: Seção de choque de fotofissão por núcleon em função da energia do fóton incidente para o núcleo alvo ^{209}Bi . Dados experimentais das ref. [44] (quadrado vazio), [45] (triângulo vazio), [46] (círculo vazio), [47] (losango vazio), [48] (cruz), [49] (estrela) e [50] (asterisco).

no algoritmo CRISP estão corretos e podemos extrair mais resultados físicos a respeito da reação fotonuclear simulada.

Além das seções de choque acima mostradas podemos observar nos resultados de CRISP pelo menos mais um aspecto interessante da reação fotonuclear, a multiplicidade média de partículas (prótons, nêutrons e alfas) ao final da fase de evaporação/fissão. Na figura 4.6 podemos ver a multiplicidade média de nêutrons em função da energia do fóton incidente para os núcleos alvos ^{207}Pb , ^{209}Bi , ^{232}Th , ^{237}Np

Figura 4.6: Multiplicidade de nêutrons em função da energia do fóton incidente para os núcleos ^{207}Pb , ^{209}Bi , ^{232}Th , ^{237}Np e ^{238}U

e ^{238}U . Como seria de se esperar para núcleos pesados, ou seja, maior fissilidade, a emissão de nêutrons é menor. Mas apesar de Urânio e Netúnio terem fissilidades muito próximas entre si (aproximadamente 1) a emissão de nêutrons na fase de evaporação/fissão para alvo de Urânio é sensivelmente maior que para o alvo de Netúnio, ao menos na faixa de energia acima de 400 MeV.

A emissão de nêutrons cresce com a energia do fóton incidente mas também atinge uma espécie de patamar crescendo lentamente a partir dos 400 MeV. Sobre o valor absoluto da emissão de nêutrons podemos dizer que está abaixo dos valores obtidos quando se usa projéteis como prótons. Prótons com energia de 1200 MeV incidindo

Figura 4.7: Multiplicidade de prótons em função da energia do fóton incidente para os núcleos ^{207}Pb , ^{209}Bi , ^{232}Th , ^{237}Np e ^{238}U

em alvos de ^{207}Pb apresentam multiplicidade média de nêutrons em torno de 14.4 nêutrons (veja referência [51]). Nas figuras 4.7 e 4.8 apresentamos a multiplicidade média de prótons e multiplicidade média de alfas em função da energia do fóton incidente também para os núcleos alvos ^{207}Pb , ^{209}Bi , ^{232}Th , ^{237}Np e ^{238}U . Mais uma vez a emissão de partículas é crescente com a energia, mas dessa vez não apresentam um patamar bem definido. Como antes a emissão de partículas é maior nos núcleos menos físeis. Os valores absolutos da multiplicidade média de prótons são em geral menores que os valores no caso de nêutrons mas os valores da multiplicidade média de alfas são da ordem da multiplicidade de nêutrons o que indica talvez um excesso de

Figura 4.8: Multiplicidade de partículas alfa em função da energia do fóton incidente para os núcleos ^{207}Pb , ^{209}Bi , ^{232}Th , ^{237}Np e ^{238}U

emissão de alfas. Mais dados experimentais para núcleos actnódeos e pré-actinódeos são necessários para se verificar se estas características observadas com o CRISP reproduzem corretamente as características reais da reação fotonuclear.

Capítulo 5

Conclusões

Neste trabalho desenvolvemos um código de Monte carlo para reações fotonucleares em energias intermediárias e altas, o qual foi implementado na linguagem C++, formando o código CRISP.

Este cálculo incorpora as principais características de modelos anteriores (MCMC[52] e MCEF[19]) com algumas alterações como:

- inclusão da formação de ressonâncias nucleônicas mais pesadas que a Δ ;
- propagação e decaimento dessas ressonâncias em diversos canais ;
- método mais preciso para o bloqueio de Pauli ;
- hadronização do fóton ;
- fotoprodução de méson ρ ;
- efeito de sombreamento ;
- modificações na evaporação/fissão nuclear.

O código foi utilizado para o cálculo da seção de choque de fotoabsorção nuclear total em núcleos que vão desde o ^{27}Al até o ^{237}Np , numa faixa de energia entre 40 MeV e 3500 MeV. Obtivemos um bom resultado no cálculo da seção de choque de fotoabsorção nuclear total como foi visto nos gráficos anteriores. Este é um fator imprescindível no cálculo de Monte Carlo da interação de fótons com o núcleo pois representa a determinação da interação inicial fóton-núcleo, a qual é muito impor-

tante para todo o processo de cascata intranuclear seguida de evaporação/fissão, ou seja, a reação fotonuclear completa. A importância da seção de choque de fotoabsorção nuclear total está na escolha do mecanismo de interação no qual o fóton vai interagir primariamente com o núcleo. Desse modo o cálculo de Monte Carlo descreve de forma precisa os processos físicos da interação inicial fóton-núcleo utilizando a seção de choque de fotoabsorção nuclear total como probabilidade destes eventos ocorrerem. Como consequência dessa boa descrição da interação inicial o processo de cascata intranuclear tem um bom desempenho e finalmente o núcleo residual excitado é formado. Como mostram nossos cálculos de curvas de fotofissão e respectivas comparações com dados experimentais o processo de cascata intra-nuclear e mecanismo de evaporação/fissão também ficaram bem caracterizados. Trabalhamos principalmente com núcleos actínídeos e pré-actínídeos pela escassez de dados de fotofissão para núcleos leves, mas acreditamos que nosso cálculo também terá bons resultados para núcleos de massa intermediária. Como extrapolação de nossos resultados obtivemos cálculos de energia de excitação de núcleo composto e multiplicidade de partículas os quais acreditamos estar bastante próximos dos valores físicos reais mas ainda impossibilitados de fazer as devidas comparações com dados experimentais devido à escassez dos dados. Calculamos também a seção de choque de fotofissão de núcleos actínídeos e pré-actínídeos entre 200 e 3500 MeV. Estes resultados dependem sensivelmente das características dos mecanismos de absorção do fóton, da evolução da cascata intranuclear e das propriedades do processo de competição entre evaporação nuclear e fissão. Diante dos bons resultados obtidos (nossos resultados diferem, em geral, menos de 5% dos valores experimentais), calculamos também algumas grandezas onde não se encontram dados experimentais, como multiplicidade de algumas partículas ou energia de excitação do núcleo composto formado durante a reação. Os resultados de fotofissão mostrados na faixa de energia coberta pelo efeito de "sombreamento" (acima de 1200 MeV) são os primeiros resultados obtidos através de cálculo de Monte Carlo até agora. Trata-se de um trabalho inédito de cálculo de Monte Carlo para esta faixa de

energia.

Apêndice A

Fluxograma do algoritmo CRISP

O fluxograma da próxima página indica como se dá a execução do programa. O fóton incidente pode ou não interagir com o núcleo, em seguida ocorre uma interação inicial que pode ser a produção de ressonância, produção direta de píons, interação quasi-dêuteron ou interação via efeito de "sombreamento" (méson ρ). Em seguida tem início a cascata intranuclear onde vários processos podem ocorrer: colisões entre partículas, decaimento de ressonâncias e mésons ρ , ejeção da partícula pra fora do núcleo ou absorção de píons por núcleon. Durante o processo de cascata, se nenhum núcleon estiver com energia cinética maior ou igual a energia de Fermi E_f a cascata é terminada então iniciamos o processo de evaporação/fissão. Nesta fase o núcleo residual excitado vai evaporando partículas até que perca toda sua energia de excitação ou até que ocorra a fissão.

Figura A.1: Fluxograma do algoritmo CRISP descrevendo os passos e ações tomados durante a execução do programa

Apêndice B

Propagação e decaimento das ressonâncias nucleônicas

A propagação das ressonâncias no núcleo é descrita pelo modelo partícula-buraco[53] no qual a ressonância sofre múltiplos espalhamentos. Do espalhamento por dois potenciais obtemos para o operador de transição T :

$$T_{\beta\alpha} = \langle \phi_{\beta}^{-} | U | \chi_{\alpha} \rangle + \langle \phi_{\beta}^{-} | V | \Psi_{\alpha}^{+} \rangle \quad (\text{B.1})$$

Onde U é o potencial central médio do núcleo e V é a interação residual, χ_n é o conjunto de funções de onda que são soluções da equação para a parte cinética ($H_0 = K$) da Hamiltoniana:

$$K \chi_n = E_n^{(1)} \chi_n \quad (\text{B.2})$$

ϕ_n é o conjunto de funções de onda que são soluções da equação para a parte cinética mais o potencial U ($H_1 = K + U$) da Hamiltoniana:

$$(K + U) \phi_n = E_n^{(1)} \phi_n \quad (\text{B.3})$$

ψ_n é o conjunto de funções de onda que são soluções da equação para a Hamiltoniana total ($H = K + U + V$):

$$H \psi_n = E_n^{(3)} \psi_n \quad (\text{B.4})$$

O primeiro termo da matriz de transição (B.1)

$$T_{\beta\alpha}^{(1)} = \langle \phi_{\beta}^{-} | U | \chi_{\alpha} \rangle \quad (\text{B.5})$$

representa o espalhamento Compton nuclear e a produção direta de píons e o segundo termo

$$T_{\beta\alpha}^{(2)} = \langle \phi_{\beta}^{-} | V | \Psi_{\alpha}^{+} \rangle \quad (\text{B.6})$$

representa a formação de estados ressonantes e configurações mais complicadas. Usando o formalismo de Feshbach com os operadores de projeção P e Q, os quais têm as seguintes propriedades:

$$P + Q = 1, \quad (\text{B.7})$$

$$P^2 = 1, \quad (\text{B.8})$$

$$Q^2 = 1, \quad (\text{B.9})$$

$$PQ = QP = 0 \quad (\text{B.10})$$

podemos mostrar que o termo de estados ressonantes na matriz de transição pode ser escrito como :

$$T_{\beta\alpha}^{(2)} = \left\langle \phi_{\beta}^{-} \left| PHQ \frac{1}{E - QHQ - QHP \frac{1}{E - PHP + i\eta} PHQ} QHP \right| \Psi_{\alpha}^{+} \right\rangle \quad (\text{B.11})$$

Agora, restringindo o formalismo para o caso de ressonância Δ , definimos o operador Q como,

$$Q = |\Delta N^{-1}\rangle \langle \Delta N^{-1}|, \quad (\text{B.12})$$

onde ΔN^{-1} representa um estado Δ -buraco, e observamos em (??) que o operador QHP deve converter a função de ondas inicial (interação γ -N) num estado Δ , ou seja

$$QHP |\Psi_{\alpha}^{+}\rangle = QHP |\vec{k}N\rangle = \sum_{\Delta} |\Delta N^{-1}\rangle \langle \Delta N^{-1}| F_{\gamma\Delta}(\vec{k}) QHP |\vec{k}N\rangle, \quad (\text{B.13})$$

com a função vértice $F_{\gamma\Delta}$ dada por

$$F_{\gamma\Delta} = \frac{g_{\gamma\Delta}}{M_{\Delta}} \hat{\epsilon}_{k\lambda} \cdot \vec{k} \times S_3^{\dagger}, \quad (\text{B.14})$$

onde $g_{\gamma\Delta}$ é um fator de acoplamento de spins, M_Δ é a massa da ressonância, $\hat{\epsilon}_{k\lambda}$ é o vetor de polarização do fóton de momento $\vec{k}$, S é o operador de transição de spin de $J = 1/2 \rightarrow J = 3/2$ e T_3 é operador de isospin. Em seguida temos então o vértice $PHQ |\Delta N^{-1}\rangle$ cujo papel é acoplar a Δ a canais contínuos como fótons e píons. O canal de píons é dominante, portanto escrevemos

$$PHQ |\Delta N^{-1}\rangle = \sum_{\pi N'^{-1}} |\pi N'^{-1}\rangle \langle \pi N'^{-1} | F_{\gamma\Delta}^\dagger(p) | \Delta N^{-1}\rangle, \quad (B.15)$$

PHP representa a Hamiltoniana para o pión e o núcleon

$$PHP = H_{A-1} + T_i + V_i + T_\pi = H_\pi = W \quad (B.16)$$

Onde H_{A-1} é a Hamiltoniana do núcleo A-1, T_i é a energia cinética do núcleon, V_i é a energia potencial do núcleon e T_π a energia cinética do pión. O operador QHP como já vimos restaura a partícula Δ mas agora atuando em $|\pi N'^{-1}\rangle$

$$QHP |\pi N'^{-1}\rangle = \sum_{\Delta' N''^{-1}} |\Delta' N''^{-1}\rangle \langle \Delta' N''^{-1} | F_{\pi\Delta}(p) | \pi N'^{-1}\rangle \quad (B.17)$$

O operador QHQ representa a Hamiltoniana da partícula Δ ligada ao núcleo,

$$QHQ = H_{A-1} + T_\Delta + V_\Delta = H_\Delta \quad (B.18)$$

T_Δ e V_Δ são a energia cinética e potencial da Δ . Substituindo a ação desses operadores em (B.11), temos finalmente

$$T_{\beta\alpha}^{(2)} = \sum_{\Delta' N''^{-1}} \langle \phi_\beta^- | PHQ |\Delta' N''^{-1}\rangle \times \frac{\sum_{\Delta} F_{\gamma\Delta}(\vec{k}) |\vec{k}N\rangle}{\langle \Delta' N''^{-1} | E - H_\Delta | \Delta' N''^{-1}\rangle - \sum_{\pi' N''^{-1}} F_{\pi\Delta}(p) - \sum_{\pi' N'^{-1}} F_{\pi\Delta}^\dagger(p) \langle \pi' N''^{-1} | P \left(\frac{1}{E - H_\pi} \right) | \Delta N'^{-1}\rangle} \quad (B.19)$$

onde

$$\Gamma_e = \langle \pi' N''^{-1} | 2\pi\delta(E - H_\pi) | \pi N'^{-1}\rangle, \quad (B.20)$$

onde $g_{\gamma\Delta}$ é um fator de acoplamento de spins, M_Δ é a massa da ressonância, $\hat{\epsilon}_{k\lambda}$ é o vetor de polarização do fóton de momento $\vec{k}$, S é o operador de transição de spin de $J = 1/2 \rightarrow J = 3/2$ e T_3 é operador de isospin. Em seguida temos então o vértice $PHQ |\Delta N^{-1}\rangle$ cujo papel é acoplar a Δ a canais contínuos como fótons e píons. O canal de píons é dominante, portanto escrevemos

$$PHQ |\Delta N^{-1}\rangle = \sum_{\pi N'^{-1}} |\pi N'^{-1}\rangle \langle \pi N'^{-1} | F_{\gamma\Delta}^\dagger(p) | \Delta N^{-1}\rangle, \quad (B.15)$$

PHP representa a Hamiltoniana para o pión e o núcleon

$$PHP = H_{A-1} + T_i + V_i + T_\pi = H_\pi = W \quad (B.16)$$

Onde H_{A-1} é a Hamiltoniana do núcleo A-1, T_i é a energia cinética do núcleon, V_i é a energia potencial do núcleon e T_π a energia cinética do pión. O operador QHP como já vimos restaura a partícula Δ mas agora atuando em $|\pi N'^{-1}\rangle$

$$QHP |\pi N'^{-1}\rangle = \sum_{\Delta' N''^{-1}} |\Delta' N''^{-1}\rangle \langle \Delta' N''^{-1} | F_{\pi\Delta}(p) | \pi N'^{-1}\rangle \quad (B.17)$$

O operador QHQ representa a Hamiltoniana da partícula Δ ligada ao núcleo,

$$QHQ = H_{A-1} + T_\Delta + V_\Delta = H_\Delta \quad (B.18)$$

T_Δ e V_Δ são a energia cinética e potencial da Δ . Substituindo a ação desses operadores em (B.11), temos finalmente

$$T_{\beta\alpha}^{(2)} = \sum_{\Delta' N''^{-1}} \langle \phi_\beta^- | PHQ |\Delta' N''^{-1}\rangle \times \frac{\sum_{\Delta} F_{\gamma\Delta}(\vec{k}) |\vec{k}N\rangle}{\langle \Delta' N''^{-1} | E - H_\Delta | \Delta' N''^{-1}\rangle - \sum_{\pi' N''^{-1}} F_{\pi\Delta}(p) - \sum_{\pi' N'^{-1}} F_{\pi\Delta}^\dagger(p) \langle \pi' N''^{-1} | P \left(\frac{1}{E - H_\pi} \right) | \Delta N'^{-1}\rangle} \quad (B.19)$$

onde

$$\Gamma_e = \langle \pi' N''^{-1} | 2\pi\delta(E - H_\pi) | \pi N'^{-1}\rangle, \quad (B.20)$$

é a largura da ressonância no meio nuclear e representa a produção elástica de píons. Aqui foi usada a seguinte relação:

$$\frac{1}{E - H_\pi + i\eta} = P \left(\frac{1}{E - H_\pi} \right) - \pi i \delta(E - H_\pi) \quad (\text{B.21})$$

onde P é o valor principal do termo entre parênteses. Efeitos mais complicados no meio nuclear, como o bloqueio de Pauli nos estados finais do decaimento da Δ são levados em conta somando-se à Hamiltoniana o chamado "termo de Fock" δW e potencial de spreading (V_{sp}) levando a:

$$H = H_\Delta + W + \delta W + V_{sp}, \quad (\text{B.22})$$

Usando o teorema óptico

$$\sigma_t = \frac{4\pi}{k} \text{Im} f(0) \quad (\text{B.23})$$

Relacionamos a amplitude $T_{\beta\alpha}^{(2)}$ à fórmula de Breit-Wigner

$$\sigma_t = \frac{4\pi}{k^2} (2l + 1) \frac{\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2}{(E - E_r)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} \quad (\text{B.24})$$

A qual é efetivamente usada na descrição da produção de ressonâncias nucleônicas na interação inicial fóton-núcleo em nosso algoritmo.

Apêndice C

Seção de choque de fotoabsorção no núcleon livre e ligado

A seção de choque de fotoabsorção na produção de ressonâncias é dada por

$$\sigma(s) = \frac{\sigma_0 M^2 \Gamma^2}{(s - M^2)^2 + M^2 \Gamma^2} \quad (\text{C.1})$$

Se normalizamos a seção de choque de fotoabsorção total no núcleo pelo número de massa A , podemos supor que a área definida pela seção de choque de fotoabsorção é igual tanto no núcleon livre quanto no núcleon ligado, portanto teremos

$$\int \sigma_{lv}(s) ds = \int \sigma_{lg}(s) ds \quad (\text{C.2})$$

onde $\sigma_{lv}(s)$ é a seção de choque de fotoabsorção do núcleon livre e $\sigma_{lg}(s)$ é a seção de choque de fotoabsorção do núcleon ligado. Integrando $\sigma(s)$,

$$\sigma(s) = I = \sigma_0(M\Gamma)^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{(s - M^2)^2 + M^2\Gamma^2} ds, \quad (C.3)$$

chamando $a = M\Gamma$ temos

$$I = \sigma_0 a^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{(s - M^2)^2 + a^2} ds, \quad (C.4)$$

ou

$$I = \sigma_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\left[\frac{(s - M^2)^2}{a} + 1 \right]} ds, \quad (C.5)$$

utilizando a transformação

$$\frac{(s - M^2)}{a} = \tan \theta, \quad (C.6)$$

o diferencial ds fica $ds = a \sec^2 \theta d\theta$, e I fica,

$$I = \sigma_0 \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} \frac{1}{\tan^2 \theta + 1} a \sec^2 \theta d\theta = \sigma_0 [a\theta]_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} = \pi a = \pi M\Gamma \sigma_0, \quad (C.7)$$

assim relacionamos a intensidade da seção de choque de fotoabsorção de $\sigma_{lv}(s)$ com a de $\sigma_{lg}(s)$ por,

$$\sigma_{0lg} = \frac{\pi \sigma_{0lv} M_{lv} \Gamma_{lv}}{\pi \Gamma_{lg} M_{lg}} = \frac{\sigma_{0lv} M_{lv} \Gamma_{lv}}{\Gamma_{lg} M_{lg}} \quad (\text{C.8})$$

Referências Bibliográficas

- [1] J. D. Walecka, Theoretical nuclear and subnuclear physics, (1995) 372
- [2] N. Metropolis e S. Ulam, J. Amer. statistical assoc. 44 (1949)335
- [3] I. M. Sobol, Lecciones populares de matemáticas (1976)
- [4] I. M. Sobol, Métodos numéricos de Monte Carlo, (1976)
- [5] Susana R. Pina, Tese de Doutorado, (2000)
- [6] J.S. Levinger, Phys. Rev. 84 (1951) 43
- [7] M. B. Chadwick, Phys. Rev. C 44 (1991) 814
- [8] M. Goldhaber e Teller, Phys. Rev. 74 (1948) 1046
- [9] H. Steinwedel e J.H.D. Jensen, Phys. Rev. 79 (1959) 1019
- [10] D. C. Cheng, Elementary particle physics (1979)
- [11] J. J. Sakurai, Ann. Phys. (N. Y.) 11, 1 (1960)
- [12] G. Shaw, Phys. Let. B 318(1993)221
- [13] P. Moseley e G. Shaw, J. Phys. G: Nucl. part. Phys. 21 (1995)1043
- [14] V. Weisskopf, Phys. Rev. 52 (1937) 295
- [15] N. Metropolis et al., Phys. Rev. 110 (1958) 185

- [16] V. S. Barashenkov et al., Sov. Phys.-Usp., 16 (1973) 31
- [17] H. W. Bertini, Phys. Rev. 131 (1963) 1801
- [18] A. Boudard et al., Phys. Rev. C 66 (2002) 044615
- [19] A. Deppman et al., Comput. Phys. Commun. 145 (2002) 385
- [20] S. B. Duarte, M. Gonçalves, O. A. P. Tavares, S. R. Pina (Grupo de colaboração CBPF)
- [21] A. Deppman et al., Phys. Rev. C 66 (2002) 067601
- [22] A. Deppman, S. B. Duarte, G. Silva, O. A. P. Tavares, S. Anefalos, J. D. T. Arruda neto, T. E. Rodrigues, Journal of Physics G (a ser publicado)
- [23] N. Bianchi et al., Phys. Let. B 325 (1994) 333
- [24] L. A. Kondratyuk et al., Nucl. Phys. A 579 (1994) 453
- [25] H. G. Hilpert et al., Phys. Let. B 27 (1968) 474
- [26] K. C. Chung, Introdução à física nuclear (2001) 136
- [27] A. M. Baldin, V. I. Gol'danskii, I. L. Rozenhal, Kinematics of Nuclear Reactions (1961) 28
- [28] R. L. Walker et al., Phys. Rev. 182 (1969) 1729
- [29] K. S. Krane, Introductory Nuclear Physics (1987)
- [30] K. Hagiwara et al., (Particle Data Group) Phys. Rev. D (2002) 010001
- [31] Deppman et al., Il Nuovo Cimento Vol. 111A 11 (1998) 1299
- [32] L. A. Kondratyuk e Y. S. Golubeva, Phys. of Atom. Nuc. 5 61 (1998) 865
- [33] S. J. Brodsky e Jon Pumplin, Phy. Rev. 182 (1969) 1794

- [34] M. Mirazita et al., Phys. Let. B 407 (1997) 225
- [35] A. S. Iljinov et al., Yad. Fiz. 32 (1980) 322; Sov. J. Nucl. Phys. 32 (1980) 166
- [36] O. A. P. Tavares et al., Z. Phys. A: Hadr. Nucl. 343 (1992) 407
- [37] N. Bohr e J. A. Wheeler, Phys. Rev. 56 (1939) 426
- [38] E. Segré, Nuclei and Particles (1965) 215
- [39] I. A. Pshenichnov et al., Evaluation of the total photoabsortion cross sections for actinides from photofission data and model calculations, e-print nucl-th/0303070 V1 27/03/2003
- [40] Th. Frommhold et al., Zeit. für Phys. A 350 (1994) 249
- [41] C. Cetina et al., Phys. Rev. C 65 (2002) 044622
- [42] Th. Frommhold et al., Phys. Let. B 295 (1992) 28
- [43] J. C. Sanabria et al., Phys. Rev. C 61 (2002) 034604
- [44] Bellini V. et al., Let. Nuovo Cimento 36 (1983) 587
- [45] C. Guaraldo et al., Phys. Rev. C 36 (1987) 1027
- [46] J. A. Jungerman e H. M. Steiner, Phys. Rev. 106 (1957) 585.
- [47] M. L. Terranova et al., J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 22 (1996) 1661
- [48] E. V. Minarik e V. A. Novikov, Sov. Phys. JETP 5 (1957) 253
- [49] L. G. Moreto et al., Phys. Rev. 179 (1969) 1176
- [50] Yu. N. Ranyuk e P. V. Sorokin, Sov. J. Nucl. Phys. 5 (1967) 37
- [51] A. Letourneau et al., Nuc. Inst. and Meth. in Phys. Res. B 170 (2000) 299

[52] M. Gonçalves et al., Phys. Let. B 406 (1997) 1

[53] J. H. Koch et al., An. Phys. 154 (1984) 99