

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

INSTITUTO DE FÍSICA

SBI-IFUSP



305M810T3344

**Estudo da Interferência Nuclear-Coulombiana
no ^{100}Ru por ^6Li**

George Barbosa da Silva

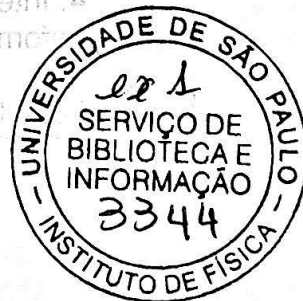
*Dissertação de Mestrado apresentada
ao Instituto de Física da Universidade
de São Paulo para a obtenção do
título de Mestre em Ciências.*

Orientador:

Prof. Dr. José Luciano Miranda Duarte

São Paulo

2000



539.74
S586 e
M
EX. 1

FICHA CATALOGRÁFICA

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

Silva, George Barbosa da
Estudo da Interferência Nuclear-Coulombiana no ^{100}Ru
por ^6Li
São Paulo, 2000.

Dissertação (Mestrado) - Universidade de São Paulo.
Instituto de Física - Departamento de Física Nuclear.
Orientador: Prof. Dr. José Luciano Miranda Duarte

Área de Concentração: Física Nuclear

Unitermos: 1. Estrutura Nuclear; 2. Primeiro estado coletivo 2^+ no ^{100}Ru ; 3. Espalhamento inelástico de ^6Li ; 4. Interferência Nuclear-Coulombiana; 5. Comprimentos de deformação de carga e massa.

USP/IF/SBI-018/2000

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

**Estudo da Interferência Nuclear-Coulombiana
no ^{100}Ru por ^6Li**

George Barbosa da Silva

*Dissertação de Mestrado apresentada
ao Instituto de Física da Universidade
de São de Paulo para a obtenção do
título de Mestre em Ciências.*

Orientador:

José Luciano Miranda Duarte
Prof. Dr. José Luciano Miranda Duarte

depois 15/05
São Paulo

2000



Agradeço, em primeiro lugar, ao Deus Eterno que me concedeu o privilégio de poder trabalhar com a Thereza, o Luciano, a Lighia, o Luizão, o Marcel, o Kita, a Márcia e o Cleber. Todos profissionais de altíssima competência e que em muito contribuíram para a realização deste trabalho. Agradeço em especial à Thereza e ao Luciano que, desde a Iniciação Científica, não mediram esforços para que eu recebesse a formação acadêmica de ótima qualidade e ao Marcel que, em sua enorme habilidade experimental, me ensinou muita coisa. Agradeço, também, a todos os técnicos do Laboratório Pelletron que foram indispensáveis nas tomadas de dados. Não poderia deixar de mostrar a minha gratidão aqui aos meus pais, aos meus oito irmãos e à delícia dos meus olhos, a Glauce, que souberam ser compreensíveis nos momentos mais difíceis.

*George B. Silva
Marco de 2000*

Resumo

Distribuições angulares, elástica e inelástica, de ${}^6\text{Li}$ de 32 MeV espalhados por ${}^{100}\text{Ru}$, foram obtidas utilizando o acelerador Pelletron da Universidade de São Paulo. Os íons de ${}^6\text{Li}$, emergentes da reação, foram analisados em momento pelo campo magnético de um espectrógrafo tipo pólo-partido de Enge e identificados em um detetor de barreira de superfície, sensível à posição, situado em seu plano focal. A distribuição angular elástica, correspondendo a 34 medidas entre os ângulos 16° e 94° , no referencial de laboratório, permitiu o teste de um conjunto global de parâmetros de potenciais ópticos. A distribuição angular inelástica do primeiro estado excitado 2^+ do ${}^{100}\text{Ru}$ foi obtida detalhando, não somente a região de interferência nuclear-coulombiana (INC), mas também a região onde a interação nuclear é predominante. A análise destes dados foi realizada usando previsões na Aproximação de Born com Ondas Distorcidas no Modelo do Potencial Óptico Deformado (DWBA-DOMP) com o conjunto de parâmetros ópticos testado. Sendo o ${}^6\text{Li}$ um projétil de caráter isoescalar, o ajuste das previsões DWBA-DOMP sobre as medidas de INC, pelo método dos mínimos quadrados, permitiu a extração simultânea de δ_2^N e $C = \delta_2^C / \delta_2^N$ com suas respectivas incertezas, onde δ_2^N e δ_2^C são os comprimentos de deformação nuclear (massa) e carga. A razão C e o parâmetro δ_2^N foram determinados, no presente estudo de INC, com incertezas estatísticas de 2,5% e ~3% respectivamente.

Abstract

Elastic and inelastic experimental angular distributions for 32 MeV ${}^6\text{Li}$, scattered by ${}^{100}\text{Ru}$, have been obtained using the beam of the São Paulo Pelletron accelerator. The ejectiles of the reactions were momentum analyzed by the magnetic field of an Enge split-pole spectrograph and detected by a surface barrier position-sensitive detector, placed at the focal plane. The elastic angular distribution corresponding to 34 laboratory scattering angles between 16° and 94° allowed for the test of a global optical model set. The inelastic angular distribution of the first quadrupolar excitation, detailed not only the region of nuclear coulomb interference (CNI), but also the region where the nuclear interaction is predominant. The analysis was performed in the framework of the distorted wave Born approximation (DWBA) within a deformed optical model potential (DOMP) approach, employing the parameters of the global set. Since the ${}^6\text{Li}$ is a projectile of isoscalar character, the fit of DWBA-DOMP predictions to the CNI measurements, by means of the least squares method, allowed for the simultaneous extraction of δ_2^N and $C = \delta_2^C / \delta_2^N$ and their experimental uncertainties, where δ_2^N and δ_2^C are respectively the nuclear (mass) and charge deformation lengths. The ratio C and δ_2^N were determined in the present CNI study within a 2.5% and ~3% statistical uncertainty levels.

Índice

Capítulo 1: Introdução	1
Capítulo 2: Descrição Experimental	4
2.1. O Sistema Pelletron-Espectrógrafo.....	4
2.2. O sistema Eletrônico.....	6
2.3. A Aquisição de Dados.....	9
2.4. A Redução dos Dados Experimentais.....	13
Capítulo 3: Método de Análise.....	19
3.1. Teoria das Reações.....	19
3.1.1. A Aproximação DWBA.....	22
3.2. Modelo Coletivo na Excitação Nuclear.....	24
3.3. Modelo Coletivo na Excitação Coulombiana.....	26
3.4. A Interferência Nuclear-Coulombiana (CNI).....	27
Capítulo 4: O Método da Análise Aplicado ao Espalhamento Elástico e Inelástico de ${}^6\text{Li}$ pelo ${}^{100}\text{Ru}$.....	29
4.1. O formato do potencial óptico.....	29
4.2. O ajuste do potencial óptico	31
4.3. Estudo do número de ondas e limite de integração para o cálculo das previsões DWBA-DOMP.....	35
4.4. A Potencialidade do Método.....	38

Capítulo 5: Resultado e Comentários Finais

5.1. Ajuste de curvas DWBA-DOMP.....	42
5.2. Comparando Resultados.....	44
5.3. Discussão Final.....	45

Referências

Capítulo 1

Introdução

A análise da interferência nuclear-coulombiana (INC), em espalhamentos inelásticos na excitação de estados coletivos em núcleos de massas intermediárias, utilizando alfas [Go96] e dêuterons [Du97], tem sido empregada pelo Grupo de Espectroscopia Nuclear com Íons Leves, ao qual pertence o autor desta dissertação. Esta análise consiste, basicamente, em extrair informações espectroscópicas sobre contribuições de prótons e nêutrons nas excitações coletivas dos primeiros estados 2^+ e 3^- em núcleos pares. As características associadas ao primeiro estado 2^+ de um núcleo par, tal como a probabilidade de transição elétrica $B(E2)^\uparrow$, em princípio sensível aos prótons, são usadas como indicadores e propriedades da estrutura nuclear. Por outro lado, informações com respeito à massa pelo exame da probabilidade reduzida de transição isoescalar $B(IS2)$, não estão, praticamente, presentes na literatura.

Do ponto de vista experimental, quando se deseja caracterizar $B(E2)^\uparrow$, utilizam-se pontas de prova nas quais a interação eletromagnética é predominante. Porém, no estudo da distribuição de massa e da caracterização de $B(IS2)$, utilizam-se experimentos em que ocorre a interação nuclear forte, como por exemplo, espalhamentos de hadrons. Para extrair informações, tanto da distribuição de cargas, como, também, da distribuição de massa, é conveniente utilizar projéteis que interajam igualmente com prótons e nêutrons. Estas partículas são as que possuem isospin nulo, $T = 0$, tais como alfas, dêuterons, ^6Li , etc.

A investigação de INC no espalhamento inelástico, com projéteis de interação isoescalar, é extremamente adequada, pois, permite identificar a contribuição relativa da carga e da massa na excitação coletiva do núcleo alvo. A contribuição relativa é caracterizada por um parâmetro, C , que é a razão entre os comprimentos de deformação coulombiano δ_2^C e nuclear δ_2^N . Quando os parâmetros correlacionados C

e δ^N são determinados simultaneamente em um mesmo experimento, há, no parâmetro C, cancelamento de incertezas absolutas do fator de escala e, também, minimização de erros associados à análise no modelo coletivo.

O grupo, no qual o autor está inserido, tem utilizado, com sucesso, alfas e dêuterons no levantamento de informações precisas de núcleos na região de $A \sim 100$, tanto em relação ao aspecto de partícula ou buraco em núclídeos ímpares [Du88, Du94, Ba97, Ba98, Bo98, Ro00], quanto na determinação dos parâmetros de deformação nas excitações coletivas nos pares [Ho89, Bo94, Go96, Bo97, Du97], com aplicação da metodologia de análise de INC sobre os dados adquiridos, dentro do procedimento experimental desenvolvido. Esta metodologia necessita, agora, ser consolidada e ampliada com outra partícula de isospin nulo, o ^6Li .

Inicialmente, para tal procedimento, deve ser determinado um conjunto de parâmetros de potencial óptico adequado para o cálculo das previsões DWBA-DOMP (Aproximação de Born com Ondas Distorcidas – Modelo Óptico Deformado) na excitação de estados coletivos, em particular 2_1^+ , com projétil isoescalar na energia perto da barreira coulombiana. O segundo passo é escolher, através de uma análise judiciosa, a energia incidente, que aponta nos estudos de INC a maior sensibilidade ao parâmetro C, por exemplo, nas distribuições angulares e a região angular a ser detalhada na medida.

Há na literatura, alguns conjuntos de parâmetros ópticos para o ^6Li , na região de $A \sim 100$, [Fu77, Co82, Ho93]. Surgiu, portanto, para este trabalho, uma ótima oportunidade para testar alguns destes conjuntos e determinar o potencial óptico do ^6Li de energia perto da barreira coulombiana no ^{100}Ru a ser utilizado nos cálculos das previsões DWBA-DOMP, na excitação do primeiro estado quadrupolar.

Não se pode deixar de enfatizar, também, o interesse no isótopo 100 do rutênio que possui algumas características de estrutura de difícil compreensão. Embora apresente alguns aspectos vibracionais, foi detectado nesse núcleo, um estado a aproximadamente 2,3 MeV de excitação populado intensamente no espalhamento inelástico de prótons pela transferência de momento angular $L = 4$ e diagnosticado como cabeça de banda hexadecapolar [Si89]. Nesta dissertação, não será analisada a

estrutura desse núcleo, embora seja enfatizada a importância das informações consolidadas neste trabalho.

Este trabalho é dividido em 5 capítulos, contando com esta introdução. No capítulo seguinte são apresentados: os procedimentos experimentais para a aquisição dos dados e as distribuições angulares obtidas. No terceiro capítulo é descrita a teoria do modelo coletivo necessária para compreender os cálculos das previsões teóricas das distribuições angulares, que permitem a extração dos parâmetros correlacionados a partir dos dados. Já o quarto capítulo, refere-se ao modelo óptico, aos conjuntos de parâmetros ópticos que foram testados [Co82, Ho93] e à determinação do conjunto que descreve o potencial utilizado neste trabalho para o cálculo das previsões. Ainda, no quarto capítulo, a potencialidade do método é avaliada através da análise qualitativa das previsões DWBA-DOMP. Finalmente, no último capítulo, as informações extraídas no ajuste das previsões sobre os dados do espalhamento inelástico são apresentadas e discutidas. A comparação dos resultados obtidos por este trabalho e por Gomes *et al.* [Go96] que estudaram INC no espalhamento inelástico de partículas alfas no ^{100}Ru completa o trabalho.

Capítulo 2

Descrição Experimental

As distribuições angulares experimentais, associadas aos espalhamentos, elástico e inelástico, de ^6Li por ^{100}Ru na excitação do estado 2_1^+ , apresentadas neste trabalho, foram obtidas no Laboratório do Acelerador Eletrostático Pelletron da Universidade de São Paulo, utilizando, para detecção das partículas emergentes, um detetor de barreira de superfície sensível à posição (PSD) montado no plano focal do Espectrógrafo Magnético tipo Enge.

Foram duas tomadas de dados. Na primeira realizou-se a medida da distribuição angular elástica de ^6Li por ^{100}Ru na energia incidente de 32 MeV, em $16^\circ < \theta_{\text{Lab}} < 94^\circ$. Após a determinação dos parâmetros de potencial óptico, realizou-se a segunda tomada de dados, onde se mediu a distribuição angular da excitação quadrupolar do ^{100}Ru induzida por ^6Li de mesma energia.

Neste capítulo encontra-se uma descrição do aparato experimental e do sistema de aquisição de dados utilizados para estas medidas.

2.1. O Sistema Pelletron-Espectrógrafo

Trabalhos anteriores [Go93, Uk98] na literatura mostram detalhadamente o Acelerador Eletrostático Pelletron e a sua descrição é, então, feita aqui, apenas de uma forma esquemática, com a ajuda da figura 2.1.

O feixe negativo de lítio ($^6\text{Li}^-$) é extraído da fonte do tipo "Snics" (Source of Negative Ions by Cesium Sputtering) onde os íons são pré-acelerados por uma diferença de potencial de 80 kV. O feixe de íons de lítio é selecionado pela sua massa e desviado de 90° por um ímã seletor ME-20, para ser injetado verticalmente no

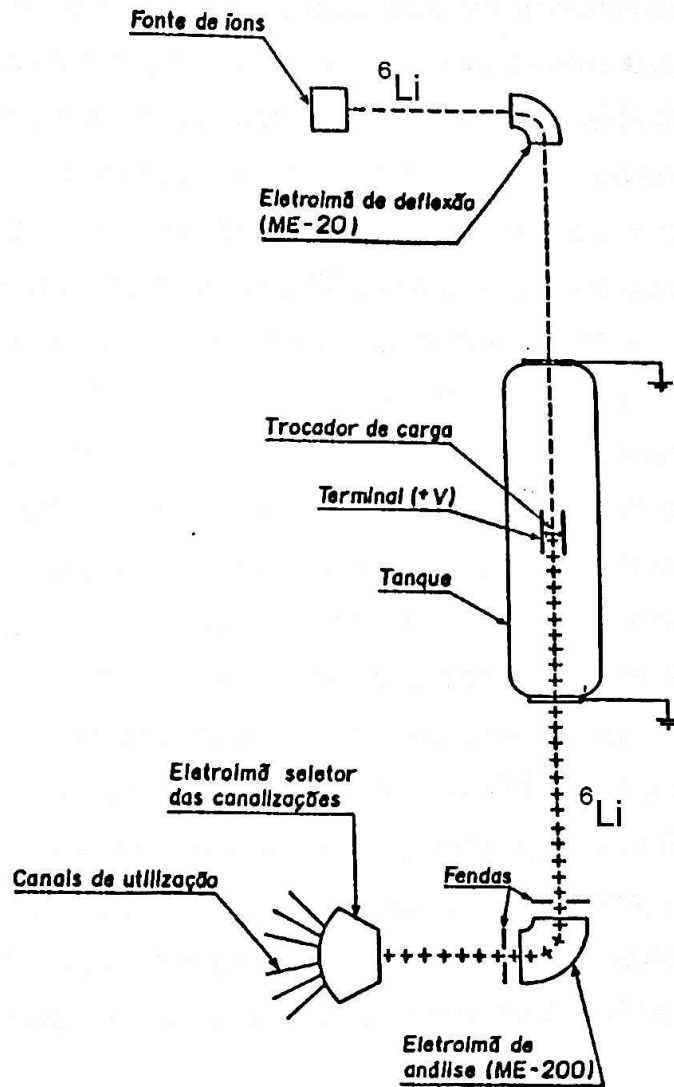


Figura 2.1: Desenho esquemático do acelerador Pelletron.

acelerador tipo "tandem" 8UD. Os íons são atraídos até o terminal de alta tensão positiva, no centro do acelerador, e atravessam uma fina folha de carbono (*stripper*), onde perdem seus elétrons e passam a ser repelidos até a outra extremidade do tubo acelerador. Após a aceleração, o feixe é desviado novamente de 90° pelo imã seletor ME-200 que seleciona a energia desejada para os íons escolhidos. O controle desta energia é feito através de um conjunto de fendas na saída do imã seletor que é conectado por um triodo a uma agulha de corona no terminal do acelerador. Com uma variação de energia, o conjunto de fendas detecta o desvio do feixe, fazendo com que haja uma correção da corrente na agulha de corona, ajustando o potencial no terminal para a retificação da energia do feixe na saída do ME-200. Através de um outro imã seletor ("switching magnet"), o feixe selecionado em energia é desviado para ser conduzido à canalização escolhida de acordo com as facilidades experimentais.

Conjuntos de lentes magnéticas e fendas garantem o controle do perfil do feixe que bombardeia o alvo localizado no centro da câmara de espalhamento. Esta câmara, através de uma selagem dinâmica, é acoplada ao espectrógrafo magnético tipo "Enge" (figura 2.2). O espectrógrafo analisa, através de um campo magnético e para um dado ângulo de espalhamento, as partículas carregadas emergentes da reação, permitindo a medida do espectro em posição no seu plano focal. O formato do feixe que incide no alvo é definido pelas fendas retangulares F_1 e F_2 (vide figura 2.2) de aproximadamente 1,2 mm de largura e 1,5 mm de altura, garantindo, desta maneira, o tamanho do objeto para o espectrógrafo. Uma outra fenda F_3 é colocada adiante da fenda F_2 para dificultar que as partículas espalhadas na borda das fendas F_1 e F_2 cheguem até o alvo.

2.2. O Sistema Eletrônico

Na tomada de dados, foram utilizados dois detetores de barreira de superfície: o primeiro, um detector sensível à posição (PSD), foi montado na superfície focal do espectrógrafo; e o outro, não sensível à posição, foi colocado dentro da câmara de espalhamento.

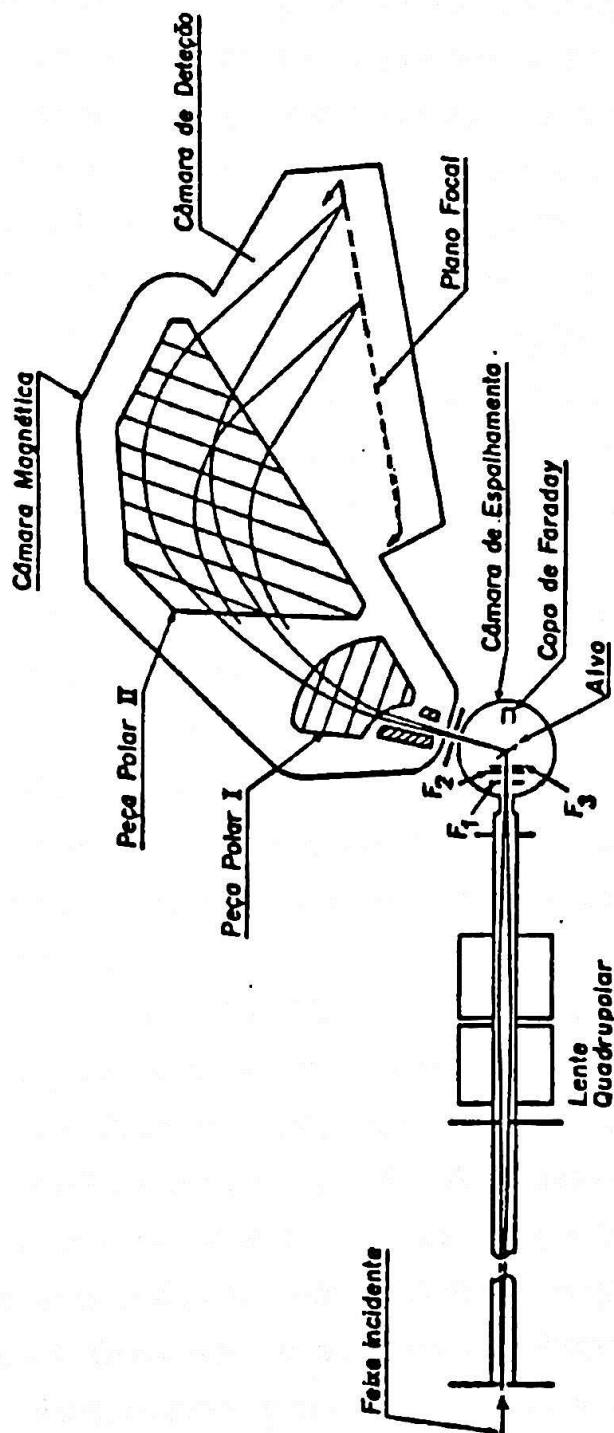


Figura 2.2: Desenho esquemático da câmara de espalhamento e do espectrógrafo magnético.

O PSD gera um pulso que é proporcional à energia E depositada no detector pela partícula e um outro proporcional à EX/L , onde X é a distância em que a partícula carregada é detectada com relação a uma origem no detector e L é o comprimento da área sensível. Já o outro detector de barreira de superfície gera apenas um pulso, que também é proporcional a energia da partícula carregada. Este último detector é bastante útil para monitorar o experimento durante a tomada de dados.

Um esquema da eletrônica é apresentado na figura 2.3, onde, no processo de detecção, cada sinal relativo a um evento gerado pelo PSD ou monitor é transformado, através de pré-amplificadores, em um pulso de tensão que é proporcional à carga coletada pelo detector. Estes sinais são levados até amplificadores que transformam em pulsos no formato gaussiano (unipolar) e/ou em sua derivada (bipolar). Estes sinais são tratados por módulos analógicos para, posteriormente, serem convertidos pelos ADC's (Analogical Digital Converter), num padrão de sinais que representam números binários.

A aquisição de dados, pela análise desses sinais é feita, no Laboratório Pelletron, seguindo a norma CAMAC (Computer Automated Measurement And Control) [IE73]. Nesta norma, os módulos são montados em estações "slots", denominados *CRATE*. Um módulo especial, denominado CC (*CRATE Control*), controla os demais módulos e um outro módulo auxiliar, denominado EH (*Event Handler*), que é programável pelo experimentador, é utilizado para a leitura dos ADC's e agrupamento dos eventos.

A eletrônica montada no CAMAC para a aquisição de dados deve trabalhar em coincidência simples. Assim sendo, para a aquisição da informação relativa a um evento detectado no PSD, por exemplo, são gerados dois pulsos unipolares, um pulso proveniente do sinal EX/L e outro do sinal E . Além destes, um outro pulso bipolar é gerado pelo amplificador referente ao sinal de energia do PSD. O pulso bipolar é utilizado para criar, através do analisador TDC 551 (Timing Difference Converter) e do GG8000 (Octal Gate Generator), o sinal de reconhecimento do evento. O TDC discrimina o sinal válido, através de comparações de alturas, e gera um pulso rápido para o GG8000, habilitando-o a criar o sinal retangular adequado para a aquisição. Quando este sinal retangular alimenta as entradas dos módulos GAI e *Event* no CAMAC, os sinais unipolares são lidos pelos ADC's. Para se obter o espectro de posição, os sinais gerados pelo PSD, E e EX/L , são divididos pelo programa de aquisição.

A exemplo da eletrônica montada para o PSD, o reconhecimento do sinal relativo ao evento detectado pelo monitor é feito de forma análoga. O módulo *FAN-IN FAN-OUT 429A* possibilita a utilização dos dois detetores.

Através de um módulo de interface, o BD (Branch Driver), os CRATE's são operados a partir de um computador ao qual o sistema está ligado. A análise da aquisição de dados, do armazenamento e a visualização do espectro medido podem ser feitos através do programa SPM [Mi94].

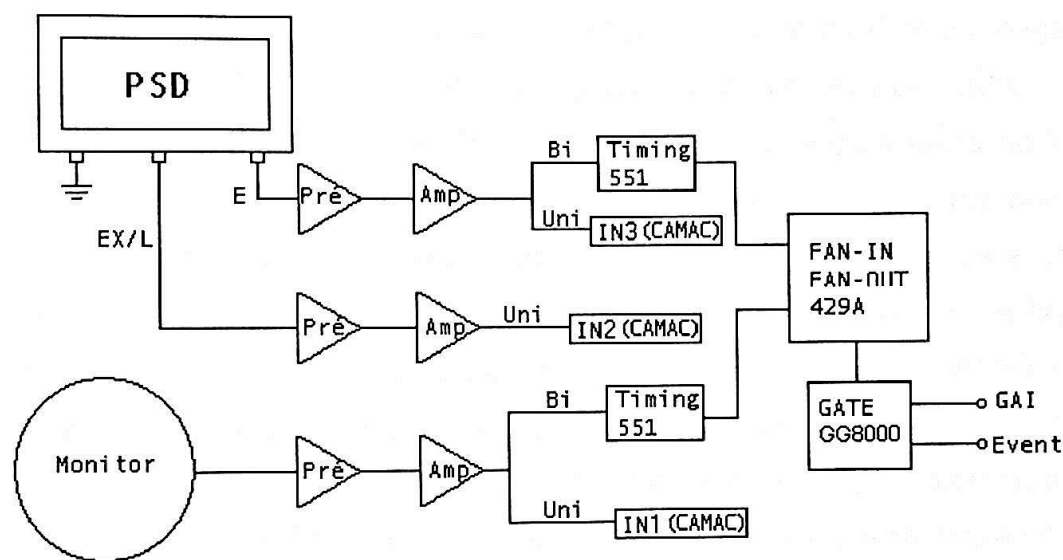


Figura 2.3: Esquema da eletrônica de detecção de dados

2.3. A Aquisição de Dados

Antes de realizar as medidas, é indispensável prever o posicionamento do detetor dentro da câmara do espectrógrafo, para ter controle sobre o experimento.

Os produtos de reações que entram no espectrógrafo magnético são analisados em momento sobre carga, tal que, para partículas de carga q e massa M , têm-se:

$$\rho = \frac{p}{qB} = \frac{\sqrt{2ME}}{qB}$$

onde ρ é o raio efetivo de curvatura da trajetória em função da energia cinética E da partícula e do campo magnético B .

Com base em cálculos referentes à cinemática da reação, à geometria óptica do espectrógrafo e à calibração do campo magnético aplicado em função de ρ é possível prever onde as partículas emergentes da reação são focalizadas [Du81]. Estes cálculos, que são realizados antes de efetuarem-se as medidas, fornecem a localização da superfície focal adequada para a focalização do produto da reação a ser analisada e, ao longo desta superfície, a posição para cada estado excitado.

O PSD possui uma área sensível de $8 \times 45 \text{ mm}^2$ e uma espessura de $100 \text{ }\mu\text{m}$. Através de cálculos da cinemática, foi possível posicioná-lo ao longo do plano focal do espectrógrafo, de tal forma que o pico da reação de interesse, para um dado ângulo de espalhamento, pudesse incidir dentro de sua área sensível. A figura 2.4 ilustra um espectro medido com PSD no espalhamento elástico de ^6Li de 32 MeV por ^{100}Ru , em 32° no referencial do laboratório. Nesta figura, o pico de maior intensidade corresponde ao espalhamento elástico no rutênio e o outro pico corresponde ao espalhamento elástico de ^{184}W . A resolução obtida, na largura à meia altura do pico de interesse, em energia foi de 23 keV .

É importante notar que a dimensão vertical do objeto para o espectrógrafo de formato retangular, na tomada de dados, foi de apenas $1,5 \text{ mm}$, levando em conta a dimensão limitadora de 8 mm de altura de janela do detector e a magnificação vertical da imagem em relação ao objeto.

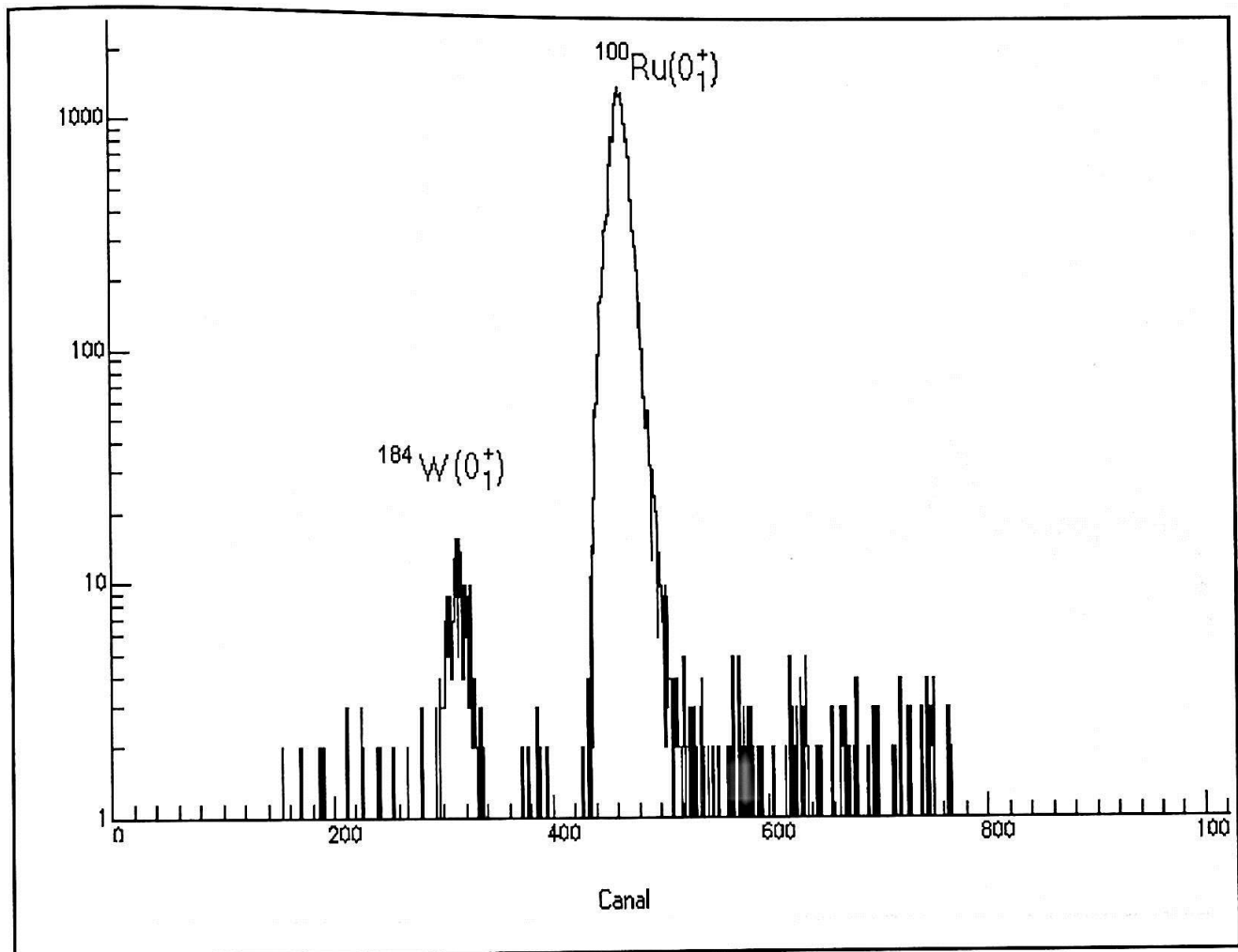


Figura 2.4: Espectro medido pelo PSD, na primeira tomada de dados, em 32° no referencial do laboratório.

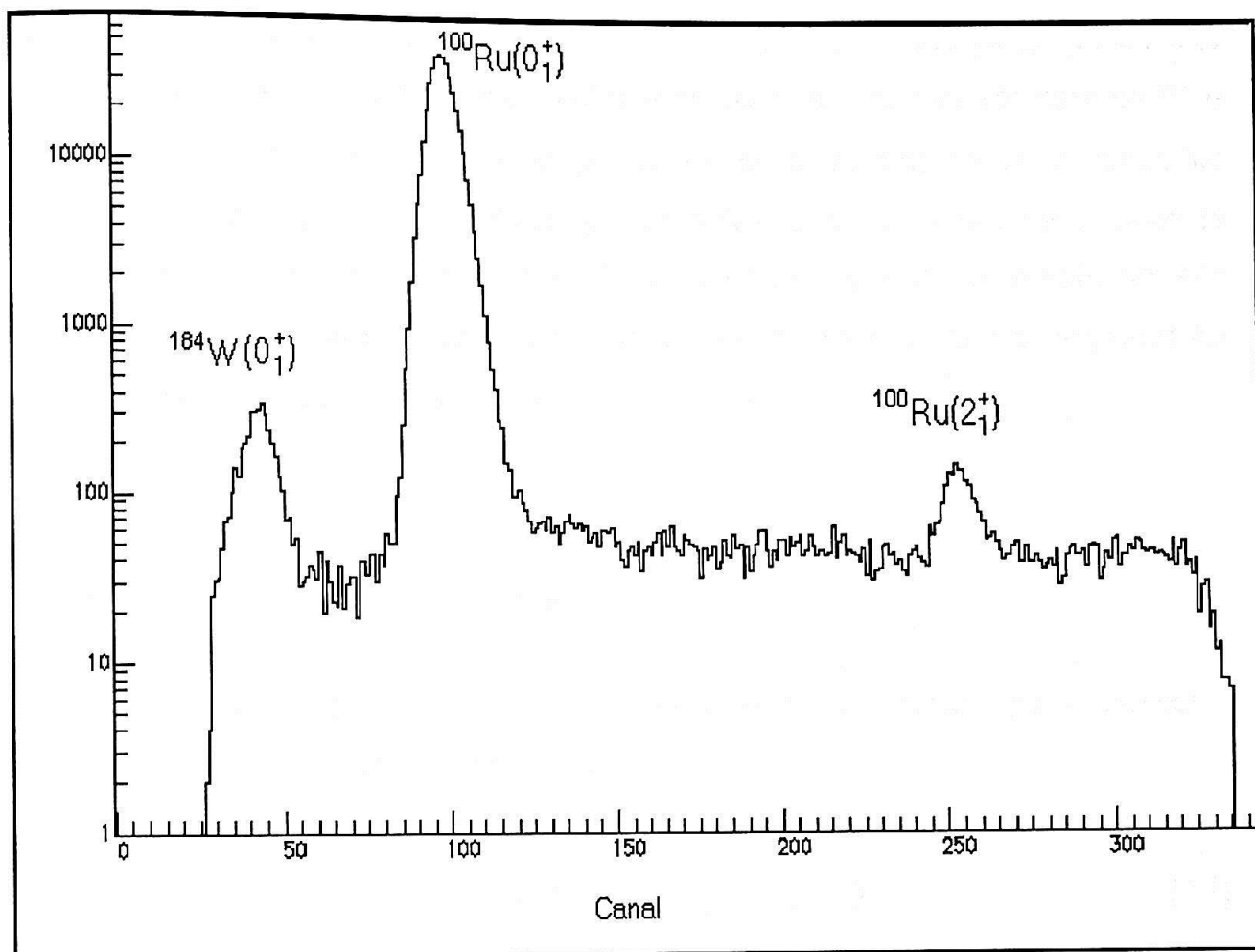


Figura 2.5: Espectro medido pelo PSD na segunda tomada de dados em 29° . A energia de excitação do primeiro estado 2^+ do ^{100}Ru é 0,514 MeV.

A figura 2.5 mostra um espectro medido pelo PSD em 29° , referencial do laboratório, da segunda tomada de dados. Nesse segundo período, houve uma maior preocupação em ajustar a eletrônica para que os picos associados aos estados 0_1^+ e 2_1^+ do ^{100}Ru pudessem ser obtidos em um mesmo espectro. Não houve, contudo, um investimento maior, por limitação de tempo disponível, para melhorar a focalização da imagem do espectro medido pelo PSD. Consequentemente, a resolução em energia na região do pico associado ao 2_1^+ foi de 35 keV, que é superior ao obtido na primeira tomada de dados.

2.3. A Redução dos Dados Experimentais

A seção de choque diferencial para uma dada reação, para partículas espalhadas no ângulo θ pode ser obtida por:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{\text{CM}}) = \frac{P}{Nt I \Delta\Omega} f(\theta_{\text{Lab}}; \theta_{\text{CM}}) \quad (2.1)$$

onde

- P é o número de partículas espalhadas no canal de interesse;
- I é o número de partículas incidentes no alvo;
- Nt é o número de centro espalhadores da folha do alvo por unidade de área;
- $\Delta\Omega$ é o ângulo sólido da medida do espalhamento e corresponde a abertura da entrada do espectrógrafo magnético;
- $f(\theta_{\text{Lab}}; \theta_{\text{CM}})$ é fator de transformação do ângulo sólido no sistema de laboratório para o sistema centro de massa.

O número P corresponde ao número de partículas no pico de interesse subtraído do fundo médio. É obtido na análise do espectro medido pelo PSD, utilizando o programa DAMM [Mi94].

Para a determinação do número de partículas incidentes no alvo, utilizou-se um integrador de corrente, previamente calibrado, para medir a carga total Q . A corrente do feixe é coletada, durante o intervalo de tempo da aquisição de dados, no copo de Faraday com supressão positiva dentro da câmara de espalhamento. Desta maneira, a seção de choque diferencial é proporcional à:

$$\frac{P}{Q} f(\theta_{\text{Lab}}; \theta_{\text{CM}}) \quad (2.2)$$

pois,

$$I = \frac{Q}{Z_a e} \quad (2.3)$$

onde Z_a é a carga do projétil.

Geralmente a seção de choque elástica é apresentada em comparação com a seção de choque de Rutherford:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} / \frac{d\sigma_R}{d\Omega} \right) (\theta_{\text{CM}}) = D \frac{P}{Q} \left(\frac{4E_{\text{CM}}}{Z_1 Z_2 e^2} \right)^2 \sin^4 \left(\frac{\theta_{\text{CM}}}{2} \right) f(\theta_{\text{Lab}}; \theta_{\text{CM}}) \quad (2.4)$$

onde D carrega a informação do ângulo sólido e do número de centros espalhadores do alvo por unidade de área.

A figura 2.6 apresenta a distribuição angular da reação $^{100}\text{Ru}(^6\text{Li}, ^6\text{Li})$, obtida na primeira tomada de dados em termos de seção de choque Rutherford. A constante D foi determinada utilizando o fato que a expressão (2.4) deve ser igual a unidade em ângulos pequenos, pois nesta região angular, a seção de choque é aproximadamente igual à de Rutherford.

Na segunda tomada de dados, obtiveram-se duas distribuições angulares, uma elástica e outra da excitação do primeiro estado 2^+ . Na redução dos dados de espalhamento elástico, o valor de D foi obtido como um fator que leva a distribuição experimental relativa à previsão do modelo óptico da seção de choque elástica absoluta.

Como, na segunda tomada de dados, as duas distribuições angulares foram obtidas de forma simultânea, o valor da constante D na redução de dados é o mesmo para as distribuições elástica e inelástica; assim, a seção de choque inelástica é calculada por:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{\text{CM}}) = D \frac{P}{Q} f(\theta_{\text{Lab}}; \theta_{\text{CM}}). \quad (2.5)$$

As distribuições, elástica e inelástica, podem ser apreciadas, respectivamente, através das figuras 2.7 e 2.8. Na figura 2.7 as barras de incerteza não aparecem porque são da ordem do tamanho do ponto e confirma, com muito menos dados, o ajuste anteriormente obtido na distribuição elástica.

Na distribuição inelástica, as barras de incerteza são da ordem de 5% para medidas em ângulos acima de 26° e maiores para ângulos dianteiros, pois em ângulos menores do que 26° , os picos referentes aos contaminantes de carbono e oxigênio dificultaram a análise do pico de interesse.

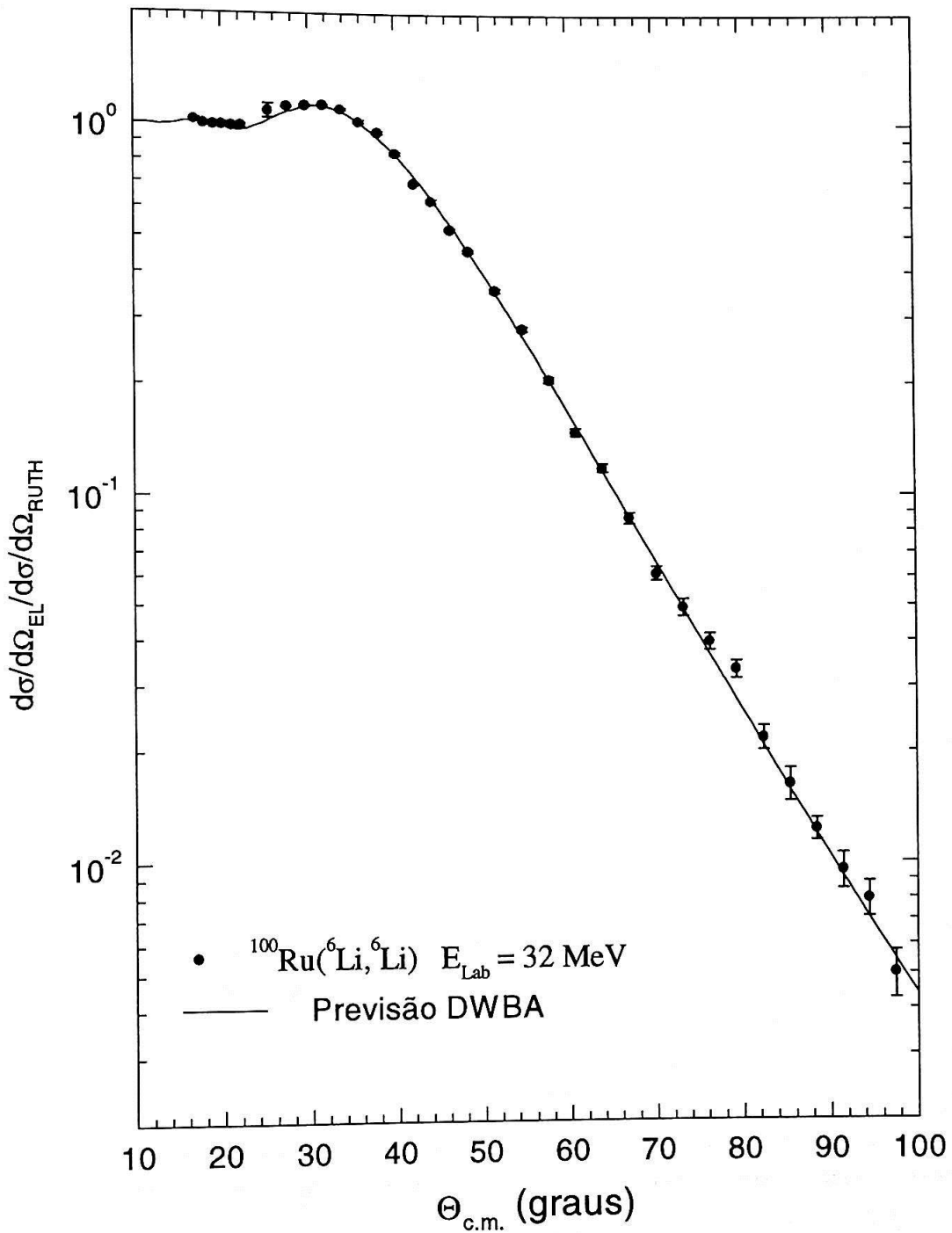


Figura 2.6: Distribuição elástica obtida na primeira tomada de dados.

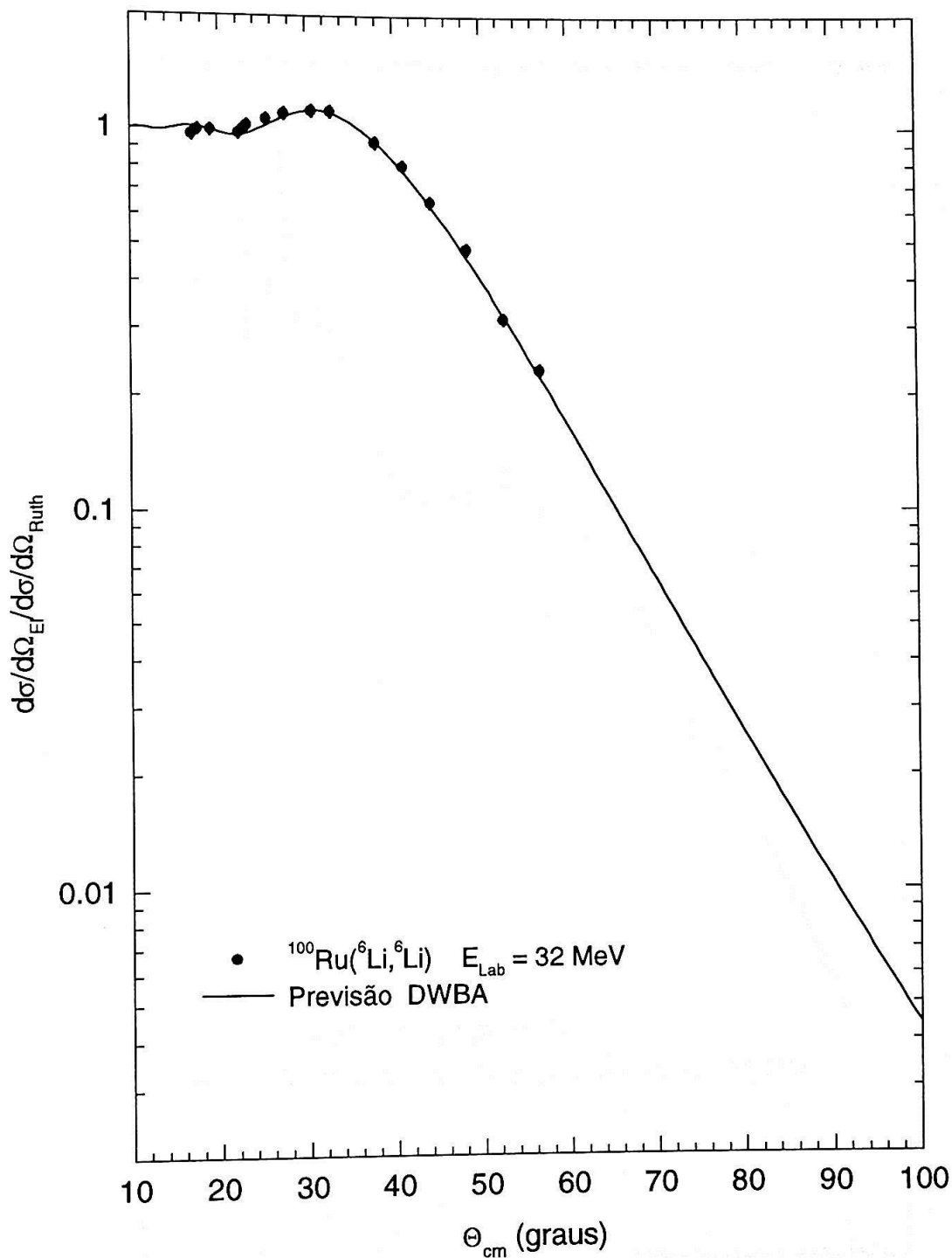


Figura 2.7: Distribuição elástica obtida na segunda tomada de dados.

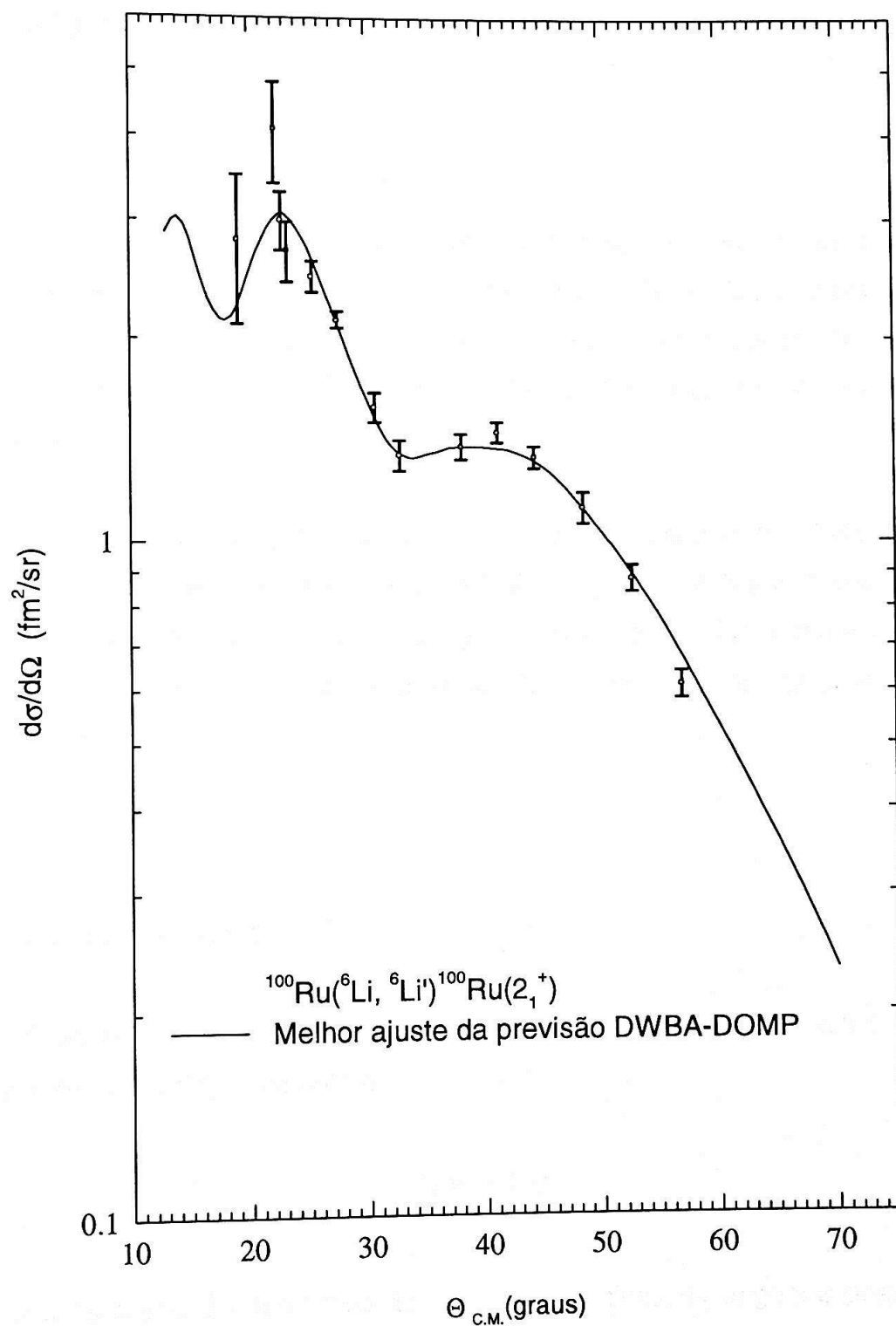


Figura 2.8: Distribuição angular da excitação do primeiro estado 2^+ (0,540 MeV) do ^{100}Ru .

Capítulo 3

Método de Análise

São apresentados a seguir alguns pontos essenciais da descrição do espalhamento inelástico na Aproximação de Born com Ondas Distorcidas – no Modelo Óptico Deformado (DWBA-DOMP), utilizada nos cálculos de seções de choque apresentados neste trabalho. Discussões mais detalhadas podem ser encontradas em [Ja70, Sa83].

A notação que segue é usual, encontrada na maioria dos livros-texto sobre reações nucleares. As partículas colidentes, da reação $A(a,b)B$ serão designadas pela letra grega α (a e A) e as partículas emergentes por β (b e B). No entanto, estes índices serão abandonados a partir da expressão (3.11), porque simplesmente não se fará mais necessário.

3.1. Teoria das Reações

A função de onda total Ψ , que descreve uma reação do tipo $A(a,b)B$, obedece a equação de Schrödinger completa,

$$H\Psi = E\Psi$$

e precisa satisfazer às condições de contorno: ser finita na origem e possuir a forma assintótica de uma onda plana incidente e de uma onda esférica emergente. A hamiltoniana deste sistema pode ser descrita por:

$$H = H_\beta + K_\beta + V_\beta \quad (\text{versão post}) \quad \text{ou}$$

$$H = H_\alpha + K_\alpha + V_\alpha \quad (\text{versão prior})$$

Onde:

V_α e V_β promovem a interação entre os pares colidentes;

K_α e K_β são os operadores de energia cinética; e

H_α e H_β são as hamiltonianas internas dos pares incidente e emergente, respectivamente, em que suas autofunções são denotadas por:

$$\phi_\alpha(\xi_\alpha) = \phi_a(\xi_a)\phi_A(\xi_A) \quad \text{e}$$

$$\phi_\beta(\xi_\beta) = \phi_b(\xi_b)\phi_B(\xi_B)$$

com ξ_A , ξ_a , ξ_B e ξ_b representando, respectivamente, as coordenadas internas dos sistemas A, a, B e b.

O elemento da matriz de amplitude de transição, que fornecerá a seção de choque, de acordo com a notação adotada aqui, é descrito por:

$$T_{\alpha\beta} = \langle \Psi_\beta | V_\beta | \Psi_\alpha \rangle. \quad (3.2)$$

No entanto, alguns outros ingredientes precisam ser acrescentados para tornar viável o cálculo deste elemento de matriz.

Introduzindo um potencial U_β , na versão *post*, que dependa exclusivamente da distância entre o centro de massa do projétil ao centro de massa do núcleo alvo, denotado por r_β , nos dois lados da equação de Schrödinger, obtém-se:

$$(E - H_\beta - K_\beta - U_\beta)\Psi^{(+)} = (V_\beta - U_\beta)\Psi^{(+)} \equiv W_\beta\Psi^{(+)} \quad (3.3)$$

onde W_β é usualmente denominado: potencial residual. O sinal + na função de onda indica que esta solução possui o comportamento assintótico emergente, enquanto que a função de onda assintótica incidente $\Psi^{(-)}$, que também é solução de (3.2), é determinada pela invariância temporal.

$$\Psi^{(-)*}(\vec{k}, \vec{r}) = \Psi^{(+)}(-\vec{k}, \vec{r}) \quad (3.4)$$

A princípio, a introdução de U_β é arbitrária, porém a sua escolha adequada indicará o tipo de tratamento a ser utilizado e permitirá introduzir aproximações que facilitarão o cálculo de previsões das distribuições angulares.

De acordo com Gell-Mann e Goldberg [Ge53], o elemento da matriz de transição, para um potencial do tipo $V = U + W$, pode ser escrita por:

$$T_{\alpha\beta} = \langle \chi_\beta^{(-)} \phi_\beta | U_\beta | \phi_\alpha e^{i\vec{k}_\alpha \cdot \vec{r}_\alpha} \rangle + \langle \chi_\beta^{(-)} \phi_\beta | W_\beta | \Psi_\alpha^{(+)} \rangle \quad (3.5)$$

onde $\chi_\beta^{(-)}$ é a onda plana distorcida devido ao potencial U_β , ou seja, é a solução homogênea da equação (3.2). Contudo, U_β não opera nas coordenadas internas, logo o primeiro membro da amplitude de transição corresponde simplesmente à

$$\langle \chi_\beta^{(-)} \phi_\beta | U_\beta | \phi_\alpha e^{i\vec{k}_\alpha \cdot \vec{r}_\alpha} \rangle = \delta_{\alpha\beta} \langle \chi_\beta^{(-)} | U_\beta | e^{i\vec{k}_\alpha \cdot \vec{r}_\alpha} \rangle \quad (3.6)$$

que é o elemento de matriz quando a interação é descrita unicamente pelo potencial U_β .

A função de onda $\Psi_\alpha^{(+)}$ que aparece no segundo elemento da expressão (3.5) pode ser escrita em termos da série de Born, utilizando o operador de Green G^+ apropriado,

$$\Psi_\alpha^{(+)} = \chi_\alpha^{(+)} \phi_\alpha + \sum_n (G^+ W)^n \chi_\alpha^{(+)} \phi_\alpha \quad (3.7)$$

onde o primeiro termo da série é a onda plana distorcida pelo potencial U_β e os outros termos na expressão descrevem funções de onda que sofreram "processos de sucessivos espalhamentos" devido ao operador $(G^*W)^n$ que atua como o propagador da função [Ja70].

3.1.2. A aproximação DWBA

De forma semelhante aos espalhamento e absorção de luz por um meio óptico, o potencial U_β é tomado de forma complexa, onde os efeitos, no canal elástico, de difração e de absorção são tratados exatamente dentro das limitações do Modelo Óptico. Assim, os outros canais podem ser tratados como perturbações.

De fato, se a escolha de U_β possibilitar a boa descrição da interação elástica pela expressão (3.6) e se esta interação for a predominante, então pode ser feita a aproximação de Born para ondas distorcidas (DWBA), onde:

$$\Psi_\alpha^{(+)} \equiv \chi_\alpha^{(+)}(\vec{r}_\alpha, \xi_\alpha) \phi_\alpha(\xi_\alpha) \quad (3.8)$$

Quando não se pode tomar o espalhamento elástico como a contribuição fortemente dominante em relação aos outros possíveis canais de reações, devem-se realizar cálculos de canais acoplados (CC), que não estão sendo abordados neste trabalho.

De acordo com a DWBA, a amplitude de transição para a reação $A(a,b)B$ na forma integral será, então, dada por:

$$T_{\beta,\alpha}^{\text{DWBA}}(\vec{k}_\alpha, \vec{k}_\alpha) = \int d\vec{r}_\alpha \int d\vec{r}_\beta \chi_\beta^{(-)*}(\vec{k}_\beta, \vec{r}_\beta) P(\vec{r}_\beta) \chi_\alpha^{(+)}(\vec{k}_\alpha, \vec{r}_\alpha) \quad (3.9)$$

onde

$$P(\vec{r}_\beta) = \langle \phi_\beta(\xi_\beta) | W_\beta(\vec{r}_\beta, \xi_\beta) | \phi_\alpha(\xi_\alpha) \rangle \quad (3.10)$$

Ainda na expressão (3.9), utiliza-se a aproximação de curto alcance, onde o elemento de matriz, apresentado na equação (3.10), passa a ser $P(\vec{r}_\beta)\delta(\vec{r}_\beta - \vec{r}_\alpha)$, facilitando desta forma, o cálculo de (3.9) que se torna em uma integral tripla ao invés de uma integral sêxtupla.

O elemento de matriz $P(\vec{r}_\beta)$, que aparece na equação (3.9), é uma integral em termos das coordenadas intrínsecas do núcleo alvo e do projétil, carrega informações sobre a estrutura nuclear, regras de seleção de momento angular e o tipo de reação entre os pares colidentes. No entanto, na prática, é inviável o cálculo exato desse elemento de matriz em termos das coordenadas intrínsecas, porém, um tratamento dentro de um modelo macroscópico pode ser utilizado para as excitações coletivas do núcleo bombardeado.

É conveniente tomar a expansão multipolar do potencial residual:

$$W(\vec{r}, \xi) = \sum_{LM} W_{LM}(\vec{r}, \xi) [{}^L Y_L^M(\hat{r})]^* \quad (3.11)$$

onde $Y_L^M(\hat{r})$ são os harmônicos esféricos.

Usando o teorema de Wigner-Ekcart, a transição efetiva entre os estados nucleares J_i para J_f é escrita como:

$$\langle J_f M_f | W | J_i M_i \rangle = \sum_L \langle J_i M_i L M | J_f M_f \rangle \langle J_f || W_L || J_i \rangle [{}^L Y_L^M(\hat{r})]^* \quad (3.12)$$

Desta forma, o elemento reduzido de matriz $\langle J_f || W_L || J_i \rangle$, que aparece na expressão (3.12), é função apenas da coordenada relativa r e é usualmente escrito como um produto de uma constante A_L e uma função $F_L(r)$ que é denominada fator de forma:

$$\langle J_f \parallel W_L \parallel J_i \rangle = A_L F_L(r) \quad (3.13)$$

O formato e a magnitude do fator de forma dependerá muito do modelo escolhido.

3.2. Modelo Coletivo na Excitação Nuclear

Neste modelo, a excitação nuclear ocorre por oscilações do formato nuclear em torno de um núcleo supostamente esférico ou por rotações do núcleo estaticamente deformado. Na descrição macroscópica, o potencial efetivo segue a deformação da superfície, tal que, o potencial óptico não esférico é associado à distância da superfície deformada,

$$V = U(r - R(\theta, \varphi)), \quad (3.14)$$

onde $R(\theta, \varphi)$ descreve a superfície nuclear:

$$R(\theta, \varphi) = R_0 \left[1 + \sum_{LM} \alpha_{LM} Y_L^M(\theta, \varphi) \right] \equiv R_0 + \delta R(\theta, \varphi). \quad (3.15)$$

Expandindo em Taylor, até a primeira ordem, a função $U(r - R(\theta, \varphi))$ em torno do raio médio nuclear R_0 , tem-se:

$$U(r - R(\theta, \varphi)) \equiv U(r - R_0) - R_0 \sum_{LM} \alpha_{LM} Y_L^M(\theta, \varphi) \frac{d}{dr} U(r - R_0). \quad (3.16)$$

Então o potencial residual, $W = V - U$, apresentado na equação (3.3), torna-se:

$$W(\vec{r}, \xi) = -R_0 \sum_{LM} \alpha_{LM} Y_L^M(\theta, \varphi) \frac{d}{dr} U(r - R_0) \quad (3.17)$$

As variáveis α_{LM} , em que estão implícitas as coordenadas internas, representam os parâmetros de deformação dinâmica [Ja70]. No modelo vibracional,

$$\alpha_{LM} = \left(\frac{\hbar\omega_L}{2C_L} \right)^{1/2} [b_{LM} + (-1)^{L-M} b_{L,-M}^*] \equiv (-1)^{L-M} \alpha_{L,-M}^*, \quad (3.18)$$

onde $\hbar\omega_L$ é a energia do fônon correspondente, C_L é o parâmetro da força restauradora, b_{LM} e $b_{L,-M}^*$ são os operadores de criação e de aniquilação de fônons para uma oscilação 2^L - polar com momento angular L . Assim, para cada valor de L , a oscilação do núcleo alvo na expansão em multipolos do potencial residual, fica em primeira ordem, associado à excitação correspondente.

Então, para um núcleo alvo par com $J = 0$ no estado fundamental, o elemento de matriz reduzida, dado pela equação (3.10), para excitação de um fônon 2^L - polar é dado por:

$$A_L f_L^N(r) = -i^L \left(\frac{\hbar\omega_L}{2C_L} \right)^{1/2} R_0 \frac{dU}{dr}(r - R_0) \equiv -i^L \beta_L^N R_0 \frac{dU}{dr}(r - R_0) \quad (3.19)$$

onde foi definido o parâmetro β_L^N que é usualmente denominado como parâmetro de deformação nuclear. Uma outra definição que é muito utilizada neste trabalho é o comprimento de deformação nuclear que é dado por:

$$\delta_L^N = \beta_L^N R_0 \quad (3.20)$$

O potencial óptico complexo, neste contexto do modelo coletivo, expresso pelas relações (3.14) a (3.19), é usualmente denominado DOMP.

3.3. Modelo Coletivo na Excitação Coulombiana

Uma abordagem semelhante à que foi feita para a interação nuclear também é utilizada para a interação coulombiana e, dentro do modelo coletivo, combinam-se as duas contribuições.

A não esfericidade é levada em conta pelo comportamento superficial da distribuição de carga dado por $R_p(\theta, \varphi)$, analogamente à expressão (3.15). Assim, para a excitação coulombiana de uma distribuição uniforme de cargas esfericamente simétrica com corte abrupto R_C , o fator de forma é demonstrado [Sa83] ser igual a:

$$f_L^C(r) = \beta_L^C R_C \left(\frac{3Z_A Z_a e^2}{2L+1} \right) \frac{R_C^{L-1}}{r^{L+1}} \quad (3.21)$$

onde Z_A e Z_a são as cargas da partícula incidente e do núcleo alvo e, analogamente à expressão (3.20), β_L^C é usualmente denominado de parâmetro de deformação coulombiana e

$$\delta_L^C = \beta_L^C R_C \quad (3.22)$$

é o comprimento de deformação de carga.

Ainda, neste modelo, pode-se determinar a probabilidade reduzida de transição elétrica $B(EL)$ para a excitação a partir do estado fundamental ao estado de multipolo elétrico L , como sendo [Sa83]:

$$B(EL) \uparrow = (\delta_L^C)^2 \left[\frac{3Z_A R_C^{L-1}}{4\pi} \right]^2 e^2 \quad (3.23)$$

3.4. A interferência Nuclear-Coulombiana (INC)

No fator de forma total, é levada em conta a contribuição elétrica e nuclear, ou seja, sendo F_L , o fator de forma total, então,

$$F_L(r) = f_L^C(r) + f_L^N(r) . \quad (3.24)$$

Lembrando que, ao incluir o fator de forma coulombiano, é adicionado um termo coerente que representa a possibilidade de excitar o mesmo estado por meios eletromagnéticos sensíveis à deformação de carga.

A seção de choque diferencial, de acordo com o que foi apresentado, é calculada segundo a expressão dada a seguir:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left[\frac{\mu}{2\pi\hbar^2} \right]^2 \frac{k_f}{k_i} \sum_{LM} \frac{2J_f + 1}{(2J_i + 1)(2L + 1)} |T_{LM}|^2 \quad (3.25)$$

onde

$$T_{LM}(\vec{k}_\alpha, \vec{k}_\alpha) = i^L A_L \int d\vec{r} \chi_f^{(-)*}(\vec{k}_f, \vec{r}) F_L(\vec{r}) Y_L^M(\hat{r}) \chi_i^{(+)}(\vec{k}_i, \vec{r}) \quad (3.26)$$

Definindo um outro parâmetro, C, tal que:

$$\delta_L^C = C \delta_L^N, \quad (3.27)$$

o quadrado do parâmetro δ_L^N é fatorado da expressão (3.25). Por conseguinte, o comprimento de deformação nuclear entra como um fator de escala na seção de choque. Por outro lado, com a definição (3.27), o formato da distribuição angular é caracterizado pelo parâmetro C.

Assim, as deformações de carga e de massa são extraídas pela comparação de formatos entre distribuições angulares, previstas e experimentais, especialmente nas proximidades de máxima interferência.

Semelhantemente ao $B(EL)\uparrow$, a probabilidade reduzida de transição isoescalar é associada ao comprimento de deformação nuclear e é definida por [Sa83]:

$$B(\text{ISL}) = (\delta_L^N)^2 \left[\frac{3Z_A R_M^{L-1}}{4\pi} \right]^2, \quad (3.28)$$

onde $R_M = r_M A^{1/3}$ é o raio característico da massa nuclear de uma distribuição de corte abrupto.

A razão entre as probabilidades reduzidas de transição elétrica e isoescalar, dentro do modelo coletivo abordado é dado, então, por:

$$\frac{B(\text{EL})}{B(\text{ISL})} = e^2 C^2 \left(\frac{r_C}{r_M} \right)^{2L-2}. \quad (3.29)$$

Observa-se que a determinação das probabilidades reduzidas de transição elétrica e isoescalar obtidas separadamente, pela técnica de INC, é menos precisa do que a obtenção de sua razão extraída, de forma direta, a partir da razão C.

Capítulo 4

O Método de Análise Aplicado ao Espalhamento Elástico e Inelástico de ^6Li pelo ^{100}Ru

O breve estudo do potencial óptico do sistema $^6\text{Li} + ^{100}\text{Ru}$, a ser apresentado a seguir, tem como objetivo a aplicação do método de análise de INC com ^6Li que exige, na descrição das distribuições angulares inelásticas DWBA-DOMP, parâmetros de potencial óptico confiáveis. Neste capítulo será apresentado um exame da potencialidade do estudo da INC com ^6Li no ^{100}Ru para obtenção de características coletivas da primeira excitação quadrupolar. Esta análise é feita através de comparações entre previsões de cálculos DWBA-DOMP para as distribuições angulares inelásticas na excitação quadrupolar do ^{100}Ru por ^6Li a energias entre 28 MeV e 34 MeV, que são acessíveis com o acelerador Pelletron.

4.1. O formato do potencial óptico

Embora o potencial não-local tenha origem no caráter fermiônico da matéria nuclear, é muito mais confortável trabalhar com o potencial local, pois este último possui a vantagem de facilitar os cálculos, além do que tanto um como outro podem reproduzir muito bem os dados experimentais [Pe62].

A este potencial local associa-se um potencial óptico que, geralmente, é consistente com a soma de três termos: dois nucleares, dependente e independente do spin, e um coulombiano.

O potencial óptico, em que o termo dependente de spin é nulo, é usualmente escrito na forma de Woods-Saxon:

$$U_N(r) = -V_0 f(r; R_R, a_R) - i \left[W_0 f(r; R_I, r_I) - 4W_d a_I \frac{d}{dr} f(r; R_I, a_I) \right] \quad (4.1)$$

onde

$$f(r; R_x, a_x) = \frac{1}{1 + \exp[(r - R_x)/a_x]} \quad (4.2)$$

A parte real da expressão (4.1) reproduz aproximadamente a distribuição da densidade de matéria nuclear que é homogênea no interior e cai exponencialmente na superfície do núcleo.

A parte imaginária de (4.1) toma conta da absorção do fluxo do canal elástico para os demais canais de reação (espalhamento inelástico, transferência de nucleons e fusão). Verifica-se ainda na parte imaginária, que esta absorção ocorre no volume e na superfície. No entanto, para uma energia perto da barreira coulombiana, que é o caso do presente trabalho, supõe-se que efeitos de absorção na superfície sejam pequenos, pois estes efeitos diminuem com o aumento da energia incidente. Por praticidade torna-se W_d nulo.

O termo de Coulomb pode ser tratado como o potencial de uma esfera carregada uniformemente com raio R_C , ou seja:

$$U_C = \frac{Z_A Z_a e^2}{2R_C} \left(3 - \frac{r^2}{R_C^2} \right) \quad r < R_C$$

$$= \frac{Z_A Z_a e^2}{r} \quad r \geq R_C \quad (4.3)$$

Desta forma o potencial óptico a ser ajustado, dentro do modelo apresentado neste trabalho, aos dados experimentais é:

$$U(r) = -V_0 f(r; R_R, a_R) - iW_0 f(r; R_I, a_I) + U_C(r; R_C) \quad (4.4)$$

Conforme o usual, neste trabalho os valores de R_R , R_I e R_C são parametrizados por:

$$R_X = r_X A^{1/3} \quad (4.5)$$

onde o índice X é igual à R , I ou C e A é o número de massa do núcleo alvo.

Desta forma, são sete os parâmetros a serem ajustados aos dados da distribuição angular elástica. De acordo com o modelo proposto e conforme já foi discutido, estes parâmetros são: V_0 , r_R , a_R , W_0 , r_I , a_I e r_C .

4.2. O ajuste do potencial óptico

Com o objetivo de determinar parâmetros de modelo óptico, realizou-se a medida da distribuição angular $^{100}\text{Ru}(^6\text{Li}, ^6\text{Li})$ em 32 MeV, na faixa angular de $16^\circ < \theta_{\text{LAB}} < 94^\circ$, conforme é ilustrado na figura 2.6.

Antes de efetuar os cálculos das previsões das distribuições angulares, elástica e inelástica, com o programa DWUCK4 [Ku74], no modelo DWBA, é necessário também escolher o passo e o limite de integração e o número máximo de ondas parciais. Essa escolha, conforme é discutida na seção seguinte, levou aos valores de 0,08 fm para o passo, 128 fm para o limite de integração e 300 ondas parciais para um cálculo adequado das previsões elásticas.

Estão disponíveis na literatura alguns conjuntos de parâmetros ópticos para o ^6Li e núcleos de massa intermediária. No entanto, dentre eles, dois conjuntos, apresentados na tabela 4.1, adequaram-se aos dados experimentais deste trabalho. O primeiro é o potencial ajustado particularmente para o sistema $^6\text{Li} + ^{96}\text{Zr}$, na energia incidente de 70 MeV, obtido por Horen *et al.* [Ho93]. O segundo potencial é o da

sistemática de Cook [Co82] válido para $24 < A < 208$ e energia de incidência entre 13 e 156 MeV.

	V_0 (MeV)	r_R (fm)	a_R (fm)	W_0 (MeV)	r_l (fm)	a_l (fm)	r_c (fm)
Horen <i>et al.</i> [Ho93]	49,847	1,419	0,875	59,927	1,418	0,875	1,67
Cook [Co82]	109,5	1,326	0,811	$W_0'(A)$	1,534	0,884	1,3

Tabela 4.1: Conjuntos de parâmetros óptico reportados na literatura.

No trabalho de Cook [Co82] o valor de $W_0'(A)$ é dado por:

$$W_0'(A) = (58,16 - 0,328A + 0,00075A^2) \text{ MeV}, \quad (4.7)$$

para o isótopo de rutênio com $A = 100$, $W_0' = 32,86$ MeV.

A comparação da distribuição experimental elástica obtida, figuras 4.1 e 4.2, com as previsões dos dois conjuntos de parâmetros, [Co82] e [Ho93], revela que estas apresentam uma queda mais acentuada em função de ângulos crescentes. Experiências de outros ajustes, em outros sistemas, têm mostrado que a inclinação da curva da distribuição elástica relativa à seção de choque de Rutherford é sensível à variação da difusividade do potencial imaginário. Primeiramente, ajustou-se apenas o parâmetro a_l dos dois conjuntos aos dados experimentais e os seguintes comentários são pertinentes:

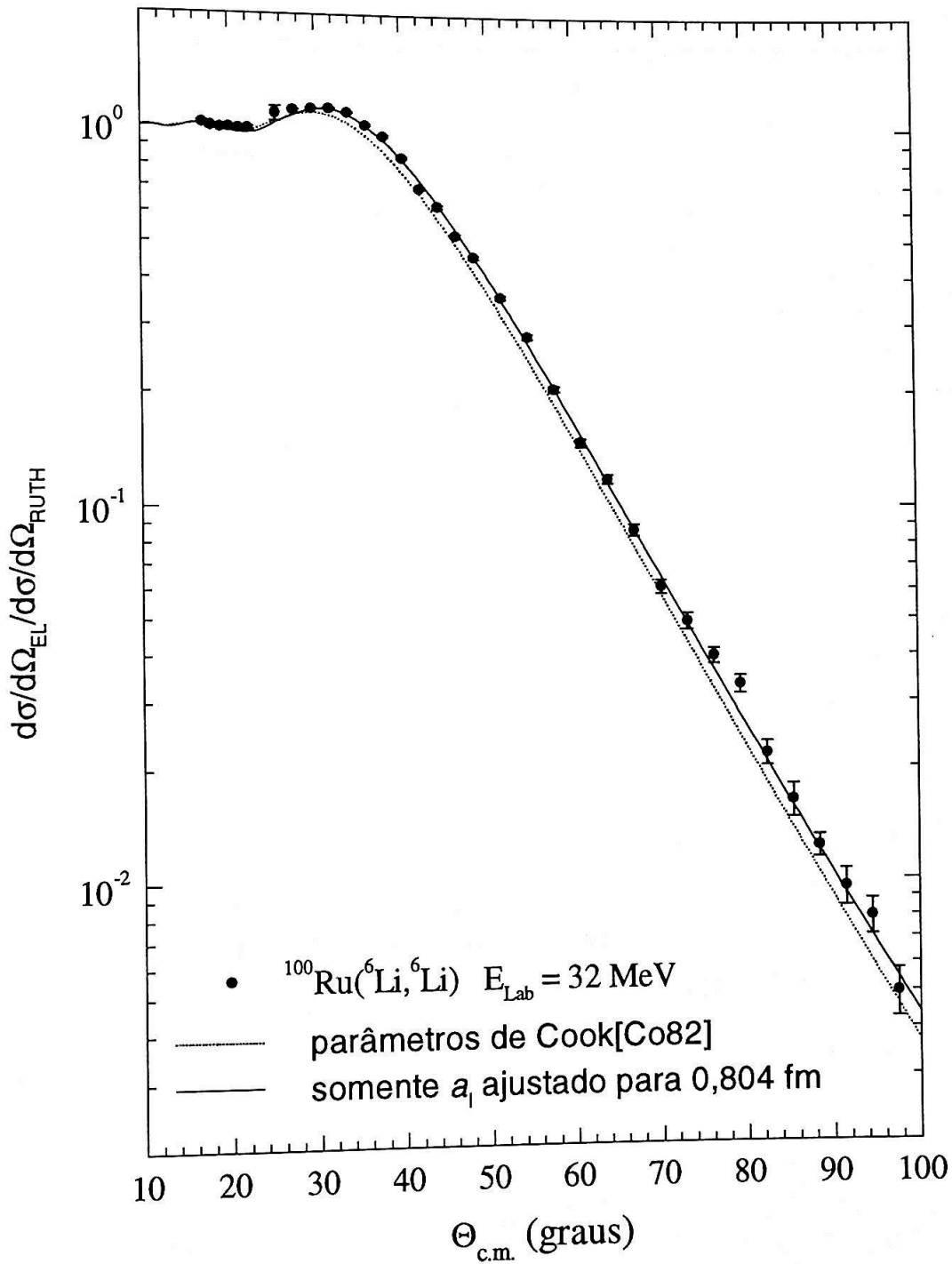


Figura 4.1: Medida da distribuição elástica com as previsões DWBA utilizando conjunto de parâmetros ópticos determinados a partir do conjunto de parâmetros ópticos de Cook [Co82].

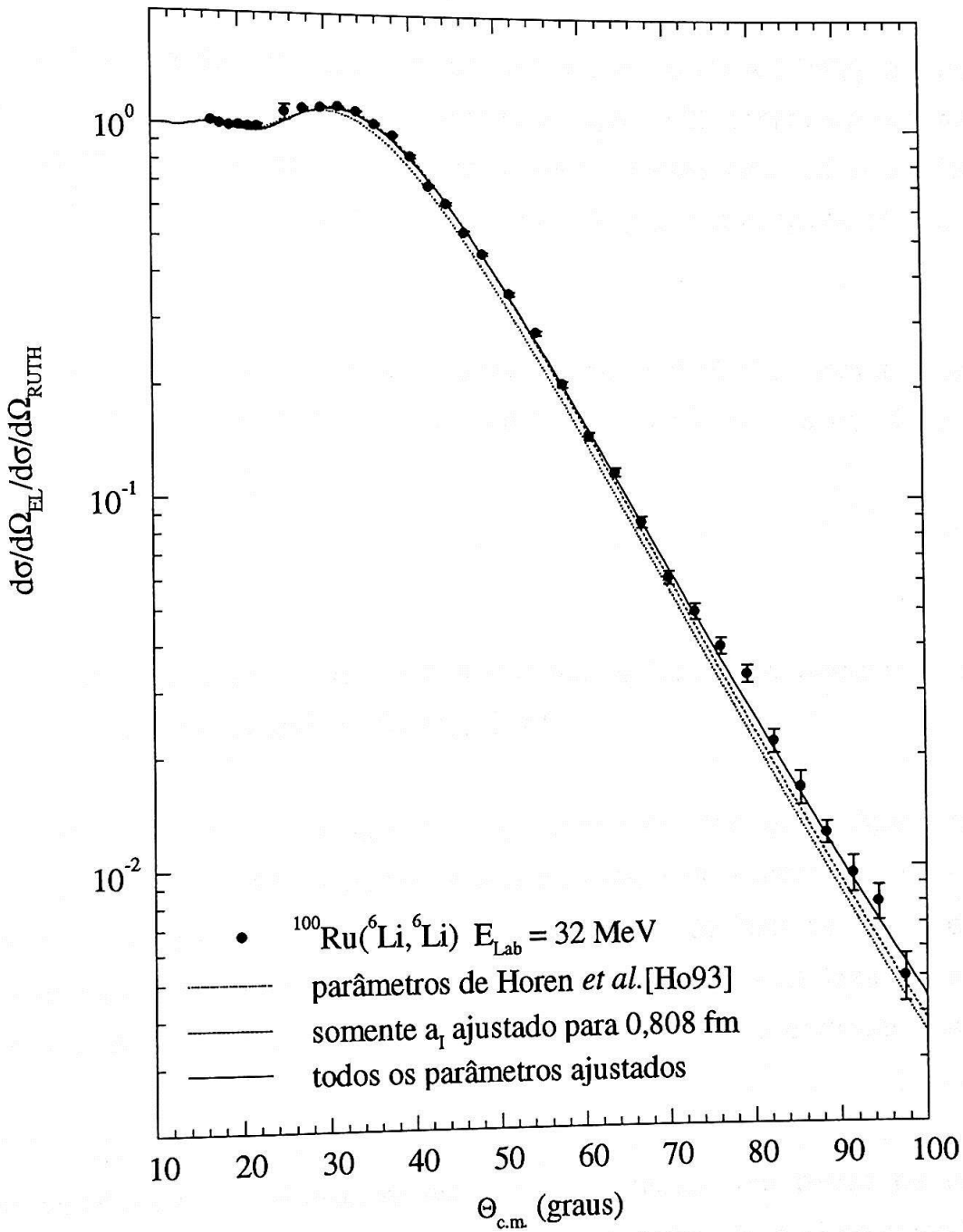


Figura 4.2: Distribuição elástica com as previsões DWBA utilizando o conjunto de parâmetros ópticos determinados a partir do conjunto de Horen *et al.* [Ho93].

- o ajuste de a_1 do conjunto de Cook [Co82] foi suficiente para uma boa descrição dos dados, pois, variações de outros parâmetros não promovem alterações na qualidade do ajuste, conforme se verifica na figura 4.1;
- diferentemente da descrição com os parâmetros de Cook [Co82], o conjunto de Horen *et al.*[Ho93], com a_1 modificado (vide figura 4.2), continua a descrever uma queda mais acentuada em ângulos traseiros, sendo necessário ajustar outros parâmetros para obter a mesma qualidade do primeiro conjunto com somente a_1 ajustado.

O conjunto global de parâmetros ópticos de Cook [Co82], com a_1 ajustado em 0,804 fm, foi então, adotado nos cálculos DWBA-DOMP para o estudo de INC no espalhamento inelástico.

4.3. Estudo do número de ondas parciais e limite de integração para os cálculos das previsões DWBA-DOMP.

Antes de efetuar os cálculos das previsões das distribuições angulares inelásticas no modelo DWBA-DOMP, é necessário fazer uma escolha judiciosa do passo (δr) e o limite de integração (r_{MAX}), na integral radial do fator de forma, e também escolher o número máximo de ondas parciais (L_{MAX}). Antes de fazer esta escolha, algumas considerações precisam ser levantadas, conforme são apresentados a seguir.

- O fator de forma nuclear, que é a derivada do potencial óptico, tem alcance limitado na vizinhança do núcleo, sendo importante utilizar um passo de integração pequeno. Recomenda-se que o passo de integração, δr , seja pequeno frente ao comprimento de onda dentro do poço de potencial. Um passo de integração que é aproximadamente um quarto desse comprimento (0,08 fm) satisfaz esta recomendação.

- Por outro lado, o fator de forma coulombiano é de longo alcance e, portanto, tem como consequência imediata a exigência de um grande número de ondas parciais L_{MAX} e de um limite de integração r_{MAX} consistente com L_{MAX} .
- A metodologia desenvolvida requer ajustes dos parâmetros C e δ_2^N de previsões DWBA-DOMP aos dados experimentais. Para estes ajustes foram desenvolvidos programas de minimização de χ^2 [Uk98], pelo método de Gauss-Marquardt, em que as curvas DWBA são geradas a partir do programa original do DWUCK4[Ku74] que possui a restrição de poder calcular até o limite de integração igual a 400 vezes o passo e L_{MAX} até 150.

Estas restrições podem implicar a não confiabilidade das previsões das distribuições inelásticas em ângulos dianteiros, pelo tratamento não adequado da excitação coulombiana, que está comprometido com os valores de r_{MAX} e com o número de ondas parciais.

O procedimento usual, para este caso, é adotar L_{MAX} igual a 150 e ir aumentando o r_{MAX} sem que a recomendação de se ter um passo pequeno seja desobedecida.

Para verificar se a previsão calculada é adequada, pode-se usufruir o código DWUCK alterado para rodar no sistema operacional "Windows", realizado por C. L. Rodrigues, outro bolsista do grupo, que levantou as restrições de 400 para 1600 vezes o passo para alcançar o limite de integração e L_{MAX} de 150 para 600.

A previsão calculada com $L_{\text{MAX}} = 300$ e $r_{\text{MAX}} = 128$ fm (equivalente a 1600 vezes um quarto do comprimento de onda) é comparada, na figura 4.3, com uma previsão que foi calculada com $L_{\text{MAX}} = 150$ e $r_{\text{MAX}} = 70$ fm, equivalente a 400 passos de 0,175 fm. Percebe-se, na figura 4.3, uma diferença pequena entre as duas previsões para ângulos dianteiros que certamente não influenciará no ajuste dos parâmetros C e δ_2^N , face às incertezas experimentais e a faixa angular das medidas. Desta forma, no ajuste dos parâmetros correlacionados, foram adotados para o cálculo das previsões inelásticas $L_{\text{MAX}} = 150$, $r_{\text{MAX}} = 70$ fm e $\delta r = 0,175$ fm.

No ajuste dos parâmetros ópticos apresentado na seção anterior, utilizou-se o código alterado por Rodrigues. Portanto, para o cálculo das previsões elásticas foram usados $L_{\text{MAX}} = 300$, $r_{\text{MAX}} = 128$ fm e $\delta r = 0,08$ fm.

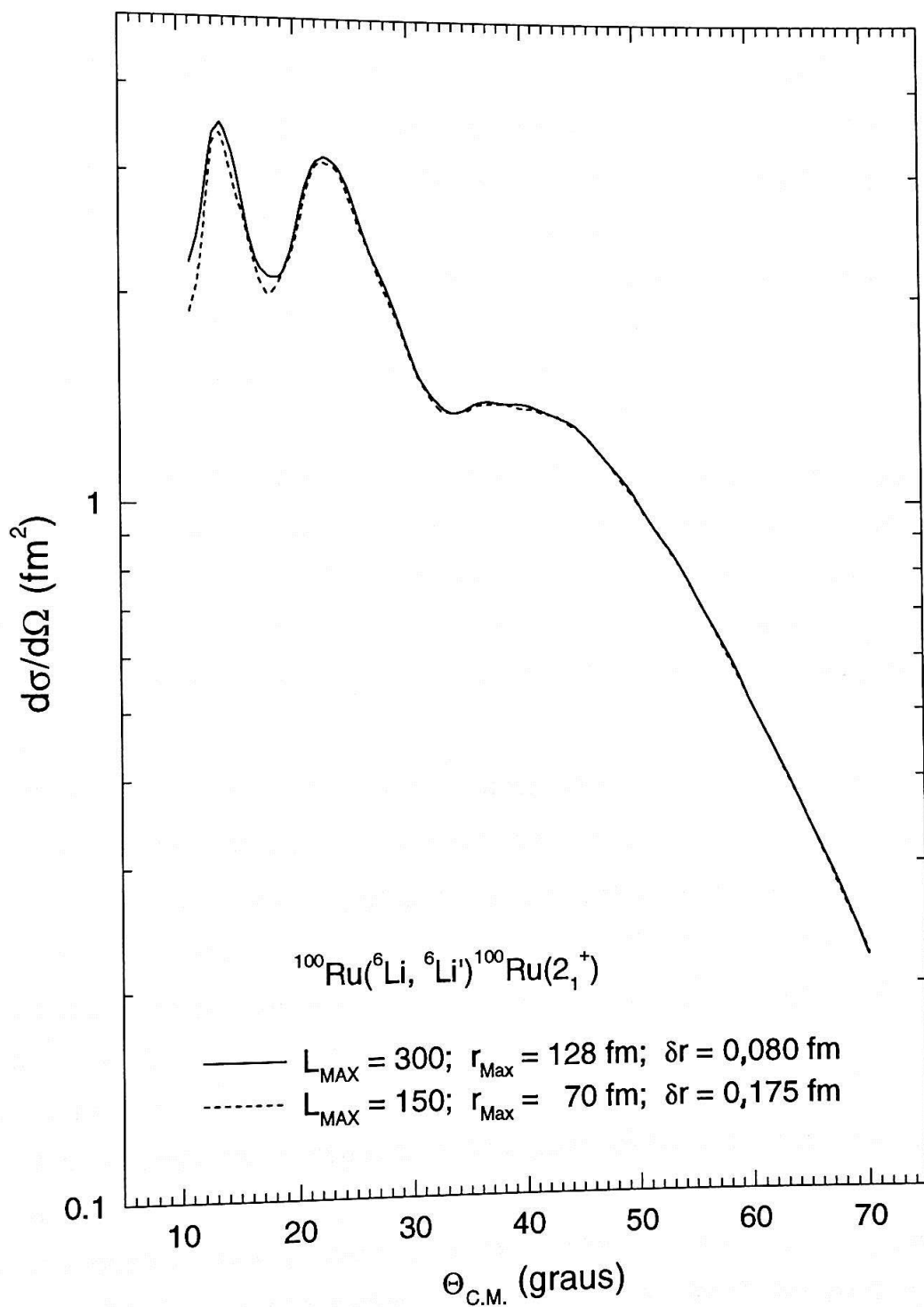


Figura 4.3: Influência dos parâmetros de cálculo nas previsões DWBA-DOMP da excitação do primeiro estado 2^+ no ^{100}Ru por ^6Li de 32 MeV.

4.4. A potencialidade do Método

O comprimento de deformação nuclear δ_2^N é determinado a partir da normalização da distribuição angular experimental sobre a distribuição angular ajustada aos dados. Por outro lado, neste mesmo ajuste, a razão C, que depende do formato da distribuição angular experimental, é obtida.

O estudo de INC utilizando ^6Li , que é um projétil isoescalar, permite a investigação da contribuição relativa da carga e da massa na excitação coletiva do núcleo alvo, através do parâmetro C.

Neste contexto, a análise da potencialidade pode ser fundamentada em dois passos. No primeiro, dentro do modelo coletivo homogêneo ($C = 1$), compara-se a distribuição angular prevista com as contribuições coulombiana e nuclear, separadamente. No segundo é feito um estudo, para cada energia incidente, da sensibilidade do formato da distribuição angular prevista em função da razão $C = \delta_2^C / \delta_2^N$.

Para testar somente a influência da contribuição nuclear, os cálculos são feitos com δ_2^C nulo, o que é equivalente colocar $C = 0$ no fator de forma dentro da expressão (3.25). Ao contrário, para testar a contribuição coulombiana, coloca-se no fator de forma, que é a derivada do potencial óptico, V_0 e W_0 nulos e mantém-se $C = 1$. Estas previsões podem ser observadas na figura 4.4, que ilustra separadamente as contribuições coulombiana e nuclear, além da previsão em que ambas as excitações intervêm, a energias entre 28 MeV e 34 MeV.

A outra comparação que visa testar o poder discriminativo da razão C mediante o formato da distribuição angular pode ser apreciada através da figura 4.5. É importante observar que as medidas para ângulos mais dianteiros do que $\sim 20^\circ$ são muito prejudicadas pela presença de contaminantes leves no alvo e que, nas previsões, a amplitude de variação da seção de choque entre o primeiro pico além desse ângulo e o mínimo seguinte é a mais pronunciada, sendo portanto, esta a mais discriminativa do valor de C.

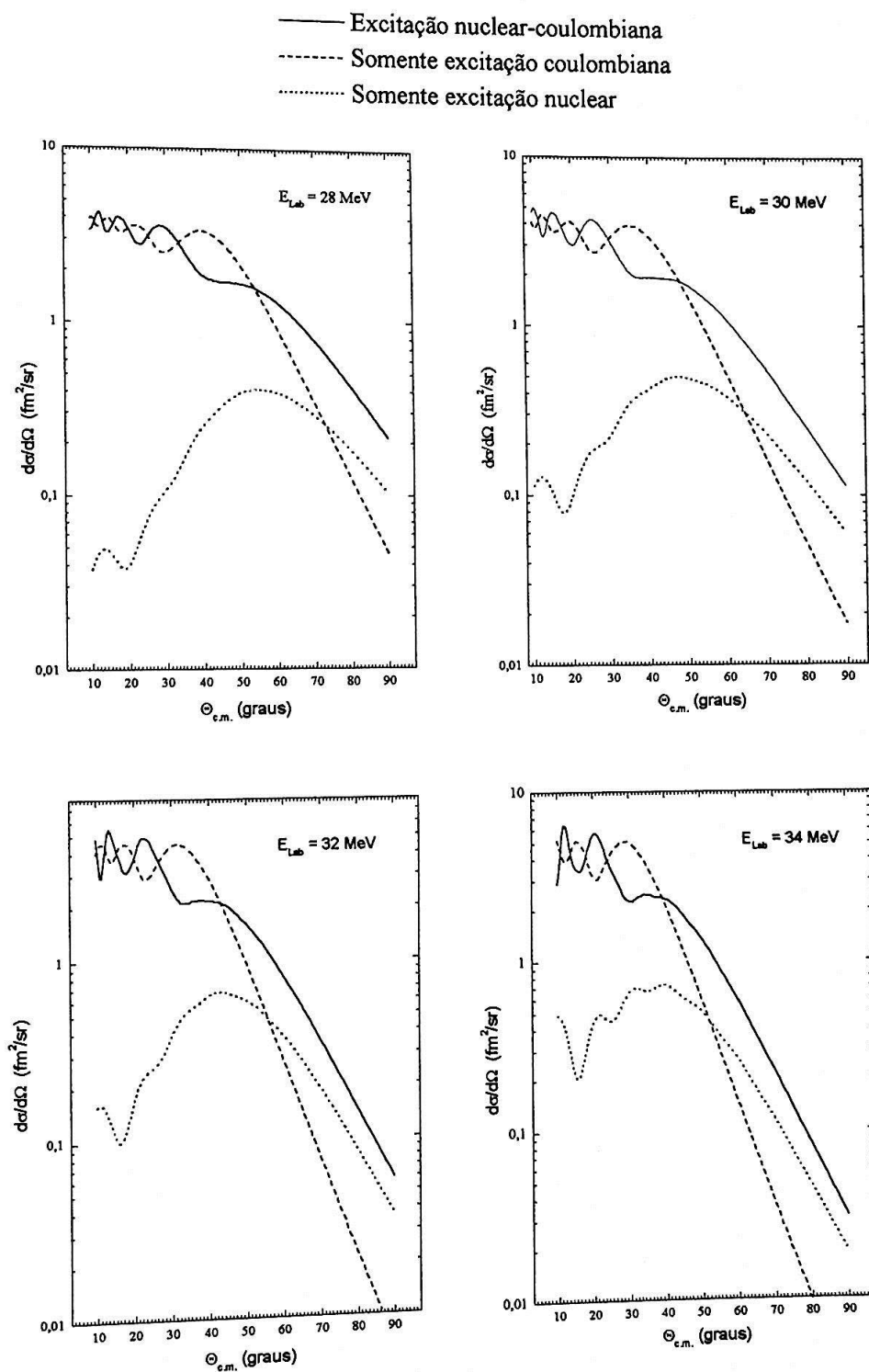


Figura 4.4: Comparação entre as previsões da excitação do primeiro estado 2^+ do ^{100}Ru , no modelo coletivo homogêneo, em função da energia de incidência de ^6Li .

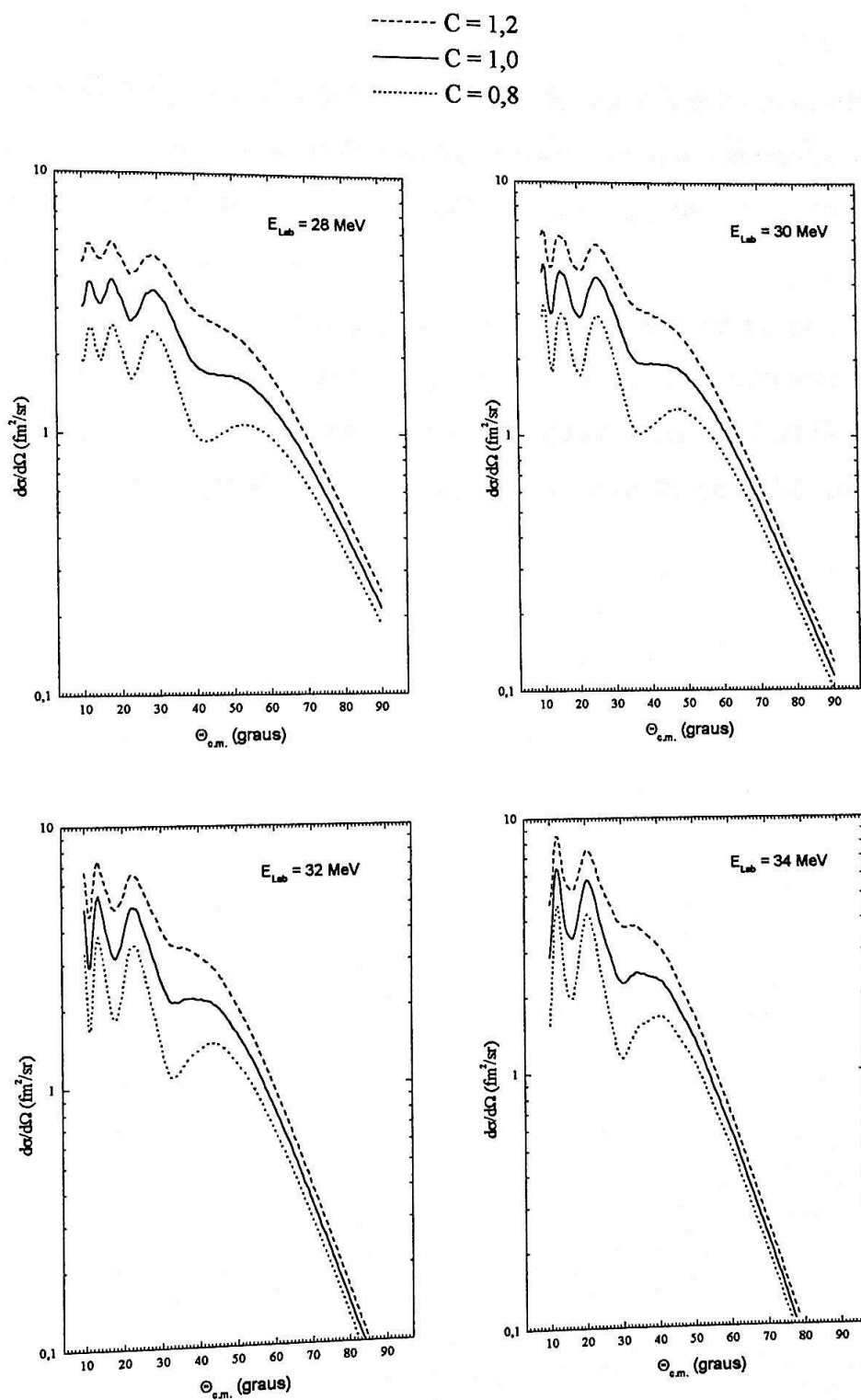


Figura 4.5: Comparações entre as previsões da excitação quadrupolar do ^{100}Ru , no modelo coletivo, em função da razão C.

Entre as energias incidentes de 32 e 34 MeV, optou-se, então, pela tomadas de dados em 32 MeV, levando também em conta condições de funcionamento do acelerador.

Embora C e δ_2^N não são determinados de forma independente, ao investigar a figura 4.5, verifica-se que a razão C é melhor caracterizada em medidas referentes, no presente caso, à faixa angular entre $20^\circ < \theta_{\text{CM}} < 60^\circ$. Medidas em ângulos mais traseiros determinam melhor δ_2^N .

A medida experimental cuidadosa da distribuição angular na primeira excitação quadrupolar do ^{100}Ru , na faixa angular que compreende, no referencial do centro de massa, ângulos entre 26° e 60° , permitiu a obtenção dos parâmetros C e δ_L^N , pelo o ajuste das previsões DWBA-DOMP, aos dados, abrindo caminho para testes de modelo.

Capítulo 5

Resultados e Comentários Finais

Para consolidar a metodologia desenvolvida pelo grupo no estudo da INC, foi realizada a medida da distribuição angular da excitação $0_1^+ \rightarrow 2_1^+$ do ^{100}Ru induzida por projéteis de ^6Li de 32 MeV, de acordo com as considerações detalhadas no capítulo anterior. Os resultados da análise são discutidos nas seções seguintes.

5.1. Ajuste de curvas DWBA-DOMP

Conforme já foi introduzido na seção 4.3, para extrair os parâmetros correlacionados C e δ_2^N do ajuste das previsões DWBA-DOMP aos dados experimentais, foi desenvolvido um programa de minimização de χ^2 baseado no método de Gauss-Marquardt [Va96] que é de rápida convergência. A aplicação deste método possibilitou, além da determinação de C e δ_2^N associados ao valor de χ^2 mínimo, a determinação das variâncias e da covariância correspondentes. Uma abordagem mais detalhada dos cálculos para a obtenção dos parâmetros correlacionados, bem como a sua validade e confiabilidade, encontram-se na referência [Uk98].

Do melhor ajuste das previsões DWBA-DOMP aos dados experimentais na excitação do primeiro estado excitado 2^+ do ^{100}Ru , conforme ilustra a figura 2.8, utilizando o programa de minimização de χ^2 Chimin4 [Uk98], foram extraídos:

$$\delta_2^N = 1,073(27) \text{ fm}$$

e

$$C = 1,013(27),$$

e a covariância entre estes parâmetros:

$$\text{cov}(C, \delta_2^N) = -1,157 \times 10^{-4} \text{ fm}$$

Na obtenção do comprimento de deformação de carga, $\delta_2^C = \delta_2^N C$, leva-se em conta a covariância, $\text{cov}(C, \delta_2^N)$, onde, utilizando as incertezas estatísticas, a sua variância é dada por:

$$\sigma_{\delta_2^C}^2 = (\delta_2^N)^2 \sigma_C^2 + C^2 \sigma_{\delta_2^N}^2 + 2 \text{cov}(C, \delta_2^N) \delta_2^C,$$

desta forma, obtém-se δ_2^C igual a 1,087(37) fm.

Ressalta-se, ainda, que o valor obtido de χ^2 mínimo igual a 15,7, com 12 graus de liberdade, corresponde à χ_{red}^2 igual a 1,3 e indica que há uma boa concordância das previsões com os dados experimentais.

A partir de C calcula-se a razão $B(E2)/B(1S2)$ pela expressão (3.29); o resultado obtido é: $B(E2)/B(1S2) = 1,289(69) e^2$, onde para estes cálculos, o raio reduzido coulombiano é o mesmo utilizado no potencial óptico e o raio reduzido de massa utilizado foi $r_M = 1,16$ fm, que foi determinado a partir do trabalho de Chung e Myers [Ch90] segundo modificação necessária para que a distribuição de corte abrupto representasse em média a distribuição de massa difusa.

A incerteza no fator de escala da seção de choque afeta o quadrado do comprimento de deformação nuclear. Para estimar esta incerteza, analisou-se a variação desse fator, utilizando, no ajuste, sobre a distribuição angular elástica experimental, as previsões de vários conjuntos de potenciais ópticos. Em especial, com o potencial óptico adotado, verificou-se a variação do fator de escala de forma que as previsões envolvessem os dados da distribuição angular, dando uma estimativa de 3σ . Baseando-se nestas análises, uma incerteza na escala de aproximadamente 4% é obtida. Compondo, então, por quadraturas a incerteza de 2% (devido ao fator de escala) com a incerteza estatística de 2,5% obtida no ajuste, o valor de δ_2^N passa ser

igual a 1,073(34) fm. Analogamente, compondo a incerteza proveniente do fator de escala com a obtida do ajuste para δ_2^C , obtém-se $\delta_2^C = 1,087(39)$.

A partir dos valores de δ_2^N e δ_2^C com suas incertezas, pode-se fazer uso da expressões (3.23) e (3.28), para obter: $B(E2)\uparrow = 0,475(34) e^2b^2$ e $B(1S2) = 0,368(23) b^2$.

Os valores de C , δ_2^N , δ_2^C , $B(E2)\uparrow$, $B(1S2)$ e $B(E2)/B(1S2)$ obtidos são apresentados conjuntamente na tabela 5.1.

5.2. Comparando Resultados

A comparação dos resultados deste trabalho com os obtidos em um estudo de INC, na excitação do primeiro estado quadrupolar em ^{100}Ru , com partículas alfa [Go96], em que foi medida a função de excitação, será feita inicialmente.

Antes de fazer esta comparação, é necessário salientar que no trabalho de Gomes *et al.* [Go96], embora tenha havido na análise de dados, uma preocupação no sentido de levar em conta a correlação entre os parâmetros δ_2^C e δ_2^N , não foi aplicado o método de Gauss-Marquardt na extração desses parâmetros. Assim, seus desvios foram estimados através de comparações de ajustes das previsões sobre os dados experimentais com variações de δ_2^C e δ_2^N , tal que as curvas de ajuste previstas envolvessem os dados experimentais, com suas respectivas incertezas, fornecendo uma estimativa de 3σ para cada parâmetro. Embora os parâmetros δ_2^C e δ_2^N , não fossem obtidos de forma independente, Gomes *et al.* não calcularam a covariância entre eles. Na tabela 5.1 são apresentados os valores de δ_2^N e δ_2^C obtidos por Gomes *et al.* e valores de C , $B(E2)\uparrow$, $B(1S2)$, $B(E2)/B(1S2)$ e suas incertezas calculados a partir desses valores, sem levar em conta sua covariância.

As características multipolares do núcleo ^{100}Ru não podem depender da ponta de prova utilizada. Desta forma espera-se que, tanto utilizando ^6Li , quanto utilizando alfas para induzirem a excitação do primeiro estado 2^+ do ^{100}Ru , as informações

obtidas sejam concordantes. De fato, é o que se observa na tabela 5.1, onde são comparadas as informações extraídas neste trabalho e por Gomes *et al.* [Go96]. Na tabela também é apresentado o valor de $B(E2)\uparrow$, obtido por Hirata *et al.* [Hi98] em medidas precisas de reorientação na excitação coulombiana.

Salienta-se que a incerteza no valor de C obtido no presente trabalho é de apenas 2,5%, não envolvendo incertezas provenientes do fator de escala e que o valor da razão $B(E2)/B(IS2)$ inclui apenas a incerteza de C e não possíveis incertezas nos raios reduzidos r_C e r_M .

	C	δ_2^N (fm)	δ_2^C (fm)	$B(E2)\uparrow e^2 b^2$	$B(IS2) b^2$	$\frac{B(E2)}{B(IS2)} e^2$
Neste Trabalho	1,013(27)	1,073(34)	1,087(39)	0,475(34)	0,368(23)	1,289(69)
[Go96]	1,04(3)	1,11(3)	1,154(17)	0,471(14)	0,39(2)	1,20(7)
Literatura [Hi98]				0,493(3)		

Tabela 5.1: Comparações das informações obtidas neste trabalho com as de Gomes *et al.*[Go96] e literatura.

5.3. Discussão Final

A metodologia de análise da INC na excitação do primeiro estado quadrupolar excitado do ^{100}Ru , utilizando o projétil ^6Li , permitiu refinar a informação que no ^{100}Ru , prótons e nêutrons nessa excitação se comportam conforme a previsão do modelo

coletivo simples, contribuindo diretamente na razão de seus números Z/N , que corresponde a $C = 1$.

Observa-se, portanto, com estes resultados, que a metodologia aplicada ao estudo de INC com ^6Li é de ótima qualidade e útil para, não somente extrair informações espectroscópicas acuradas, como também, servir de ferramenta para melhor compreensão da estrutura nuclear.

Com a metodologia de estudo de INC com ^6Li consolidada pode-se, agora, aplicá-la a núcleos de massas mais leves como os da região do germânio, que também são de transição. Nesta região de massa, quando se utilizam projéteis como dêuterons, as previsões apontam que a INC é mais discriminativa a energias menores das que são acessíveis com o acelerador Pelletron.

Referências:

- [Ba97] M. D. L. Barbosa, Dissertação de Mestrado, IFUSP (1997).
- [Ba98] M. D. L. Barbosa, T. Borello-Lewin, L. B. Horodynski-Matsushigue, J. L. M. Duarte, G. M. Ukita and L. C. Gomes, *Phys. Rev. C* **58** (1998) 2689.
- [Bo97] T. Borello-Lewin, L. B. Horodynski-Matsushigue, G. M. Ukita, L.C. Gomes and J. L. Duarte, "Comparative studies of B(IS2) and B(E2) in the Region of $A \sim 100$ ". Proceedings of the 8th International Conference On Nuclear Reaction Mechanisms, Varena, Italy, June/1997, *Ricerca Scientifica ed Educazione Permanente*, Supp. 111, Università degli studi di Milano, 587-595.
- [Bo98] T. Borello-Lewin, J. L. M. Duarte, L. B. Horodynski-Matsushigue and M. D. L. Barbosa, *Phys. Rev. C* **57** (1998) 967.
- [Ch90] H. S. Chung and W. D. Myers, *Nucl. Phys.* **A513** (1990) 283.
- [Co82] J. Cook, *Nucl. Phys.* **A388** (1982) 153
- [Du81] J. L. M. Duarte, "Manual do Espectrógrafo", Publicação Interna (1981).
- [Du88] J. L. M. Duarte *et al.*, *Phys. Rev. C* **38** (1988) 664.
- [Du94] J. L. M. Duarte *et al.*, *Phys. Rev. C* **50** (1994) 666.
- [Du97] J. L. M. Duarte, G. M. Ukita, T. Borello-Lewin, L. B. Horodynski-Matsushigue e L. C. Gomes, *Phys. Rev. C* **56** (1997) 1855.

- [Fu77] H. W. Fulbright, C. L. Bennett, R. A. Lindgren, R. G. Markham, S. C. Mcguire, G. C. Morrison, U. Strobusch and J. Toke, *Nucl. Phys.* **A284** (1977) 329.
- [Ge53] M. Gell-Man and M. L. Goldberger, *Phys. Rev.* **91** (1953) 398.
- [Go93] L. C. Gomes, Tese de Doutorado, IFUSP (1993)
- [Go96] L. C. Gomes *et al.*, *Phys. Rev. C* **54** (1996) 2296.
- [Hi98] J. H. Hirata *et al.*, *Phys. Rev. C* **57** (1998) 76.
- [Ho89] L. B. Horodynski-Matsushigue, T. Borello-Lewin and J. L. M. Duarte, "Coulomb-Nuclear Interference in Inelastic Scattering of 21 MeV Alpha-Particles on $^{90,92}\text{Zr}$ ", in International Nuclear Physics Conference – IU-PAP, proceedings (Contributed Papers), Vol. **1**, 307 (São Paulo, Brasil, 1989).
- [Ho93] D. J. Horen, R. L. Auble, J. Gomez del Campos, G. R. Satchler, R. L. Varner, J. R. Beene, B. Lund, V. R. Brown, P. L. Anthony and V. A. Madsen, *Phys. Rev. C* **47** (1993) 629.
- [IE73] IEEE Trans. On Nuclear Science NS 20, n° 2 (1973)
- [Ja70] Daphne F. Jackson, Nuclear Reactions, Methuen & Co Ltda, (1970)
- [Ku74] P. D. Kunz, programa DWUCK4, Colorado University (1974).
- [Mi94] W. T. Milner, VAXPAK, Laboratório Pelletron (1994).
- [Pe62] F. Perey and B. Buck, *Nucl. Phys.* **32** (1962) 353.
- [Ro00] M. R. D. Rodrigues, Dissertação de Mestrado, IFUSP (2000).
- [Sa83] G. R. Satchler, Direct Nuclear Reactions, OXFORD, Universit Press, 1983.

- [Si89] S. Sirota, J. L. M. Duarte, L. B. Horodynski-Matsushigue and Thereza Borello-Lewin, *Phys. Rev. C* **40** (1989) 1527.
- [Uk98] G. M. Ukita, Tese de Doutorado, IFUSP (1998)
- [Va96] V. Vanin e Philippe Gouffon, "Tópicos Avançados em Tratamento Estatístico de Dados em Física Experimental", LAL-IFUSP, 1996.