



Universidade de São Paulo  
Instituto de Física

# Estudo dos mecanismos de reação nos sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$

Julian Marco Barbosa Shorto

Dissertação apresentada  
para a obtenção do título  
de Mestre em Ciências

Orientador:  
Prof. Dr. Edilson Crema

INSTITUTO DE FÍSICA

Serviço de Biblioteca e Informação

Tombo: 3688

ex. 1

Comissão Examinadora:

Prof. Dr. Edilson Crema – Universidade de São Paulo

Prof. Dr. Nilberto Heder Medina – Universidade de São Paulo

Prof. Dr. Roberto Meigikos dos Anjos – Universidade Federal Fluminense

São Paulo  
Abril-2002

Prof. Armando Corbani Ferraz  
Presidente da Comissão de Pós Graduação

M  
ex. 1

## FICHA CATALOGRÁFICA

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

Shorto, Julian Marco Barbosa

Estudo dos Mecanismos de Reação nos Sistemas  
 $^{16,18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ . São Paulo 2002.

Dissertação (Mestrado) - Universidade de São Paulo  
Instituto de Física – Departamento Física Nuclear

Orientador: Prof. Dr. Edilson Crema  
Área de Concentração: Física

Unitermos: 1. Fusão, 2. Quase-Elástico;  
3. Distribuição de Barreiras.

USP/IF/SBI-034/2002

## Agradecimentos

Agradeço, em primeiro lugar, a meu orientador Prof. Dr. Edilson Crema pela dedicação, paciência e amizade demonstradas durante o andamento deste trabalho.

A meus pais Alan e Marília Shorto e a minha tia Mariza Barbosa pelo amor e apoio que me deram durante toda a minha vida, sem eles nada disso faria sentido.

A meus tios Benedito, Rogério, Marina, Marilda, Jamilton, Jorge, Carole e minha avó Clarice que também sempre me apoiaram e ajudaram.

A meus irmãos Paulinho, Caio e Bruno, que são muito importantes para mim.

A meus velhos amigos de Salvador: Maurício, Carla, Matheus, Mário, Borella, Mirante, Marcelo (bolildo) e Tércio por quase duas décadas de amizade e incentivo.

A meus amigos mais recentes e não menos importantes: César, Melissa, Adreane, Amanda, Fernando, Pedro, Dimas, Sandro, Haroldo, Patrícia e Daniela; eu não suportaria São Paulo sem eles.

Aos colegas que são ou que já foram do grupo FNPE: Davi, Rone, Luis, Alex, Vinícius e Laura pela amizade e ajuda durante todo este trabalho.

Ao Prof. Dr. Nemitala Added pela colaboração nos períodos de máquina.

Ao Prof. Dr. Roberto Ribas pela manutenção do sistema de aquisição de dados.

A todos os funcionários do acelerador Pelletron, os quais permitiram que esta dissertação fosse realizada. Em especial a: José Carlos de Abreu, Wanda, Jorge, Otávio e Pedro.

À CAPES por financiar este projeto.

## Resumo

Funções de excitação do espalhamento quase-elástico para os sistemas  $^{16,18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$  foram medidas no acelerador Pelletron em São Paulo, em ângulos traseiros, com energias variando de 30,0 a 48,0 MeV com um passo de energia de 0,5 MeV. Desta maneira, uma representação da distribuição de barreiras pode ser obtida através da diferenciação da razão entre a seção de choque de espalhamento quase-elástico e a seção de choque de Rutherford em relação à energia. Estas representações foram analisadas por comparação com cálculos de canais acoplados usando o programa CCFULL. Embora os sistemas tratados tenham  $Z_1 Z_2 < 250$ , os cálculos forneceram bons ajustes e revelaram os canais de reação mais importantes: Excitação vibracional de quadrupolo do alvo nos dois sistemas; *stripping* de alfa para o sistema  $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$  e *pick-up* de próton para o  $^{18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ .

# Abstract

Quasielastic excitation functions for the  $^{16,18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$  systems were measured at the Pelletron Accelerator in São Paulo at back angles with beam energies ranging from 30,0 to 48,0 MeV. An energy step of 0,5 MeV was used over nearly the entire energy range. In this way, a representation of the fusion barrier distribution was obtained by differentiating the ratio between the excitation function and the corresponding Rutherford scattering cross section at the respective energy. These representations were analyzed by comparison with coupled channel calculations using the code CCFULL. Although the systems treated here are light ( $Z_1Z_2 < 250$ ), the calculations provided very good fits and revealed the most important reaction channels: quadrupole excitation of the target in both systems; alpha stripping for the  $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$  system and proton pick-up for the  $^{18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$  system.

# Índice

<b>1 Motivação</b>	1
1.1 Motivação.....	2
<b>2 Introdução Teórica</b>	5
2.1 Interação nuclear.....	6
2.2 Modelo de Wong.....	8
2.3 Formalismo de canais acoplados.....	11
2.4 CCFULL.....	13
2.4.1 Acoplamento vibracional.....	16
2.4.2 Acoplamento de transferência.....	18
2.5 Acoplamento fraco.....	19
2.6 Representação da distribuição de barreiras de fusão obtida através do espalhamento quase-elástico.....	21
2.7 Seções de choque experimentais.....	27
2.8 Extração da distribuição de barreiras a partir dos dados experimentais.....	28
<b>3 Resultados Experimentais</b>	31
3.1 Montagem experimental.....	32
3.2 Eletrônica e programas de aquisição.....	36
3.3 Resultados experimentais.....	39

<b>4 Análise de Dados</b>	50
4.1 Cálculo de canais acoplados para o sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ .....	51
4.1.1 Determinação do potencial nuclear.....	51
4.1.2 Excitações inelásticas do projétil.....	53
4.1.3 Excitações inelásticas do alvo.....	55
4.1.4 Transferências.....	59
4.2 Cálculo de canais acoplados para o sistema $^{18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ .....	67
4.2.1 Determinação do potencial nuclear.....	67
4.2.2 Excitações inelásticas do projétil.....	68
4.2.3 Excitações inelásticas do alvo.....	68
4.1.4 Transferências.....	72
<b>5 Discussão dos resultados e conclusão</b>	77
5.1 Discussão dos resultados e conclusão.....	78
<b>Referências</b>	80

# Capítulo 1

## Motivação

*“Não sei aonde estou indo, mas sei que  
estou no meu caminho.”*

Raul Seixas



## 1.1. Motivação

O estudo da fusão nuclear, em energias em torno e abaixo da barreira coulombiana, nas últimas décadas, revelou-se uma importante ferramenta para se evidenciar que efeitos determinados fenômenos, como a deformação nuclear e o acoplamento com outros canais de reação, exercem sobre a seção de choque de fusão [1-5]. As seções de choque experimentais de fusão de alguns sistemas apresentam valores algumas ordens de grandeza acima dos previstos pelo modelo de penetração de barreira simples. Não obstante, em diversos casos, não é possível determinar qual mecanismo é responsável por este favorecimento (“enhancement”) da fusão sub-coulombiana, visto que mais de um modelo pode ajustar perfeitamente os dados experimentais. Em outros casos, nenhum modelo é capaz de explicar o favorecimento. Diante dessa dificuldade, algumas mudanças no modelo de penetração de barreira simples foram implementadas, por exemplo, levando-se em conta o efeito das vibrações de quadrupolo e octupolo em baixas energias [6-8], deformação estática e formação de pescoço [9]. No entanto, esse modelo permanece ineficaz para representar, simultaneamente, a fusão acima e abaixo da barreira coulombiana, bem como dados de espalhamento elástico e inelástico.

Cálculos utilizando a teoria de canais acoplados [10] tentam esclarecer o favorecimento, considerando o acoplamento do estado fundamental com alguns canais de reação, como os inelásticos e as transferências de núcleons [11-14]. No passado, tentou-se simular teoricamente os acoplamentos da fusão com esses canais de reação através de barreiras de fusão distribuídas em energia [15]. Contudo, como as funções de excitação de fusão são lisas e sem estruturas marcantes (exceto entre núcleos alfa-estruturados), elas

podem ser reproduzidas por uma vasta gama de modelos, e apenas através dos dados experimentais pode-se determinar qual o verdadeiro caráter das barreiras que as reproduzem corretamente [16,17].

No início da década de 90, uma nova técnica de análise foi desenvolvida, na qual a distribuição de barreiras é extraída diretamente dos dados experimentais [18]. O procedimento é simples, mas requer funções de excitação obtidas em passos de energia muito finos e, essencialmente, com erros experimentais inferiores a 1%. Entretanto, mesmo alcançando tal precisão, devido à incerteza experimental que cresce com a energia, as distribuições de barreiras de fusão não apresentam uma boa definição na região de energias mais altas. Um método alternativo fez-se necessário, e ele foi encontrado: a obtenção da distribuição de barreiras através da função de excitação do espalhamento quase-elástico, o qual representa a soma de todos os canais de entrada, excetuando-se a fusão [19]. O procedimento consiste em obter a razão entre a seção de choque quase-elástica em ângulos traseiros e a seção de choque de Rutherford, e diferenciá-la em relação à energia.

É importante salientar que os espalhamentos quase-elástico e elástico são sensíveis à fase [20,21], o que não ocorre com a fusão. Isto poderia implicar dificuldades na interpretação das distribuições extraídas destes canais. Apesar disso, medidas realizadas para os sistemas  $^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ ,  $^{92}\text{Zr}$ ,  $^{144,154}\text{Sm}$ ,  $^{186}\text{W}$ ,  $^{40}\text{Ca} + ^{90,96}\text{Zr}$  [12,19,22-24] revelaram que as representações de barreiras obtidas através do espalhamento quase-elástico mantêm as principais características das respectivas distribuições de barreiras de fusão.

O objetivo principal deste trabalho foi medir o espalhamento quase-elástico dos sistemas  $^{16,18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$  e extrair destes dados suas distribuições de barreiras. O  $^{63}\text{Cu}$  apresenta um próton desemparelhado fora da camada fechada e, como os nêutrons fora da camada fechada nos isótopos de Ni exercem forte influência sobre a fusão [22,26], seria

interessante verificar que influência pode exercer este próton. O sistema  $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$  apresenta todos os canais de transferência com Q negativo e no caso do  $^{18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$  as transferências de nêutrons e captura de próton possuem Q positivo. Embora o acoplamento de canais não dependa exclusivamente do Q da reação, um estudo mais aprofundado dos dois sistemas pode fornecer mais detalhes sobre os canais de reação que mais contribuem para a distribuição de barreiras de fusão.

# Capítulo 2

## Introdução Teórica

*“Se pode sempre a sorte escolher e enterrar  
qualquer estrela no chão.”*

Torquato Neto

## 2.1 Interação nuclear

Uma investigação completa das propriedades de sistemas nucleares requer que se resolva a equação de Schrödinger utilizando uma hamiltoniana que contenha uma miríade de graus de liberdade interagindo. Este problema completo ainda não pode ser resolvido. É preciso, portanto, desenvolver modelos aproximados que mantenham as principais características do sistema, envolvendo, porém, equações de movimento mais simples. Chamando de  $\xi$  o conjunto de coordenadas do modelo e  $h(\xi)$  a Hamiltoniana correspondente, os estados estacionários  $\varphi_\alpha(\xi)$  são dados pela equação:

$$h(\xi) \varphi_\alpha(\xi) = E_\alpha \varphi_\alpha(\xi). \quad (2.1)$$

Desprezando os graus de liberdade internos do projétil, o sistema é descrito por um conjunto de coordenadas  $\{\xi, r\}$  e a Hamiltoniana total é:

$$H(r, \xi) = T_r + h(\xi) + V(r, \xi), \quad (2.2)$$

onde  $r$  é a distância de separação projétil-alvo,  $T_r$ , o operador de energia cinética correspondente e  $V(r, \xi)$ , a interação (acoplamento) de  $r$  com os graus de liberdade internos.

À medida que o projétil se aproxima do alvo, caso ocorra excitação de graus de liberdade internos relevantes, a ação de  $V(r, \xi)$  pode levar os estados intrínsecos do sistema a um estado final  $[\varphi_\alpha(\xi)]$  diferente do inicial  $[\varphi_0(\xi)]$ . Deste modo, para se caracterizar o estado final,

são necessários o estado do movimento relativo e os números quânticos intrínsecos indexados por  $\alpha$ . Estes estados são denominados de canais de reação. Os canais que despertam um maior interesse são:

*i)* canal elástico – o canal mais importante, corresponde ao estado fundamental  $\alpha = 0$ . Não ocorre excitação intrínseca devido à colisão, neste caso. Conseqüentemente, a energia total é conservada, bem como a energia cinética do movimento relativo;

*ii)* canais inelásticos – aqui, projétil e alvo mantêm suas identidades, todavia um ou ambos os participantes da colisão passam para um estado excitado, ou seja, de maior energia. Parte da energia cinética do movimento relativo é transferida para a excitação;

*iii)* canais de transferência – neste caso, a identidade dos participantes é alterada, pois ocorre troca de constituintes (núcleons) entre eles;

*iv)* fusão – projétil e alvo se fundem e formam um núcleo composto.

Muitos experimentos já demonstraram o importante papel que os canais apresentados desempenham nas reações entre íons pesados [27]. Usualmente, estes processos são tratados de forma separada. A fusão, como será mostrado, é descrita por uma barreira de potencial real. O canal elástico é ajustado por um potencial óptico complexo, no qual a parte imaginária é responsável pela assimilação dos demais graus de liberdade. As transferências e excitações inelásticas são tratadas usando a aproximação de Born de onda distorcida, que as trata como perturbações sobre o canal elástico. Neste contexto, o cálculo de canais acoplados surge como o método mais apropriado para se caracterizar esses casos, uma vez que, todos os principais processos são tratados simultaneamente.

## 2.2 Modelo de Wong

O potencial efetivo de interação entre dois núcleos esféricos pode ser escrito como:

$$V(r) = \frac{-V_0}{1 + \exp[(r - R_1 - R_2)/a]} + \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2}, \quad (2.3)$$

onde  $R_1$  e  $R_2$  são os raios dos núcleos e  $\mu$  é a massa reduzida. A barreira de interação para a  $l$ -ésima onda parcial é:

$$B_l = V(R_l), \quad (2.4)$$

e da condição

$$\left[ \frac{dV(r)}{dr} \right]_{R_l} = 0 \quad (2.5)$$

consegue-se a separação radial  $R_l$ . A frequência  $\omega_l$  é relacionada com  $V(r)$  por

$$\hbar\omega_l = \hbar \left[ \frac{d^2V(r)}{dr^2} \Big|_{R_l} \frac{1}{\mu} \right]^{1/2}. \quad (2.6)$$

Assumindo que  $R_l$  e  $\hbar\omega_l$  são pouco sensíveis ao índice  $l$ , pode-se considerar duas aproximações na região em que  $l=0$ :

$$\hbar\omega_l \cong \hbar\omega_0, \quad (2.7)$$

e

$$B_l = B_0 + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu R_0^2}. \quad (2.8)$$

A seção de choque de fusão é dada pela equação abaixo:

$$\sigma_{\text{fus}} = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) T_l \cong \frac{\pi}{k^2} \sum_l \sigma_l, \quad (2.9)$$

onde  $k$  é o número de onda assintótico e  $T_l$ , o coeficiente de transmissão da barreira.

Assumindo que é possível substituir a barreira de potencial por uma parábola, pode se aproximar as diversas barreiras obtidas, através de diferentes ondas parciais, por um potencial de altura  $B_l$  e frequência  $\omega_l$ . Para uma energia  $E$ , a probabilidade de absorção  $P(l,E)$  da  $l$ -ésima onda parcial é dada pela fórmula de Hill-Wheeler [28]:

$$P(l, E) = \{1 + \exp[2\pi(B_l - E)/\hbar\omega_l]\}^{-1}. \quad (2.10)$$



Desta forma, a secção de choque de fusão torna-se:

$$\sigma_{\text{fus}}(E) = \frac{\pi}{k^2} \sum_l \frac{2l+1}{1 + \exp[2\pi(B_l - E)/\hbar\omega_l]} \quad (2.11)$$

Usando (2.7) e (2.8) e substituindo o somatório na equação acima por uma integral, encontra-se:

$$\sigma_{\text{fus}}(E) = \left( \frac{R_o^2 \hbar \omega_0}{2E} \right) \ln \{ 1 + \exp[2\pi(E - B_0)/\hbar\omega_0] \}. \quad (2.12)$$

Para  $E \gg B_0$ , esta fórmula reduz-se a:

$$\sigma_{\text{fus}}(E) = \pi R_o^2 (1 - B_0/E). \quad (2.13)$$

Para o caso em que temos  $E \ll B_0$ :

$$\sigma_{\text{fus}}(E) = \frac{\hbar \omega_0 R_o^2}{2E} \exp \left[ -\frac{2\pi}{\hbar \omega_0} (B_0 - E) \right]. \quad (2.14)$$

Esta equação representa uma primeira aproximação da secção de choque de fusão subcoulombiana.

É viável extrapolar este modelo para núcleos deformados, desde que sejam incluídos os parâmetros de deformação em ordens superiores dos potenciais coulombiano e nuclear, bem como definir um ângulo de orientação em relação ao eixo de colisão [29].

Na colisão entre íons pesados, os participantes apresentam estruturas muito complexas e por esta razão o modelo de penetração de barreira simples falha na descrição destes sistemas. A hipótese assumida por este modelo, na qual os núcleos são considerados esferas rígidas que interagem através de um potencial dependente apenas da distância de separação entre elas, não é adequada. Nestas situações, uma maneira diferente de análise deve ser utilizada, pois os núcleos, enquanto se aproximam, podem vibrar, girar e trocar partículas e até fundir completamente.

### 2.3 Formalismo de canais acoplados

Considerando a hamiltoniana

$$H = H_k + V_0(r) + H_0(\xi) + V(r, \xi), \quad (2.15)$$

onde  $H_k$  representa a energia cinética;  $r$  é a distância relativa entre os núcleos;  $\xi$ , os graus de liberdade internos dos participantes;  $V_0(r)$  simboliza a energia do potencial e  $H_0(\xi)$ , a estrutura interna do alvo e do projétil. Os auto-estados de  $H_0(\xi)$  são dados por:

$$H_0|n\rangle = \varepsilon_n|n\rangle. \quad (2.16)$$

A função de onda radial expandida é

$$\psi(r) = \sum_n \chi(r)|n\rangle. \quad (2.17)$$

Reduzindo a equação de Schrödinger independente do tempo a um conjunto de equações acopladas para as funções de onda de movimento relativo  $\chi_n$ , chega-se a:

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dr^2} + V_l(r) - E \right] \chi_n(r) = -\sum_m [\varepsilon_n \delta_{nm} + \langle n|V(r, \xi)|m\rangle] \chi_m(r). \quad (2.18)$$

Estas são resolvidas com condições de contorno de onda incidente:

$$\chi_n(r) \rightarrow \delta_{n0} \exp(-ik_n r) + \sqrt{\frac{k}{k_n}} R_n \exp(ik_n r), \quad r \rightarrow +\infty, \quad (2.19)$$

$$\chi_n(r) \rightarrow \sqrt{\frac{k}{k_n}} T_n \exp(-ik_n r), \quad r \rightarrow r_{\min}, \quad (2.20)$$

onde  $\frac{\hbar^2 k_n^2}{2\mu} = E - \varepsilon_n$ . Os graus de liberdade internos são escolhidos inicialmente no estado

fundamental ( $n = 0$ ) e a energia do estado fundamental é selecionada nula ( $\varepsilon_0 = 0$ ).  $T_n$  e  $R_n$  denotam os coeficientes de transmissão e reflexão, respectivamente.

Assumindo que a massa reduzida e o potencial não variam sensivelmente, é possível separar o acoplamento em duas partes, uma relativa,  $F(r)$ , e outra intrínseca,  $G(\xi)$ . Deste modo:

$$M_{nm} = \varepsilon_n \delta_{nm} + \langle n | V(r, \xi) | m \rangle = \varepsilon_n \delta_{nm} + F(r) \langle n | G(\xi) | m \rangle, \quad (2.21)$$

onde  $F(r)$  é uma constante. Com estas aproximações as equações se desacoplam e dão:

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dr^2} + V_l(r) + \lambda_n - E \right] \left[ \sum_m U_{nm} \chi_m(r) \right] = 0, \quad (2.22)$$

onde  $U_{nm}$  é a matriz unitária que diagonaliza a matriz de acoplamento  $M_{nm}$ , dando um conjunto de autovalores  $\lambda_n$ . Esta equação demonstra que o acoplamento substitui a barreira original por um conjunto de barreiras  $V_l(r) + \lambda_n$ .

## 2.4 CCFULL

Foi utilizado o programa CCFULL [30] no cálculo de canais acoplados. Este código, que foi desenvolvido para ajustar dados experimentais de alta precisão, calcula a secção de choque de fusão e o momento angular médio do núcleo composto, levando em conta acoplamentos em todas as ordens.

O procedimento utilizado consiste em integrar diretamente as equações diferenciais acopladas de segunda ordem usando o método de Numerov modificado [31]. As condições de contorno de onda incidente são empregadas e a penetrabilidade é calculada para cada onda parcial. É considerado que o momento angular total é conservado, isto é, vale a aproximação isocentrífuga<sup>1</sup> [32,33], o que reduz a dimensão das equações de canais acoplados.

O programa garante a validade dos cálculos nas regiões em que a soma das cargas dos núcleos envolvidos (projétil e alvo) é maior que 12 e o produto das cargas é menor que 1800. Os sistemas estudados nesta dissertação respeitam estes limites.

Sabendo isso, as equações de canais acoplados são:

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dr^2} + \frac{J(J+1)\hbar^2}{2\mu r^2} + V_N^{(0)}(r) + \frac{Z_P Z_A e^2}{r} + \varepsilon_n - E \right] \psi_n(r) + \sum_m V_{nm}(r) \psi_m(r) = 0 \quad (2.23)$$

onde,  $r$  é a componente radial;  $\mu$ , a massa reduzida;  $E$ , a energia de bombardeio no centro de massa;  $\varepsilon_n$ , a energia de excitação para o  $n$ -ésimo canal;  $V_{nm}$ , os elementos de matriz da Hamiltoniana acoplada<sup>2</sup>;  $V_N^{(0)}$ , o potencial nuclear de *Woods-Saxon* no canal de entrada;  $J$  é o momento angular total;  $Z_P$ , carga do projétil e  $Z_A$ , carga do alvo. Explicitando  $V_N^{(0)}$ :

$$V_N^{(0)}(r) = -\frac{V_0}{1 + \exp\left[\frac{(r - R_0)}{a}\right]}, \quad R_0 = r_0 \left( A_P^{1/3} + A_A^{1/3} \right). \quad (2.24)$$

<sup>1</sup> Em cada canal, o momento angular do movimento relativo pode ser substituído pelo momento angular total  $J$ . No caso aqui tratado, em que os participantes da colisão são íons pesados, esta aproximação é válida [34].

<sup>2</sup> Hamiltoniana constituída, no movimento coletivo, pelas componentes coulombiana e nuclear.

Como exposto anteriormente, resolve-se as equações (2.23) valendo-se das condições de contorno de onda incidente, expressas aqui por:

$$\psi_n(r) \rightarrow T_n \exp\left(-i \int_{r_{\min}}^r k_n(r') dr'\right), \quad r \leq r_{\min}, \quad (2.25)$$

$$\psi_n(r) \rightarrow H_J^{(-)}(k_n r) \delta_{n,0} + R_n H_J^{(+)}(k_n r), \quad r > r_{\max}, \quad (2.26)$$

onde

$$k_n(r) = \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2} \left( E - \varepsilon_n - \frac{J(J+1)\hbar^2}{2\mu r^2} - V_n(r) - \frac{Z_P Z_A e^2}{r} - V_{nm}(r) \right)} \quad (2.27)$$

é o número de onda para o n-ésimo canal e  $k_n = k_n(r \rightarrow \infty)$ .  $H_J^{(-)}$  e  $H_J^{(+)}$  são as funções coulombianas de entrada e saída, respectivamente.

Sendo  $\chi_{nm}$  a função de onda que satisfaz a condição (2.25) em  $r = r_{\min}$ . Em  $r = r_{\max}$ ,  $\chi_{nm}$  pode ser assumida como uma superposição das ondas coulombianas de entrada e saída, assim:

$$\chi_{nm}(r) = C_{nm} H_J^{(-)}(K_m r) + D_{nm} H_J^{(+)}(K_m r), \quad r \rightarrow r_{\max}, \quad (2.28)$$

A solução das equações de canais acoplados, usando (2.25) e (2.26), é dada como uma combinação linear de  $\chi_{nm}$ :

$$\psi_m(r) = \sum_n T_n \chi_{nm}(r). \quad (2.29)$$

Substituindo (2.28) em (2.29) e comparando com (2.26):

$$\sum_n T_n C_{nm} = \delta_{m,0}. \quad (2.30)$$

Disso, os coeficientes de transmissão são finalmente obtidos:

$$T_n = (C^{-1})_{n0}. \quad (2.31)$$

Somando sobre todos os possíveis estados intrínsecos, a penetrabilidade é dada por:

$$P_J(E) = \sum_n \frac{k_n(r_{\min})}{k_0} |T_n|^2. \quad (2.32)$$

A secção de choque de fusão e o momento angular médio do núcleo composto são calculados, respectivamente, por:

$$\sigma_{fus}(E) = \sum_J \sigma_J(E) = \frac{\pi}{k_0^2} \sum_J (2J+1) P_J(E), \quad (2.33)$$

$$\langle l \rangle = \frac{\sum_J J \sigma_J(E)}{\sum_J \sigma_J(E)} = \frac{\sum_J J(2J+1) P_J(E)}{\sum_J (2J+1) P_J(E)}. \quad (2.34)$$

## 2.4.1 Acoplamento vibracional

O CCFULL considera o modelo no qual a vibração da superfície nuclear é aproximada por um oscilador harmônico. A hamiltoniana de acoplamento nuclear pode ser gerada trocando-se o raio do potencial nuclear por um operador dinâmico:

$$R_0 \rightarrow R_0 + \hat{O} = R_0 + R_X \sum_{\lambda M} \beta_{\lambda M} Y_{\lambda M}, \quad (2.35)$$

onde  $\beta_{\lambda M}$  são os parâmetros de deformação.  $R_X$  é o raio nuclear do participante associado à vibração.  $Y_{\lambda M}$  representa os harmônicos esféricos. Se  $\lambda = 0$ , a deformação descreve uma dilatação uniforme;  $\lambda = 1$  corresponde a um deslocamento do centro de massa;  $\lambda = 2, 3$  significam deformações de quadrupolo e octupolo, respectivamente.

A hamiltoniana torna-se então:

$$V_N(r, \hat{O}) = - \frac{V_0}{1 + \exp\left[\frac{(r - R_0 - \hat{O})}{a}\right]}, \quad (2.36)$$

Para o acoplamento vibracional o operador  $\hat{O}$  é dado por:

$$\hat{O} = \frac{\beta_\lambda}{\sqrt{4\pi}} R_X (a_{\lambda 0}^\dagger + a_{\lambda 0}), \quad (2.37)$$



onde  $\lambda$  é a multipolaridade do modo vibracional e  $a_{\lambda 0}^\dagger(a_{\lambda 0})$  é o operador de criação (aniquilação) do fônon. O elemento de matriz desse operador, entre o  $n$ -ésimo  $|n\rangle$  estado de fônons e o  $m$ -ésimo  $|m\rangle$  estado, é dado por:

$$\hat{O}_{nm} = \frac{\beta_\lambda}{\sqrt{4\pi}} R_X (\sqrt{m}\delta_{n,m-1} + \sqrt{n}\delta_{n,m+1}). \quad (2.38)$$

Os elementos da matriz de acoplamento nuclear são, portanto:

$$V_{nm}^{(N)} = \langle n|V_N(r, \hat{O})|m\rangle = V_N^{(0)}(r)\delta_{n,m}, \quad (2.39)$$

e os elementos da matriz de acoplamento coulombiano, usando-se a aproximação de acoplamento linear, são:

$$V_{nm}^{(C)}(r) = \frac{\beta_\lambda}{\sqrt{4\pi}} \frac{3}{2\lambda + 1} Z_P Z_A e^2 \frac{R_X^\lambda}{r^{\lambda+1}} (\sqrt{m}\delta_{n,m-1} + \sqrt{n}\delta_{n,m+1}). \quad (2.40)$$

Os elementos da matriz de acoplamento total,  $V_{nm}$ , são obtidos somando-se  $V_{nm}^{(C)}$  e

$$V_{nm}^{(N)}.$$

## 2.4.2 Acoplamento de transferência

O programa inclui o acoplamento de transferência de núcleons entre os estados fundamentais dos participantes. Ele usa o fator de forma macroscópico de acoplamento [35,36]:

$$F_{transf}(r) = F_t \frac{dV_N^{(0)}}{dr}, \quad (2.42)$$

onde  $F_t$  é o peso do acoplamento.

## 2.5 Acoplamento fraco

Nas análises dos dados experimentais, os canais de excitação inelástica levados em conta foram os estados vibracionais  $2^+$  (quadrupolo) e  $3^-$  (octupolo) dos participantes. Como o núcleo  $^{63}\text{Cu}$  apresenta um número ímpar de núcleons, é imperativo adotar a aproximação de acoplamento fraco [37-39] para se determinar os parâmetros de deformação,  $\beta_2$  e  $\beta_3$ , assim como as respectivas energias de excitação. Seguem algumas considerações a respeito dessa aproximação.

Considera-se o núcleo ímpar deformado como um caroço par-par vibrante acoplado a um único núcleon [40]. Nesta circunstância, a hamiltoniana total do sistema consiste numa hamiltoniana associada ao caroço,  $H_C$ , e uma parte de partícula livre descrevendo o

movimento do núcleon sob a ação de um potencial deformado  $V(r, \beta_{\lambda M})$ . A hamiltoniana de um sistema vibrando precisa ser uma função escalar das coordenadas  $\beta_{\lambda M}$  e do momento conjugado  $\pi_{\lambda M}$ . Para pequenas deformações, quando as vibrações não são tão rápidas, pode-se expandir a hamiltoniana em uma série de potências nas coordenadas e no momento, desta forma, mantendo-se apenas os primeiros termos da série,  $H_C$  é dada por:

$$H_C = \sum_{\lambda M} \left( \frac{1}{2B_\lambda} |\pi_{\lambda M}|^2 + \frac{C\lambda}{2} |\beta_{\lambda M}|^2 \right). \quad (2.43)$$

Logo, a hamiltoniana total fica:

$$H = H_C + \frac{1}{2m} p^2 + V(r) + V'(r) \sum_{\lambda M} Y_{\lambda M}^* \beta_{\lambda M}. \quad (2.44)$$

$V(r)$  é o valor do potencial  $V(r, \beta_{\lambda M})$  quando os parâmetros de deformação desaparecem. O somatório representa a interação entre a partícula ímpar e as vibrações superficiais. Desprezando o acoplamento superficial da partícula, a função de onda do sistema é o produto da função de onda de um núcleon<sup>3</sup> livre no potencial esférico  $V(r)$  e a função de onda do caroço.

O estado menos energético do sistema ocorre quando o caroço está no estado fundamental e o núcleon isolado está no menor estado de partícula livre disponível. Este estado tem um momento angular  $j$  que vem inteiramente do momento angular da partícula livre. Estados excitados são produzidos elevando-se o núcleon ou o caroço a outros estados acessíveis. Assim sendo, deve existir um grupo de estados do segundo tipo com momento angular  $j-2 \leq I \leq j+2$

com energia de excitação  $\hbar\omega$ , correspondente à menor vibração do caroço. A inclusão do acoplamento superficial da partícula promove estes níveis e os mistura com outros níveis excitados da partícula, porém, mesmo que este efeito seja muito forte, algumas propriedades conservam-se visíveis. O centro de gravidade dos níveis permanece em uma energia  $\hbar\omega$  e outros estados devem manter grande conexão com o estado fundamental, sendo fortemente excitados pela excitação coulombiana. Explicitamente, as probabilidades de transição  $E\lambda$  do estado fundamental até estes estados excitados devem ser, aproximadamente, iguais às probabilidades de transição  $E\lambda$  para o primeiro estado  $\lambda$  no núcleo par-par vizinho.

$$T(\lambda) + R(\lambda) = 1. \quad (2.45)$$

onde  $T(\lambda)$  e  $R(\lambda)$  são os coeficientes de transmissão e reflexão, respectivamente.

Em [37], para  $J = 0$ , o coeficiente de transmissão,  $T_0$ , pode ser expresso em termos da seção de choque de fusão  $\sigma^f$  [41], enquanto o coeficiente de reflexão é igual à razão entre as seções de choque difrativas para os espalhamentos quasi-elásticos e Rutherford, isto é,

$$T_0 = \frac{1}{4\pi} \frac{\sigma^f}{R^2} \quad (2.46)$$

$$R_0 = \frac{1}{4\pi} \frac{\sigma^d}{R^2} \quad (2.47)$$

---

<sup>3</sup> O estado da "partícula" pode ser considerado também como um buraco em uma subcamada fechada.

## 2.6 Representação da distribuição de barreiras de fusão obtida através do espalhamento quase-elástico

Em uma representação completamente clássica, na qual os projéteis que incidem num alvo só podem ser elasticamente espalhados ou fundir-se com ele, existe uma relação direta entre a seção de choque de fusão e a seção de choque diferencial do espalhamento quase-elástico, visto que, qualquer perda no canal elástico, que é o único canal quase-elástico (neste caso ideal), contribui diretamente para a fusão. Isto é consequência da conservação do fluxo, expressa por:

$$T(E) + R(E) = 1, \quad (2.45)$$

onde  $T(E)$  e  $R(E)$  são os coeficientes de transmissão e reflexão, respectivamente.

Em  $180^\circ$ , para  $l = 0$ , o coeficiente de transmissão,  $T_0$ , pode ser expresso em termos da seção de choque de fusão  $\sigma^f$  [41], enquanto o coeficiente de reflexão é igual à razão entre as seções de choque diferenciais para os espalhamentos quase-elástico e Rutherford, assim:

$$T_0 = \frac{1}{\pi R^2} \frac{d(E\sigma^f)}{dE}, \quad (2.46)$$

$$R_0 = \frac{d\sigma^{qe}}{d\sigma^R}(E), \quad (2.47)$$

onde  $R$  é o raio de fusão.

A diferencial da equação (2.46), com relação a  $E$ , representa a distribuição de barreiras  $D^f(E)$  do sistema, dada por:

$$D^f(E) \equiv \frac{dT_0}{dE} = \frac{1}{\pi R^2} \frac{d^2(\sigma^f E)}{dE^2}, \quad (2.48)$$

que, classicamente, é uma função  $\delta$ , conforme esquematizado nas figuras 1a e 1c. Na descrição quântica, a equação (2.48) permanece válida, entretanto, devido ao tunelamento, a função  $\delta$  é substituída por uma função gaussiana de largura  $\approx 2$  MeV [18]. Esta situação está esquematizada nas figuras 1b e 1d.

Usando as equações (2.45) (2.47) e (2.48), segue que:

$$D^f(E) \equiv \frac{dT_0}{dE} = -\frac{dR_0}{dE} = -\frac{d}{dE} \left( \frac{d\sigma^{qel}}{d\sigma^R} \right) \equiv D^{qel}(E). \quad (2.49)$$

Não é imediatamente aparente que as derivações anteriores possam ser estendidas a situações em que há diversas barreiras envolvidas. Reações com barreiras múltiplas podem ser aproximadas por um modelo de canais acoplados, que admite acoplamentos de um número finito de estados, desconsiderando suas energias de excitação (aproximação adiabática) e usando a aproximação isocentrífuga [32,33]. Se o fator de forma radial  $F(r)$  do acoplamento é assumido invariável, independentemente do canal, a equação de canais acoplados fica:

$$(T + V(r) + \Lambda_\alpha F(r) - E)\psi_\alpha = 0. \quad (2.50)$$

onde  $\Lambda_\alpha F(r)$  representa a matriz de acoplamento.

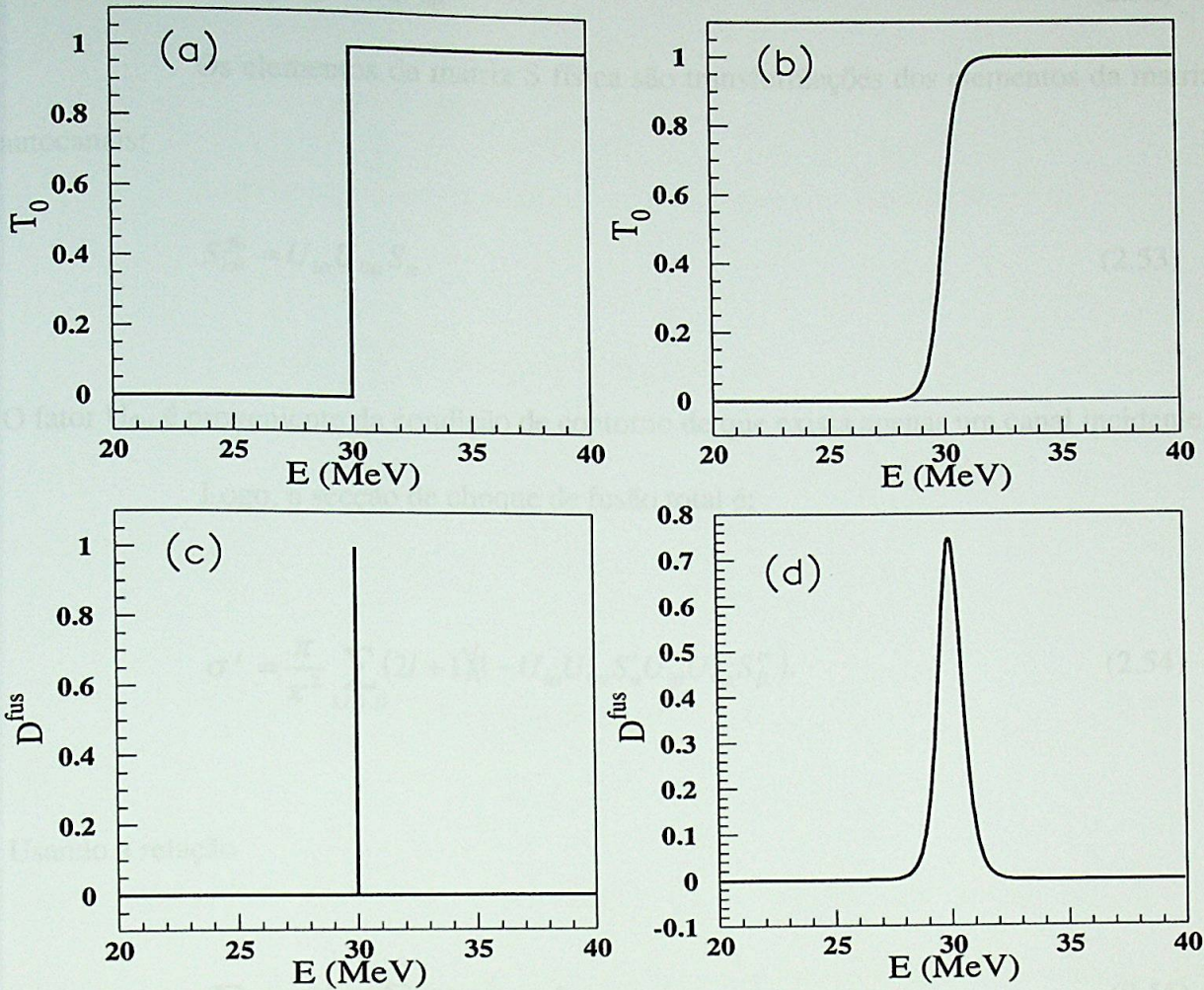


Fig. 1. Para uma barreira em 30 MeV, na região (a) está representado o coeficiente de transmissão puramente clássico e no quadro (c) a distribuição de barreiras de fusão correspondente, uma função  $\delta$ . Na região (b), o gráfico do coeficiente de transmissão, para o caso quântico, no qual ocorre penetração na região classicamente proibida, em (d), a distribuição de barreiras que nesta situação é uma função gaussiana.

Os autocanais  $\psi_\alpha$  são obtidos por uma transformação unitária dos canais físicos

[25]:

$$\psi_\alpha = U_{\alpha i}^+ \phi_i^{fis}, \quad (2.51)$$

de forma que, a matriz de acoplamento,  $V_{ij} = F(r)\Gamma_{ij}$  torna-se diagonal, ou seja:

$$U_{\alpha i} \Gamma_{ij} U_{j\beta}^+ = \Lambda_{\alpha} \delta_{\alpha\beta}. \quad (2.52)$$

Os elementos da matriz S física são transformações dos elementos da matriz S de autocanais:

$$S_{i;0}^{fis} = U_{i\alpha} U_{0\alpha} S_{\alpha}. \quad (2.53)$$

O fator  $U_{0\alpha}$  é proveniente da condição de contorno de que exista apenas um canal incidente.

Logo, a secção de choque de fusão total é:

$$\sigma^f = \frac{\pi}{K^2} \sum_{l,i,\alpha,\beta} (2l+1) (1 - U_{i\alpha} U_{0\alpha} S_{\alpha}^l U_{i\beta}^* U_{0\alpha}^* S_{\beta}^{l*}). \quad (2.54)$$

Usando a relação

$$\sum_i U_{i\alpha} U_{i\beta}^* = \sum_i U_{\beta i}^+ U_{i\alpha} = \delta_{\alpha\beta}, \quad (2.55)$$

a equação (2.54) se reduz a:

$$\sigma^f = \frac{\pi}{K^2} \sum_{l,\alpha} w_{\alpha} (2l+1) (1 - |S_{\alpha}^l|^2) = \sum_{\alpha} w_{\alpha} \sigma_{\alpha}^f, \quad (2.56)$$

onde foram introduzidos os pesos dos autocanais  $w_{\alpha} \equiv U_{0\alpha}^2$ , com  $\sum_{\alpha} w_{\alpha} = 1$ . As matrizes U são

sempre escolhidas reais. Aplicando (2.48):



$$D^f(E) \equiv \frac{1}{\pi R^2} \frac{d^2(E\sigma^f)}{dE^2} = \sum_{\alpha} w_{\alpha} \frac{d^2(E\sigma_{\alpha}^f)}{dE^2} = \sum_{\alpha} w_{\alpha} D_{\alpha}^f. \quad (2.57)$$

Pode-se expressar as amplitudes de espalhamento nos canais físicos como:

$$f_i(\theta) = \frac{1}{2i\kappa} \sum_l (2l+1) P_l(\cos\theta) \exp(2i\sigma_{\alpha}^l) S_i^l, \quad (2.58)$$

e utilizando (2.53):

$$f_i(\theta) = \frac{1}{2i\kappa} \sum_l (2l+1) P_l(\cos\theta) \exp(2i\sigma_{\alpha}^l) U_{i\alpha} U_{0\alpha} S_{\alpha}^l, \quad (2.59)$$

onde  $\sigma_{\alpha}^l$  são as fases coulombianas. A soma de ondas parciais nesta equação não converge, em virtude do canal elástico. É possível empregar fatores de convergência convenientes, que daqui para frente serão considerados implicitamente incluídos.

A secção de choque diferencial do espalhamento quase-elástico é dada por:

$$\frac{d\sigma^{qel}}{d\Omega}(\theta) \equiv d\sigma^{qel}(\theta) = |f^{qel}(\theta)|^2 = \sum_{j=0}^n |f_j(\theta)|^2, \quad (2.60)$$

onde  $f^{qel}(\theta)$  é a amplitude de espalhamento quase-elástico e  $j = 0$  indica o canal elástico.

Substituindo (2.59) na equação acima:

$$\frac{d\sigma^{qel}}{d\sigma^R} = \frac{1}{d\sigma^R} \sum_{j,\alpha,m=0}^n \left| \frac{1}{2iK} \sum_l (2l+1) P_l(\cos\theta) \exp[2i(\sigma'_\alpha + \sigma'_m)] U_{j\alpha} U_{0\alpha} \bar{S}'_\alpha U_{jm}^* U_{0m}^* \bar{S}'_m \right|^2 \quad (2.61)$$

usando (2.55), simplifica-se (2.61):

$$\frac{d\sigma^{qel}}{d\sigma^R}(\theta) = \frac{1}{d\sigma^R} \sum_{\alpha=0}^n w_\alpha \left| \frac{1}{2iK} \sum_l (2l+1) P_l(\cos\theta) \exp[2i\sigma'_\alpha] \bar{S}'_\alpha \right|^2 \quad (2.62)$$

Por comparação com (2.58) e (2.60), (2.62) pode ser escrita, para um ângulo  $\theta$  particular, como:

$$\frac{d\sigma^{qel}}{d\sigma^R} = \sum_{\alpha=0}^n w_\alpha \frac{d\sigma_\alpha}{d\sigma^R} \quad (2.63)$$

Diferenciando (2.63) em relação à energia chega-se à distribuição de barreiras:

$$D^{qel} \equiv -\frac{d}{dE} \left( \frac{d\sigma^{qel}}{d\sigma^R} \right) = -\sum_{\alpha=0}^n w_\alpha \frac{d}{dE} \left( \frac{d\sigma_\alpha}{d\sigma^R} \right) = \sum_{\alpha=0}^n w_\alpha D_\alpha^{qel} \quad (2.64)$$

os pesos  $w_\alpha$  nesta equação, a qual define a distribuição de barreiras do espalhamento quase-elástico, são equivalentes àqueles encontrados na equação (2.57), que representa a distribuição de barreiras de fusão.

## 2.7 Seções de choque experimentais

Considere-se um feixe de partículas idênticas incidindo sobre um alvo contendo um número  $N$  de partículas idênticas, que o feixe seja paralelo e que exista um fluxo de  $f$  partículas cruzando a unidade de área na unidade de tempo. Como as partículas incidentes são distinguíveis, é possível instalar um detector para contar o número de partículas espalhadas numa certa direção.

Pode-se agora definir a seção de choque diferencial. As partículas incidem com parâmetros de impacto que variam entre  $b$  e  $b + \Delta b$  e são espalhadas em ângulos que variam entre  $\theta$  e  $\theta + \Delta\theta$ , que são determinados pelos primeiros. Logo, para se encontrar o número de partículas que emergem em um determinado ângulo sólido  $d\Omega$ , qualquer que seja a direção especificada, é preciso encontrar a área da seção transversal do feixe incidente, dada por:

$$d\sigma = b \, db \, d\varphi, \quad (2.65)$$

e multiplicar pelo número de partículas do alvo,  $N$  e pelo fluxo  $f$ .

Colocando-se um detector, cuja área de seção transversal seja  $dA$ , a uma distância ( $L$ ) do alvo, a razão de detecção será:

$$N = N_0 f (d\sigma/d\Omega) (dA/L^2). \quad (2.66)$$

A razão  $d\sigma/d\Omega$  é a seção de choque diferencial no referencial do Laboratório.

## 2.8 Extração da distribuição de barreiras a partir dos dados experimentais

Secções de choque teóricas podem ser obtidas analiticamente, o que permite determinação exata das distribuições de barreiras. Por outro lado, as secções de choque obtidas experimentalmente são discretas e são determinadas para um número finito de energias. Embora isto dificulte a obtenção da distribuição, ainda assim é possível extraí-la das funções de excitação experimentais, através de uma aproximação de diferença entre pontos. Supondo que os passos de energia sejam todos iguais, no caso de  $D^{\text{fus}}$  a distribuição de barreiras experimental será calculada por:

$$\frac{d^2\sigma E}{dE^2} = \frac{2E\sigma(E) - E\sigma(E + \Delta E) - E\sigma(E - \Delta E)}{(\Delta E)^2}. \quad (2.67)$$

Deste modo, passos de energia menores aproximam melhor esta derivada analítica do que grandes passos. No entanto, para uma incerteza experimental relativa da secção de choque,  $\delta$ , a incerteza experimental absoluta  $\delta_T$  é fornecida por:

$$\delta_T = \delta \sqrt{6} \frac{E\sigma}{(\Delta E)^2}. \quad (2.68)$$

Portanto, passos largos de energia reduzem a incerteza experimental  $\delta_T$ . Note-se também que a  $\delta_T$  é diretamente proporcional à energia de bombardeio, o que limita a região de energia utilizável com este método.

No caso da distribuição de barreiras extraída dos dados do espalhamento quase-elástico,  $D^{qe}$  é dada por:

$$D_{qe} = - \left[ \frac{\sigma_{qe} / \sigma_{ruth}(i+1) - \sigma_{qe} / \sigma_{ruth}(i-1)}{E(i+1) - E(i-1)} \right]. \quad (2.69)$$

O erro estatístico associado às medidas é dado por:

$$\delta = \left[ \delta_{\sigma / \sigma_{ruth}}(i+1) + \delta_{\sigma / \sigma_{ruth}}(i-1) \right]^{1/2}. \quad (2.70)$$

Neste caso, a incerteza independe da energia.

*"Condição orgulhosa, não precisa de confessar sua derrota e lutar para o outro lado a felicidade coletiva. Acertas e chova, a guerra, o desemprego e a injusta distribuição porque não podem, sozinho, dinamizar a ilha de Manhattan."*

Carlos Drummond de Andrade

## Capítulo 3

### Resultados Experimentais

*“Coração orgulhoso, tens pressa de confessar tua derrota  
e adiar para o outro século a felicidade coletiva.  
Aceitas a chuva, a guerra, o desemprego e a injusta distribuição  
porque não podes, sozinho, dinamitar a ilha de Manhattan.”*

Carlos Drummond de Andrade

### 3.1 Montagem experimental

Todas as medidas estudadas nesta dissertação foram realizadas no acelerador Pelletron do Laboratório Aberto de Física Nuclear (LAFN) do Instituto de Física da Universidade de São Paulo [42,43]. Os feixes de  $^{16,18}\text{O}$  foram produzidos por uma fonte de íons modelo SNICS (*Source of Negative Ion by Cesium Capturing*) pelo processo de *sputtering*. Neste método, colide-se um feixe primário de césio ionizado contra uma amostra do elemento desejado, desta forma, íons negativos são ejetados do material e, agora livres, são coletados por um campo extrator da ordem de 20 KV. Após isto, o feixe de íons é focalizado e pré-acelerado até atingir um eletroímã com inflexão de 90°, ME-20, onde o feixe é defletido e injetado no tubo acelerador.

No acelerador, uma diferença de potencial de até 8 MV conduz os íons negativos até que eles atinjam uma folha de carbono (*stripper*). Ao atravessar esta folha, os íons negativos do feixe perdem elétrons para os átomos de carbono, em consequência disto, os íons de oxigênio saem positivos da folha, com diferentes estados de carga, cuja distribuição depende essencialmente da energia dos íons incidentes. Em seguida, o feixe de íons positivos inicia uma nova etapa de aceleração, agora por repulsão eletrostática. Na saída do tubo acelerador outro eletroímã com inflexão de 90°, ME-200, deflete o feixe e seleciona a energia das partículas, o qual foi reciclado antes das medidas, para minimizar o efeito da histerese, como foi sugerido em [23]. O feixe ainda é defletido mais uma vez por um terceiro eletroímã, (*Switching Magnet*), com o qual se escolhe uma das seis canalizações disponíveis. É importante ressaltar que, durante todo este percurso, existem diversos elementos ópticos (quadrupolos eletrostáticos e magnéticos, fendas colimadoras, etc.) devidamente posicionados para focalizar o feixe, possibilitando uma melhor transmissão, ou seja, com perdas mínimas.

Os experimentos foram realizados numa câmara de espalhamento com 1m de diâmetro, localizada na canalização 30°B. Um sistema de porta-alvos, colocado no centro do compartimento, comporta até 4 alvos, os quais podem ser substituídos durante a experiência sem que a câmara necessite ser aberta. Uma bomba turbo-molecular mantém a pressão na câmara em torno de  $10^{-6}$  Torr.

O arranjo experimental, que está ilustrado na figura 3.1, consistia em um detector a gás colocado em um ângulo traseiro de  $161^\circ$ , para identificação das partículas, 3 detectores<sup>1</sup> do tipo barreira de superfície em  $\pm 30^\circ$  e  $-45^\circ$ , para a normalização dos dados e os alvos de  $^{63}\text{Cu}$  (99,9%) e  $^{197}\text{Au}$ <sup>2</sup>. O alvo de Cu possuía uma espessura em torno de  $100\mu\text{g}/\text{cm}^2$  e foi evaporado sobre uma folha de C de  $12\mu\text{g}/\text{cm}^2$ , aproximadamente.

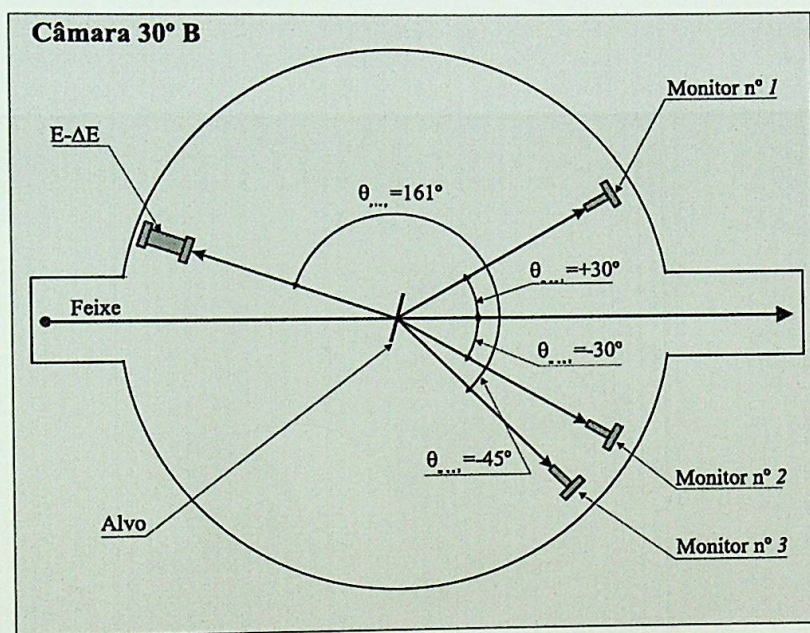


Fig. 3.1 – Arranjo experimental, aqui se pode identificar a disposição dos alvos, monitores e detector na câmara de espalhamento.

<sup>1</sup> Para o sistema que envolve o  $^{16}\text{O}$  foram utilizados apenas 2 monitores.

<sup>2</sup> Utilizou-se este alvo de ouro para a normalização dos dados, mais adiante, na seção 3.3, está descrita a maneira com a qual se efetuou tal procedimento.



O detector a gás proporcional [44], do tipo telescópico, está esquematizado na figura 3.2. O contador de  $\Delta E$  é um fio de tungstênio de  $20\mu\text{m}$  de espessura e  $69\text{mm}$  de comprimento efetivo, recoberto com ouro, que foi colocado no centro de uma calha de diâmetro  $21,5\text{mm}$ , restringindo, assim, a coleção de cargas na região de campo homogêneo. Colocou-se num dos extremos do contador proporcional um detector barreira de superfície de Silício, marca *EG & G Ortec*, para medir a energia da partícula após ela ter atravessado a região proporcional, preenchida pelo gás. O material da janela de entrada, a qual apresentava densidade de  $250\mu\text{g}/\text{cm}^2$ , era Mylar ( $\text{C}_{10}\text{H}_8\text{O}_4$ ). Durante a operação, atravessava o detector um fluxo constante de gás P-10 (90% Argônio + 10%  $\text{CH}_4$ ), o que evitava sua degeneração e, além disso, um sistema eletrônico de controle de pressão (figura 3.3) permitiu que, no detector, ela permanecesse constante em 20 Torr.

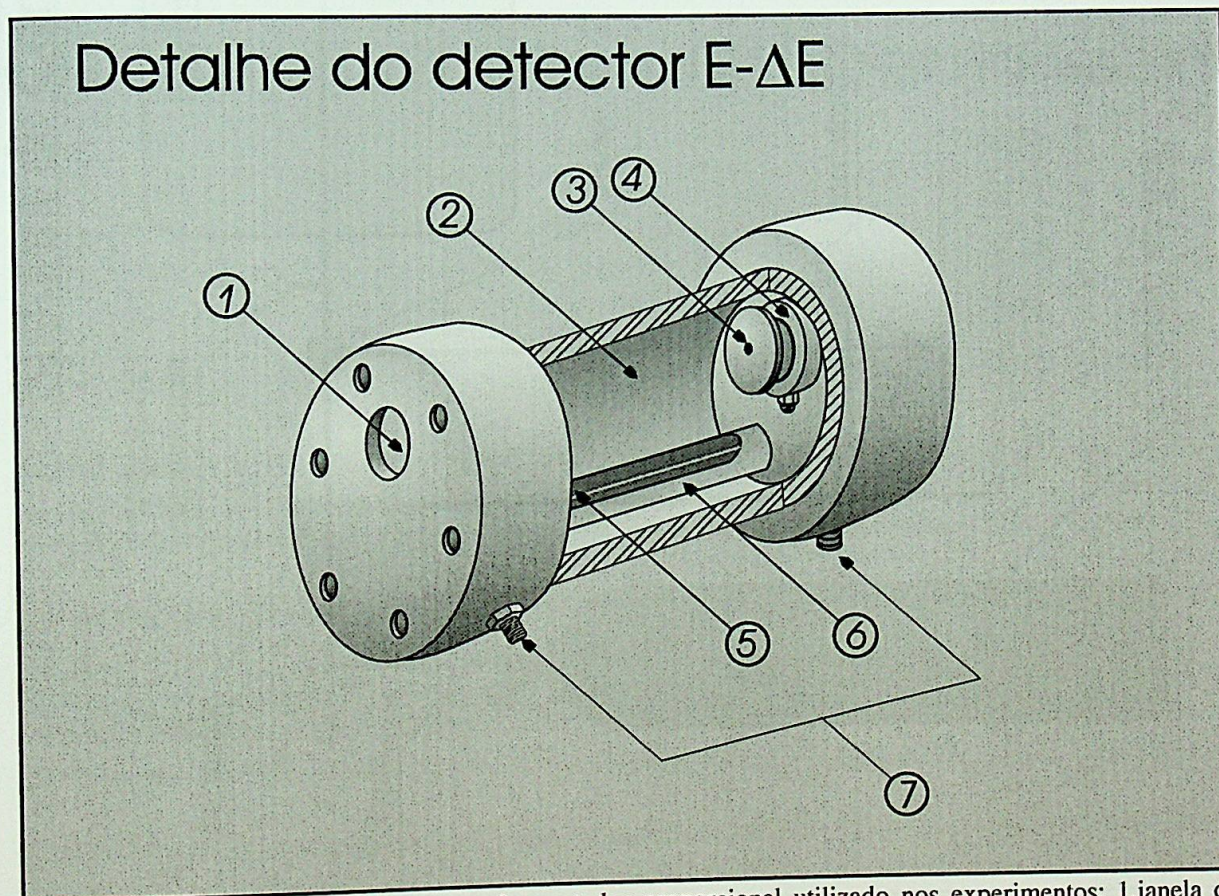


Fig.3.2 - Esquema do contador proporcional utilizado nos experimentos: 1.janela de entrada; 2. região preenchida com o gás; 3.colimador; 4. detector barreira de superfície; 5. fio; 6.calha; 7.conectores microdots.

# Sistema de Controle de gás

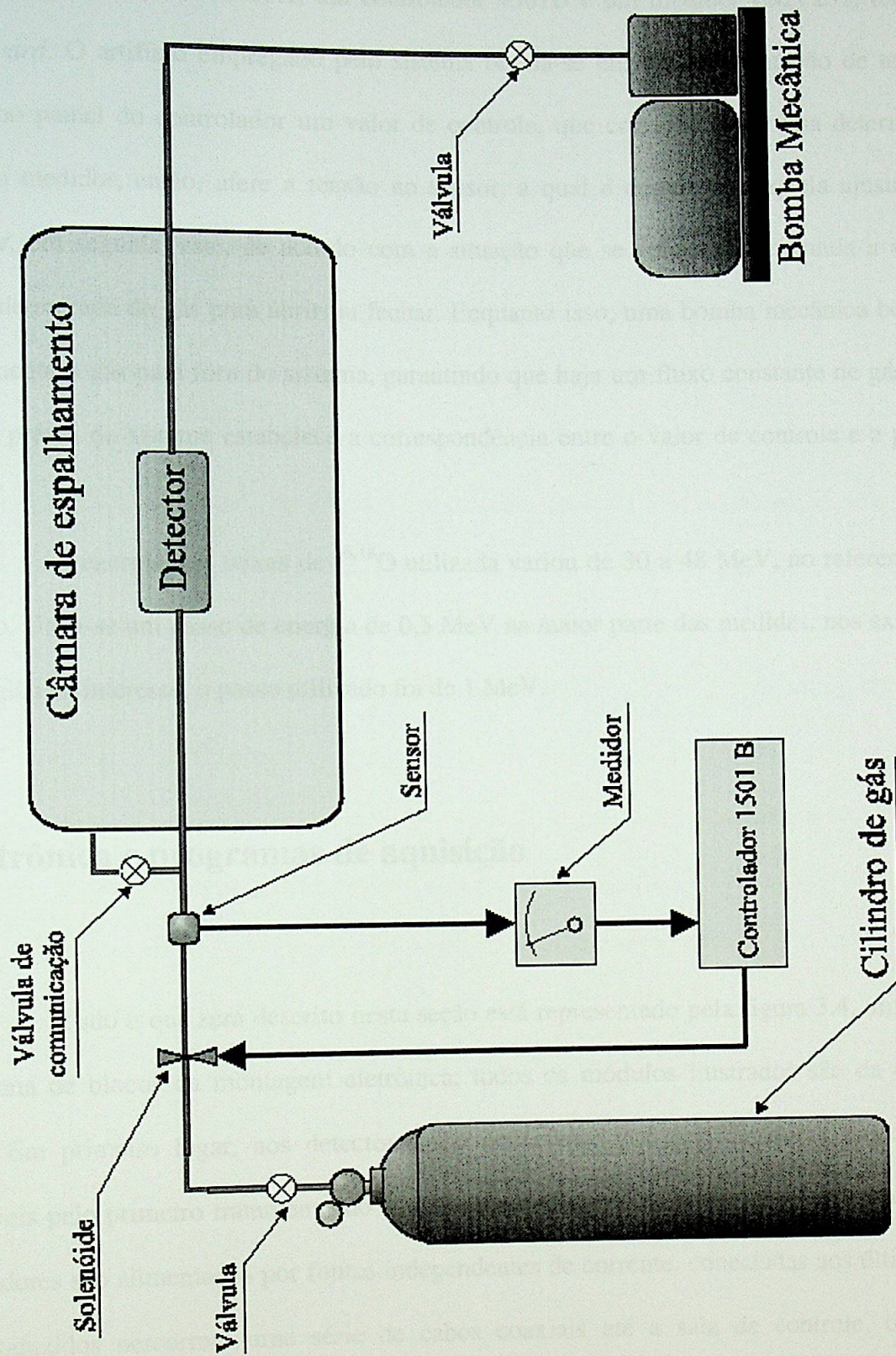


Fig. 3.3 – Esquema do sistema de controle da pressão utilizado durante as medidas.

O sistema de controle de pressão utiliza, basicamente, três componentes: um sensor EPS-10, sensível a pressões de 0 a 770 Torr; um controlador 1501B e um medidor EMV251, todos da marca *Edward*. O artifício empregado pelo sistema baseia-se em uma comparação de tensões. Ajusta-se no painel do controlador um valor de controle, que corresponde a uma determinada tensão, e o medidor, então, afere a tensão no sensor, a qual é comparada àquela ajustada no controlador, em seguida, este, de acordo com a situação que se apresente, comanda a válvula solenóide de entrada de gás para abrir ou fechar. Enquanto isso, uma bomba mecânica bombeia constantemente o gás para fora do sistema, garantindo que haja um fluxo constante de gás. Uma calibração prévia do sistema estabelece a correspondência entre o valor de controle e a pressão desejada.

A energia dos feixes de  $^{16,18}\text{O}$  utilizada variou de 30 a 48 MeV, no referencial do laboratório. Usou-se um passo de energia de 0,5 MeV na maior parte das medidas, nos extremos, fora da região de interesse, o passo utilizado foi de 1 MeV.

### **3.2 Eletrônica e programas de aquisição**

Tudo o que será descrito nesta seção está representado pela figura 3.4, um esboço do diagrama de blocos da montagem eletrônica; todos os módulos ilustrados são da empresa ORTEC. Em primeiro lugar, aos detectores são conectados pré-amplificadores modelo 124, responsáveis pelo primeiro tratamento do sinal, ainda na sala de experiências. Detectores e pré-amplificadores são alimentados por fontes independentes de corrente, conectadas aos últimos. Os sinais produzidos percorrem uma série de cabos coaxiais até a sala de controle, onde são

novamente amplificados. Para tanto, são utilizados os amplificadores modelo 571 ou 572 (*Spectroscopy Amplifier*), onde é possível ajustar manualmente alguns aspectos do pulso como o ganho, tempo de formação (*shapping time*), etc. Estes amplificadores têm duas saídas, uma unipolar e a outra bipolar. A primeira é conduzida diretamente aos ADC's (conversores analógico-digital) do CAMAC, que, como o nome indica, convertem os pulsos analógicos em digitais. Por sua vez, a saída bipolar é levada ao módulo 551 (*Timing Single Channel Analyser*). A saída negativa deste módulo vai para um módulo lógico, LF4000, *Logic Fan In/Fan Out*, de onde irá para o GG8000, *Gate & Delay Generator*. Neste último gera-se um intervalo de tempo denominado "janela de validação", a largura deste intervalo, bem como o seu atraso, devem ser ajustados de antemão para que ele esteja em coincidência com o sinal da saída unipolar do amplificador. A largura temporal desta "janela" deve ser suficiente para coletar um pulso completo, contudo não pode permitir que mais de um pulso entre na mesma "janela", o que poderia suscitar alguma distorção na posterior visualização dos pulsos. Neste caso usou-se uma duração por volta de 5 $\mu$ s. Os pulsos que alcançarem os ADC's, em coincidência temporal com a "janela", são enviados ao microcomputador, onde se pode visualizá-los e armazená-los.

Durante a aquisição de dados, utilizou-se o programa DAMM (*Display, Analysis and Manipulation Module*) para visualizar e armazenar os espectros obtidos. Este programa faz parte do pacote VAXPAK [45].

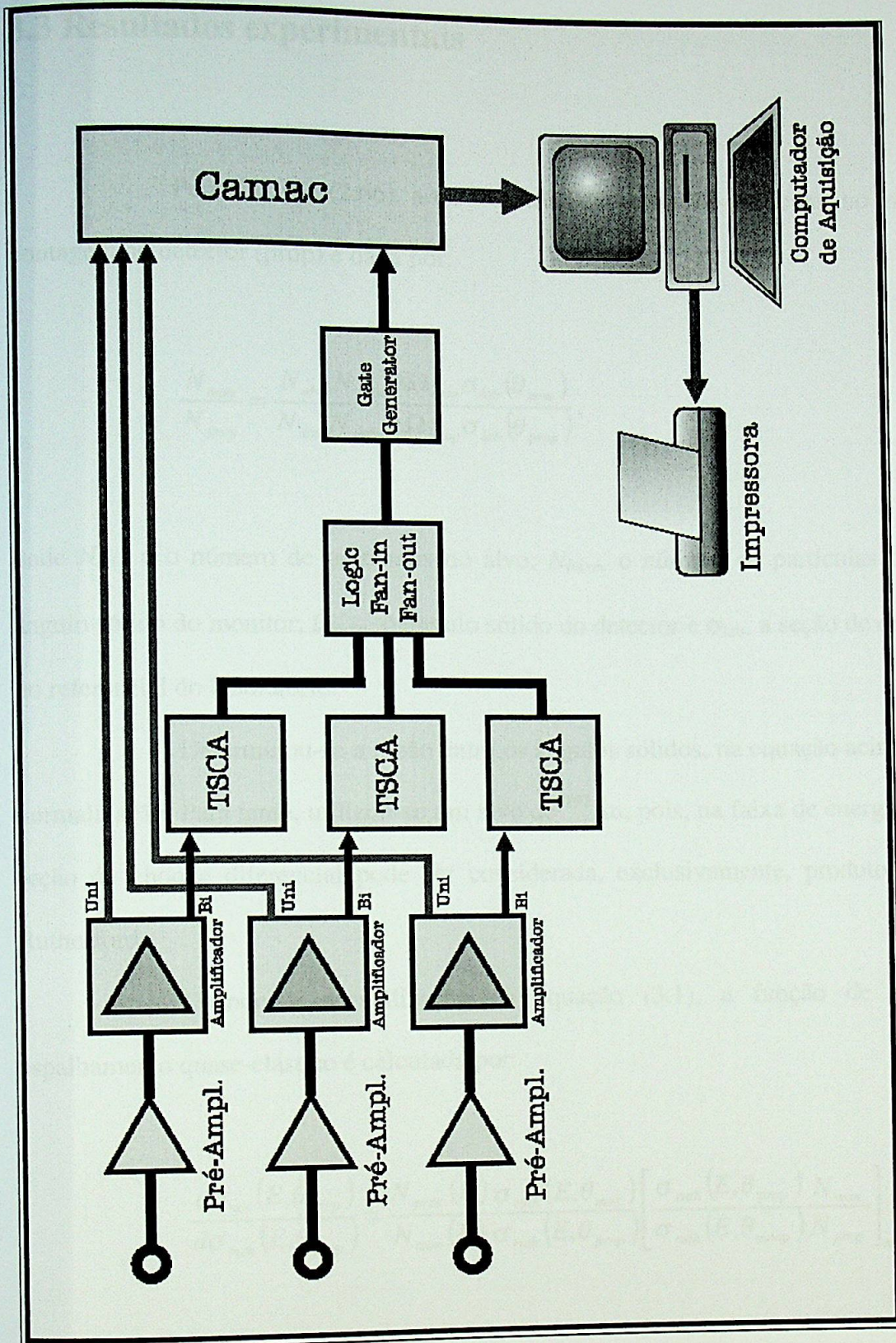


Fig. 3.4- Diagrama de blocos da montagem eletrônica usada na experiência.

### 3.3 Resultados experimentais

Pela equação (2.66), a razão entre a contagem de partículas no monitor (mon) e a contagem no detector (prop) é dada por:

$$\frac{N_{mon}}{N_{prop}} = \frac{N_{alvo} N_{feixe} \Delta\Omega_{mon} \sigma_{lab}(\theta_{mon})}{N_{alvo} N_{feixe} \Delta\Omega_{prop} \sigma_{lab}(\theta_{prop})}, \quad (3.1)$$

onde  $N_{alvo}$  é o número de partículas do alvo;  $N_{feixe}$ , o número de partículas do feixe;  $\Omega_{mon}$ , o ângulo sólido do monitor;  $\Omega_{prop}$ , o ângulo sólido do detector e  $\sigma_{lab}$ , a seção de choque diferencial, no referencial do laboratório.

Determinou-se a razão entre os ângulos sólidos, na equação acima, através de uma normalização. Para tanto, utilizou-se um alvo de  $^{197}\text{Au}$ , pois, na faixa de energia de interesse, sua seção de choque diferencial pode ser considerada, exclusivamente, produto do espalhamento Rutherford.

Usando a normalização na equação (3.1), a função de excitação para o espalhamento quase-elástico é calculada por:

$$\frac{d\sigma_{qe}(E, \theta_{prop})}{d\sigma_{ruth}(E, \theta_{prop})} = \frac{N_{prop}(E) \sigma_{ruth}(E, \theta_{mon})}{N_{mon}(E) \sigma_{ruth}(E, \theta_{prop})} \left[ \frac{\sigma_{ruth}(E, \theta_{prop}) N_{mon}}{\sigma_{ruth}(E, \theta_{mon}) N_{prop}} \right]_{norm}. \quad (3.2)$$

A incerteza associada à razão entre as seções de choque é:

$$\delta \frac{\sigma_{qel}}{\sigma_{ruth}} = \frac{\sigma_{qel}}{\sigma_{ruth}} \sqrt{\left(\frac{\delta_{prop}}{N_{prop}}\right)^2 + \left(\frac{\delta_{mon}}{N_{mon}}\right)^2 + \left[\frac{\delta_{norm}}{\left(\frac{\Delta\Omega_{mon}}{\Delta\Omega_{prop}}\right)}\right]^2} \quad (3.3)$$

Sabendo-se que:

$$(\delta_{mon})_{norm} = (\sqrt{N_{mon}})_{norm}, \quad (3.4)$$

$$(\delta_{prop})_{norm} = (\sqrt{N_{prop}})_{norm} \quad (3.5)$$

e a incerteza relativa à normalização é

$$\delta_{norm} = \left(\frac{N_{mon}}{N_{prop}}\right)_{norm} \sqrt{\left(\frac{1}{N_{mon}}\right)_{norm} + \left(\frac{1}{N_{prop}}\right)_{norm}} \quad (3.6)$$

A equação (3.3) torna-se:

$$\delta \frac{\sigma_{qel}}{\sigma_{ruth}} = \frac{\sigma_{qel}}{\sigma_{ruth}} \sqrt{\frac{1}{N_{prop}} + \frac{1}{N_{mon}} + \left(\frac{1}{N_{prop}}\right)_{norm} + \left(\frac{1}{N_{mon}}\right)_{norm}} \quad (3.7)$$

A incerteza nas derivadas da função de espalhamento é dada pela equação (2.70).

No experimento, o ângulo de detecção utilizado foi  $161^\circ$ , pois é muito difícil medir as funções de excitação em um ângulo de  $180^\circ$ . Logo, para se comparar as distribuições de barreiras obtidas com os cálculos teóricos empregou-se uma correção na energia no referencial do centro de massa,  $E_{cm}$ , pela energia centrífuga,  $E_{cent}$ , dada por:

$$E_{cent} = E_{cm} \frac{\operatorname{cosec}\left(\frac{\theta_{cm}}{2}\right) - 1}{\operatorname{cosec}\left(\frac{\theta_{cm}}{2}\right) + 1}, \quad (3.8)$$

onde  $\theta_{cm}$  é ângulo de detecção no centro de massa.

As figuras 3.5, 3.6 e 3.7 são exemplos de alguns espectros obtidos durante o experimento. As duas primeiras representam espectros biparamétricos típicos do contador proporcional (E- $\Delta$ E): o sistema  $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$  na energia de 42 MeV e  $^{18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$  em 41 MeV. A boa resolução do detector permite que, desde já, se perceba algumas diferenças entre as reações. No  $^{18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$  nota-se elementos com  $Z = 6, 7, 8$  e  $9$ , denotando a ocorrência de transferências de partículas carregadas e, além disso, os eventos com  $Z=8$  e energia superior ao espalhamento elástico correspondem a transferência de nêutrons com  $Q$  positivo. Para o  $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$  apenas uma transferência do projétil para o alvo é identificada no espectro, a análise posterior indicou que, possivelmente, trata-se da transferência de uma partícula alfa. A figura 3.7 ilustra um espectro obtido através de um dos monitores utilizados para a normalização das medidas, no caso, o que estava posicionado em  $30^\circ$ . A relação entre canais e energia foi obtida através de uma calibração baseada no deslocamento do pico principal, que representa o espalhamento puramente elástico.



$^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$  ( $E_{\text{LAB}} = 42 \text{ MeV}$ )

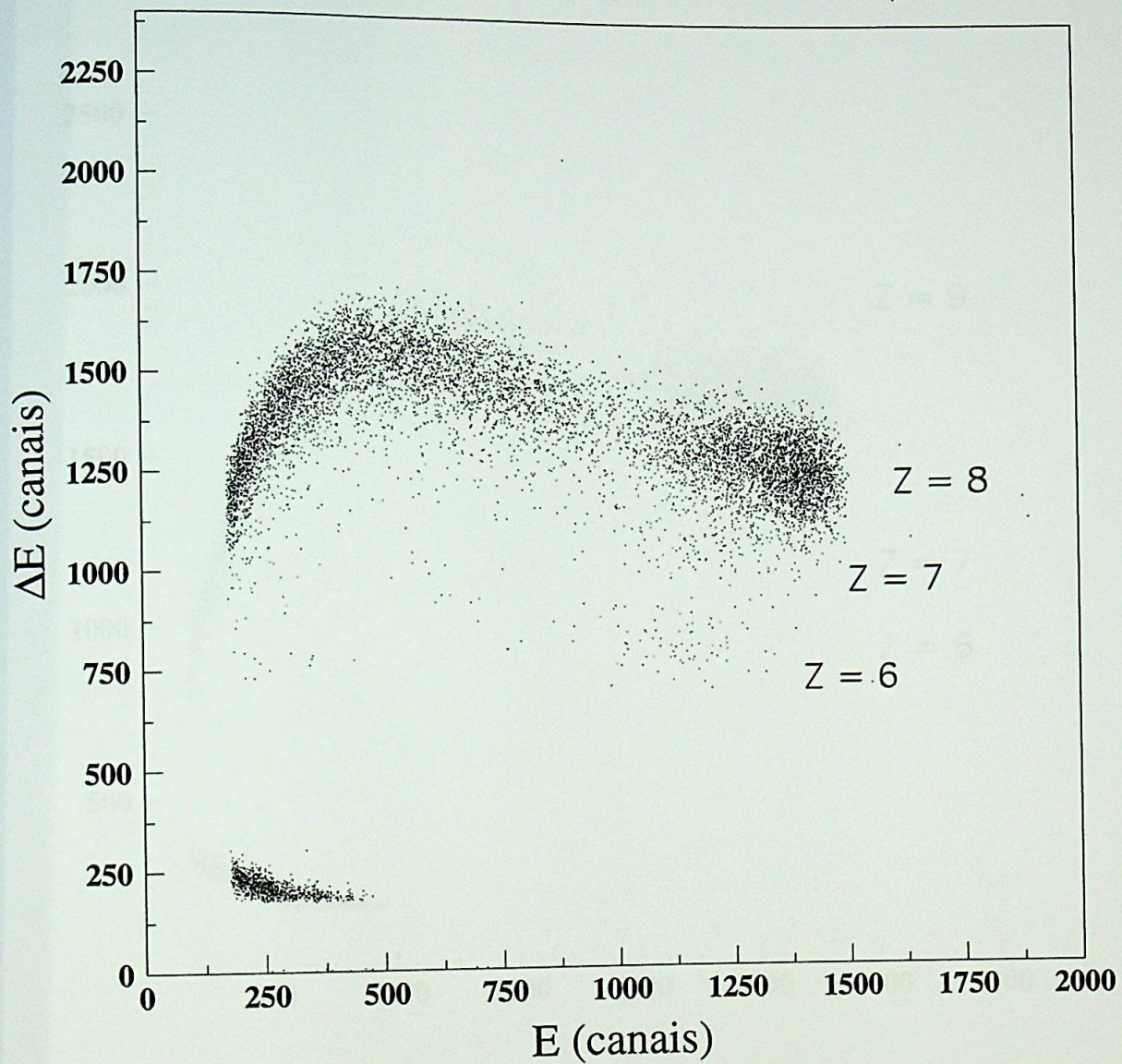


Fig. 3.5- Espectro biparamétrico típico do contador proporcional ( $E-\Delta E$ ) para o sistema  $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ , nota-se a separação dos elementos  $Z = 6, 7$  e  $8$ .

$^{18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$  ( $E_{\text{LAB}} = 41 \text{ MeV}$ )

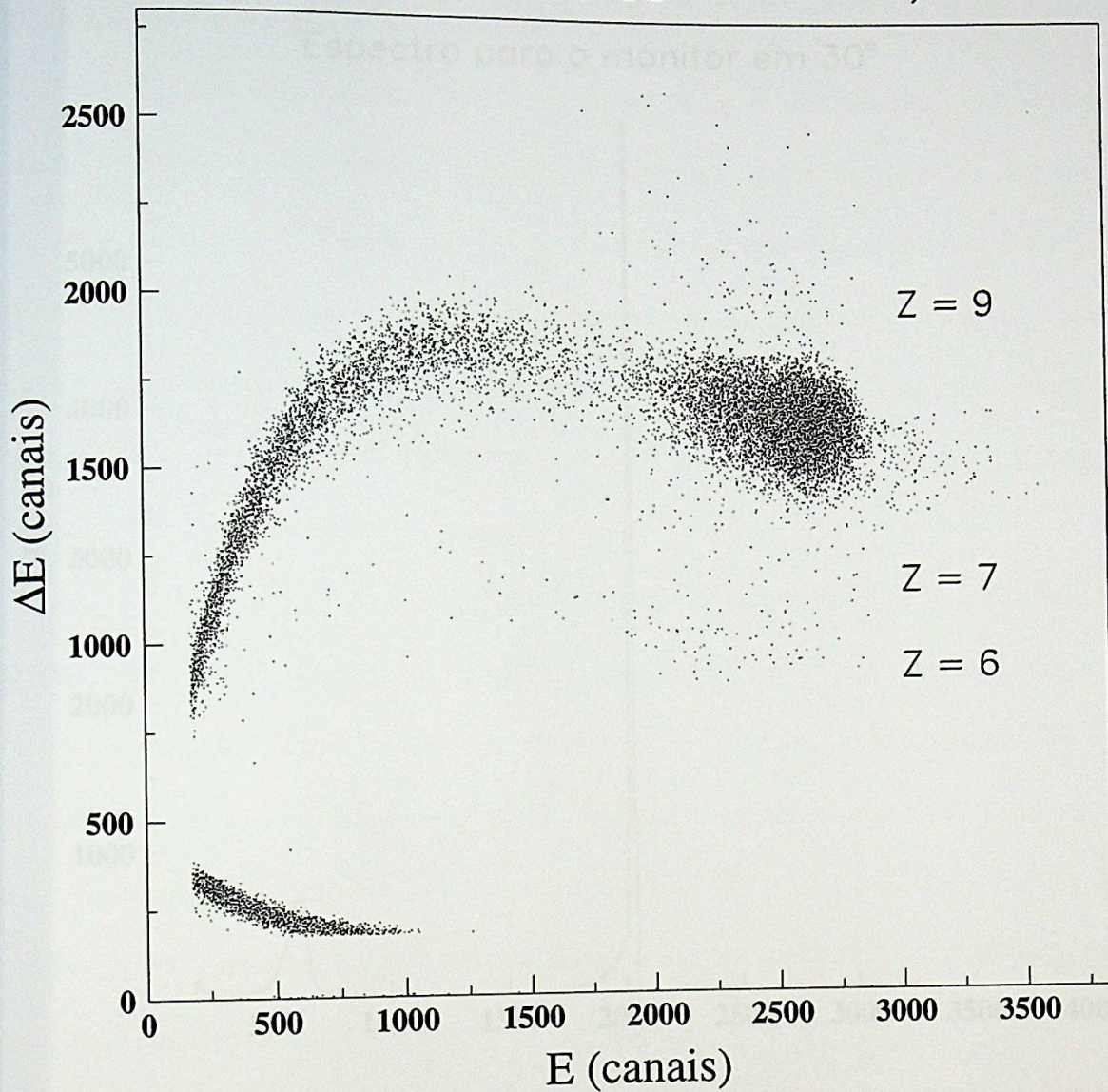


Fig. 3.6- Espectro biparamétrico típico do contador proporcional (E-ΔE) para o sistema  $^{18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ , nota-se a separação dos elementos Z = 6, 7, 8 e 9.

$^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$  ( $E_{\text{LAB}} = 42 \text{ MeV}$ )

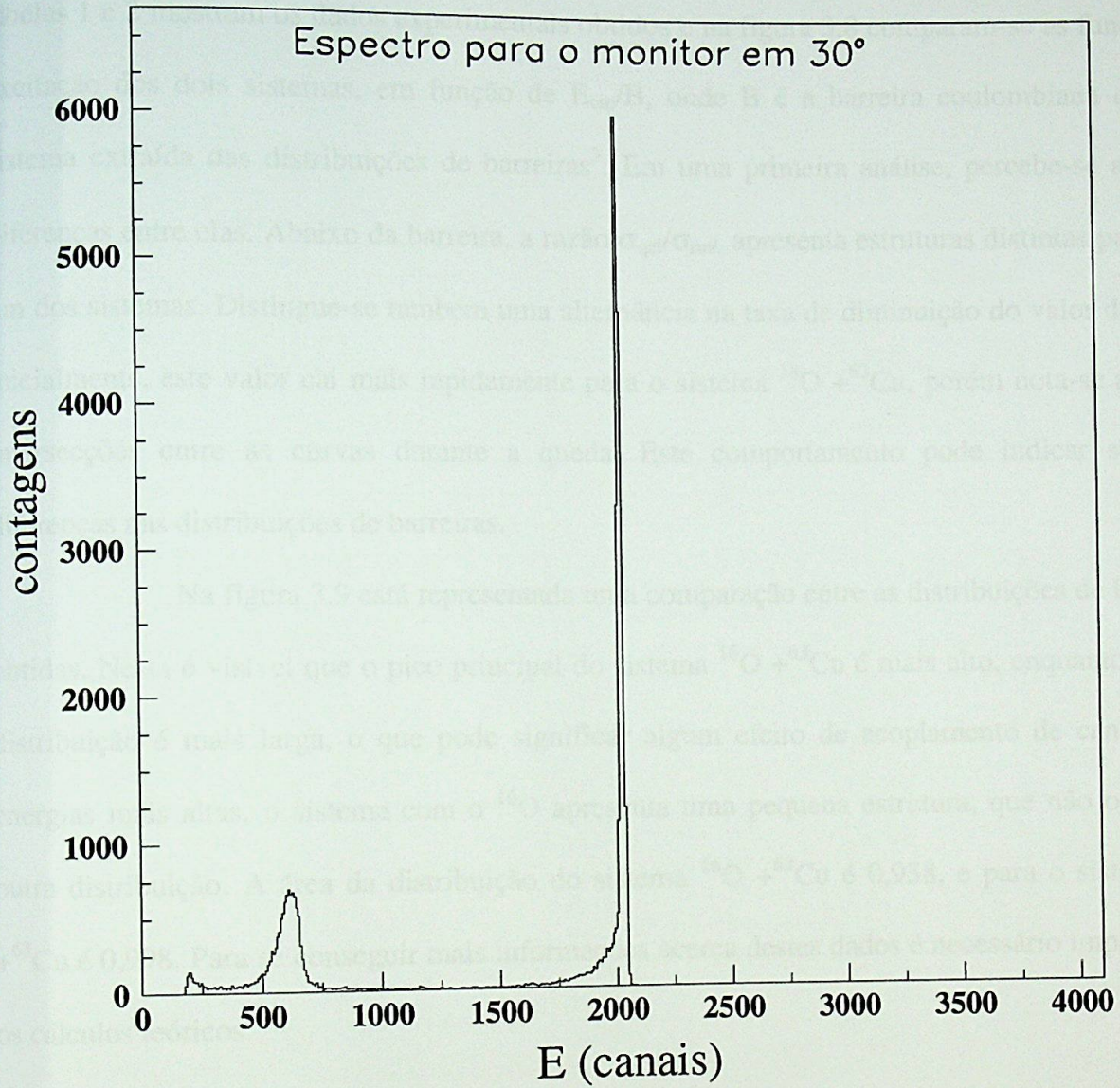


Fig. 3.7- Espectro típico de um dos monitores utilizados para a normalização dos dados.

Através dos métodos descritos, foram obtidas três funções de excitação (uma para cada monitor) do espalhamento quase-elástico do sistema  $^{18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$  e duas para o sistema  $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ , as quais são coincidentes dentro das incertezas experimentais. Por esta razão, em ambos os casos, escolheu-se a função de excitação proveniente do monitor em  $30^\circ$  como base para a análise. As tabelas 1 e 2 mostram os dados experimentais obtidos e na figura 3.8 comparam-se as funções de excitação dos dois sistemas, em função de  $E_{\text{cm}}/B$ , onde  $B$  é a barreira coulombiana de cada sistema extraída das distribuições de barreiras<sup>3</sup>. Em uma primeira análise, percebe-se algumas diferenças entre elas. Abaixo da barreira, a razão  $\sigma_{\text{qel}}/\sigma_{\text{ruth}}$  apresenta estruturas distintas para cada um dos sistemas. Distingue-se também uma alternância na taxa de diminuição do valor da razão, inicialmente, este valor cai mais rapidamente para o sistema  $^{18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ , porém nota-se algumas intersecções entre as curvas durante a queda. Este comportamento pode indicar sensíveis diferenças nas distribuições de barreiras.

Na figura 3.9 está representada uma comparação entre as distribuições de barreiras obtidas. Nesta é visível que o pico principal do sistema  $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$  é mais alto, enquanto a outra distribuição é mais larga, o que pode significar algum efeito de acoplamento de canais. Nas energias mais altas, o sistema com o  $^{16}\text{O}$  apresenta uma pequena estrutura, que não ocorre na outra distribuição. A área da distribuição do sistema  $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$  é 0,938, e para o sistema  $^{18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$  é 0,998. Para se conseguir mais informações acerca destes dados é necessário implementar os cálculos teóricos.

---

<sup>3</sup> Para o sistema  $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$  a barreira foi encontrada em 32,0 MeV, no centro de massa, e para o sistema  $^{18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$  em 31,5 MeV, também no centro de massa.

$E_{cm}$ (MeV)	$\sigma_{gel}/\sigma_{ruth}$	$\delta$
23,92	1,017	0,015
24,72	1,036	0,015
25,52	0,964	0,013
26,32	0,994	0,014
26,72	0,969	0,014
27,11	0,969	0,013
27,51	0,984	0,014
27,91	0,980	0,013
28,31	0,993	0,014
28,71	0,969	0,014
29,11	1,023	0,015
29,51	0,976	0,014
29,91	0,948	0,013
30,30	0,851	0,012
30,70	0,840	0,012
31,10	0,750	0,010
31,50	0,6483	0,0088
31,90	0,5866	0,0081
32,30	0,4852	0,0066
32,70	0,4483	0,0082
33,09	0,3345	0,0061
33,49	0,2860	0,0064
34,29	0,1950	0,0048
35,09	0,1626	0,0043
35,89	0,1327	0,0038
36,68	0,0939	0,0033
37,48	0,0928	0,0027
38,28	0,0633	0,0020

Tab. 1- Função de excitação do espalhamento quase-elástico obtida para o sistema  $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ .

$E_{cm}$ (MeV)	$\sigma_{qe}/\sigma_{ruth}$	$\delta$
23,33	1,088	0,014
24,11	1,055	0,014
24,89	1,068	0,014
25,67	1,087	0,014
26,06	1,089	0,014
26,44	1,069	0,014
26,83	1,035	0,013
27,22	1,029	0,013
27,61	1,052	0,014
28,00	1,006	0,013
28,39	1,020	0,013
28,78	0,987	0,012
29,17	0,949	0,011
29,56	0,876	0,011
29,94	0,846	0,011
30,33	0,788	0,010
30,72	0,7032	0,0088
31,11	0,6368	0,0078
31,50	0,5727	0,0071
31,89	0,4998	0,0066
32,28	0,4539	0,0074
32,67	0,3684	0,0061
33,44	0,2587	0,0057
34,22	0,1634	0,0045
35,00	0,1213	0,0043
35,78	0,0869	0,0029
36,59	0,0626	0,0028
37,33	0,0517	0,0023

Tab. 2- Função de excitação do espalhamento quase-elástico obtida para o sistema  $^{18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ .

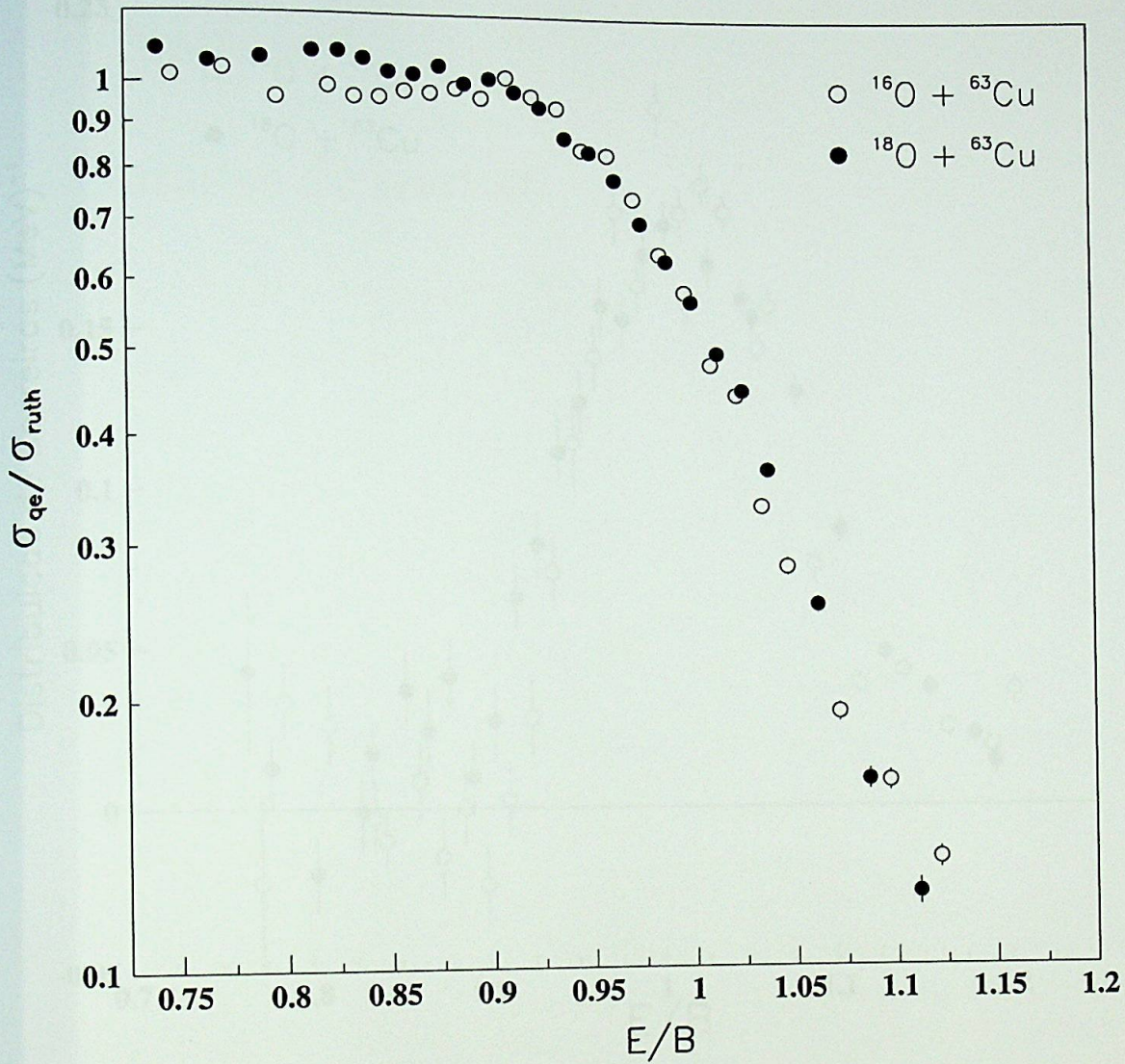


Fig 3.8 – Comparação entre as funções de excitação de espalhamento quase-elástico dos dois sistemas medidos

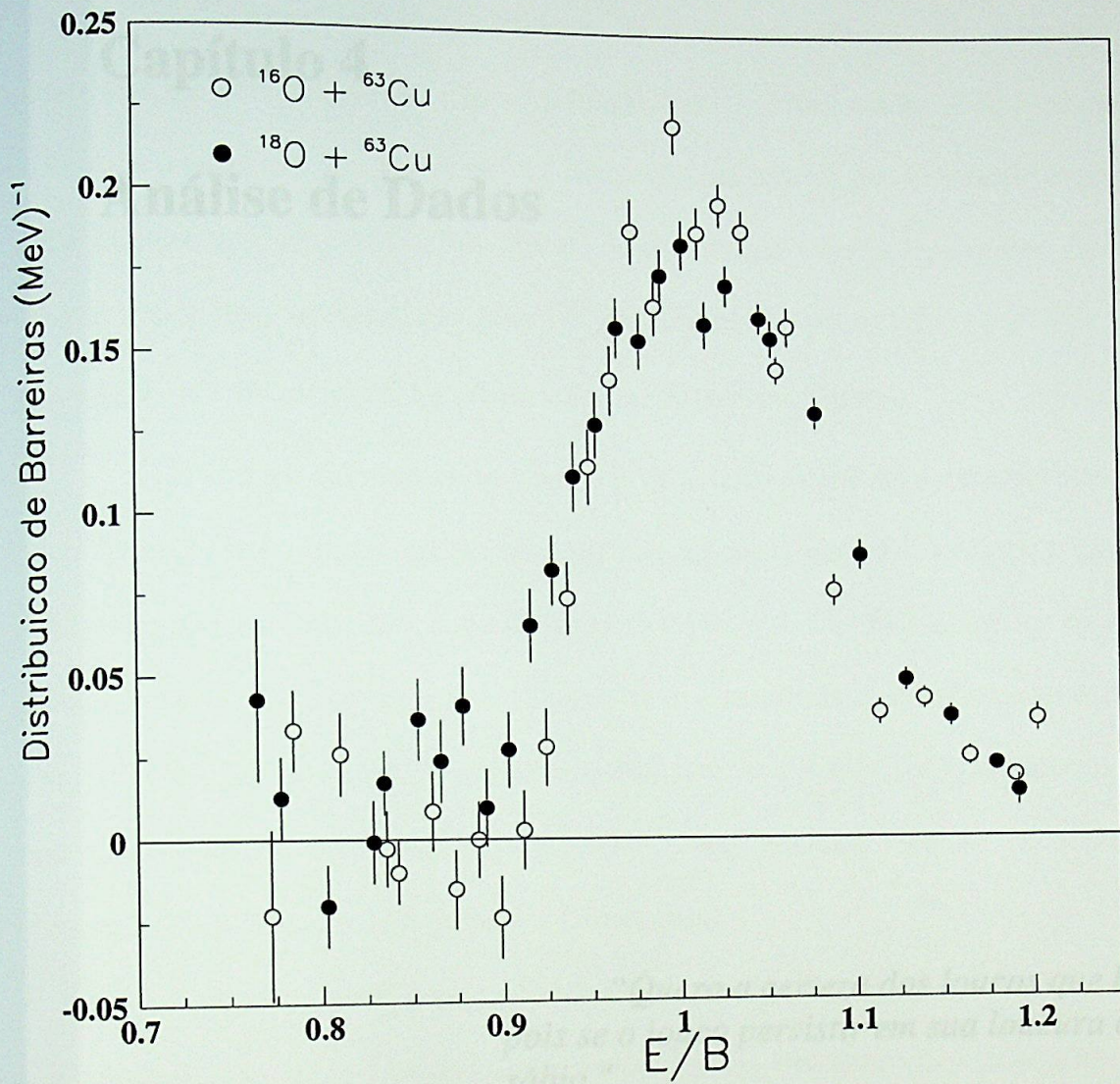


Fig. 3.9- Comparação entre as distribuições de barreira calculadas para os sistemas <sup>16,18</sup>O + <sup>63</sup>Cu.



## Capítulo 4

### Análise de Dados

*“Quero a certeza dos loucos que brilham,  
pois se o louco persistir em sua loucura acabará  
sábio.”*

Raul Seixas

INSTITUTO DE FÍSICA

Serviço de Biblioteca e Informação

Tomba: \_\_\_\_\_

3688

ex-1

## 4.1 Cálculo de canais acoplados para o sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$

### 4.1.1 Determinação do potencial nuclear

Para se iniciar os cálculos de canais acoplados, foi necessário definir os parâmetros do potencial nuclear (profundidade, raio e difusividade). Como primeira hipótese, utilizou-se o potencial que Vaz et al [46] determinaram através de um modelo empírico, baseado numa comparação com as funções de excitação obtidas experimentalmente. Desta forma, os valores assumidos, inicialmente, para os parâmetros do potencial foram:  $V = 33,31 \text{ MeV}$ ;  $r_0 = 1,42 \text{ fm}$  e a difusividade,  $a_0$ , permaneceu como parâmetro livre.

Em geral, encontra-se o terceiro parâmetro através da comparação entre as funções de excitação teórica e experimental: ele é variado até que se encontre o valor que melhor ajuste os dados experimentais. No caso, isto não foi possível porque o CCFULL fornece apenas a seção de choque de fusão, enquanto as funções de excitação disponíveis são provenientes do espalhamento quase-elástico. Por esta razão, comparou-se diretamente a distribuição de barreiras experimental com a distribuição calculada pelo CCFULL, sem nenhum tipo de acoplamento. Assim, encontrou-se o valor  $a_0 = 0,25 \text{ fm}$  para a difusividade.

Embora este potencial tenha gerado uma distribuição relativamente próxima à experimental, dois fatores motivaram a busca por um potencial mais adequado. Em primeiro lugar, a difusividade apresentou um valor muito abaixo dos sugeridos pela literatura, os quais variam entre 0,4 e 0,7 fm. Além disso, a inclusão dos canais inelásticos e transferências, no cálculo de canais acoplados, provoca grandes mudanças na curva teórica, afastando-a da experimental. Logo, corrigiu-se o potencial com o objetivo de sanar estes problemas e novos parâmetros foram encontrados :  $V = 60 \text{ MeV}$ ;  $r_0 = 1,3 \text{ fm}$  e  $a_0 = 0,41 \text{ fm}$ .

A figura 4.1 ilustra o efeito deste potencial na distribuição, sem acoplamentos. Esta curva é denominada "Bare" e nos gráficos seguintes ela aparecerá sempre para efeito de comparação.

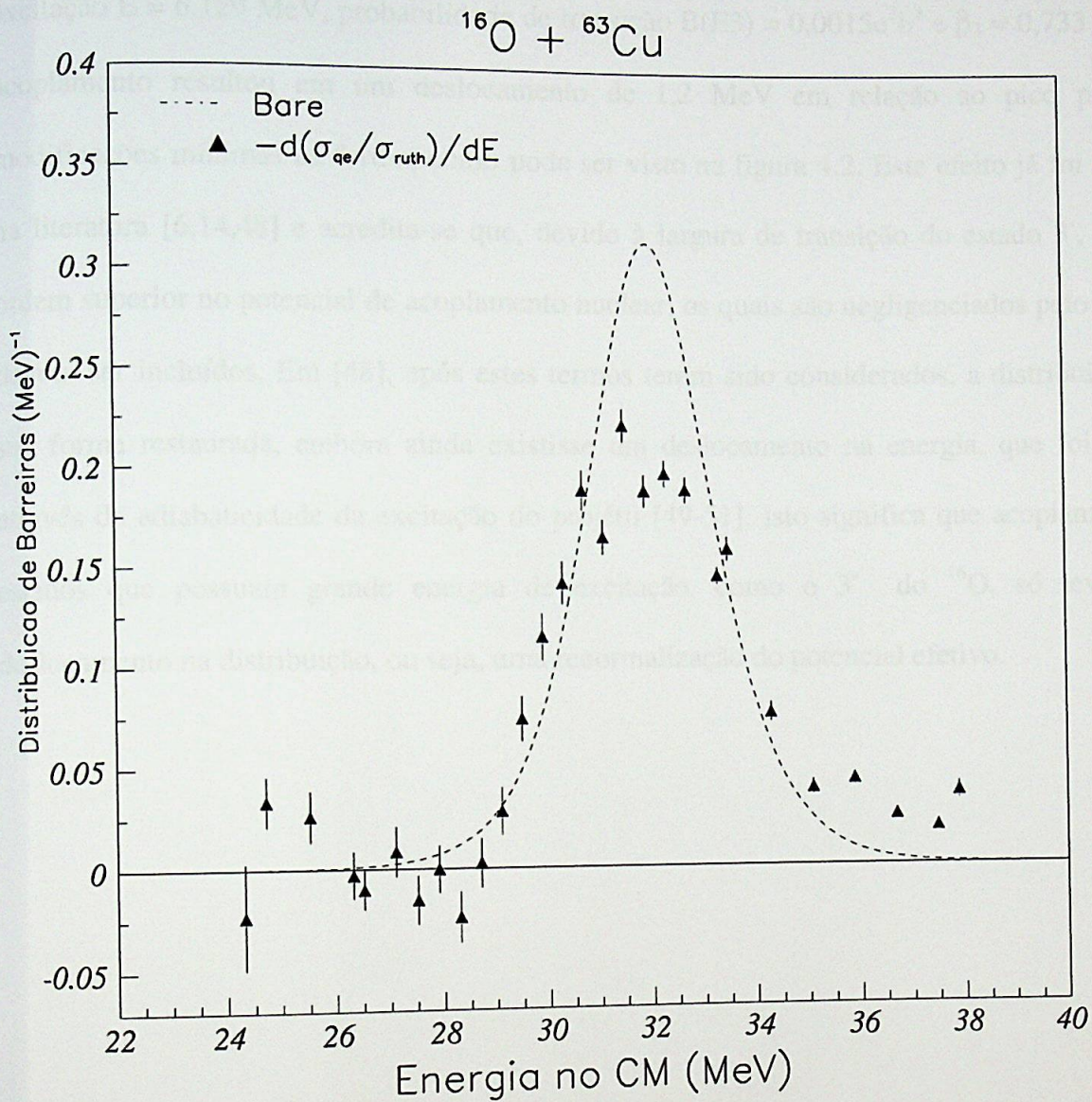


Fig. 4.1- Comparação da distribuição de barreiras experimental com o cálculo do CCFULL sem acoplamentos e os parâmetros do potencial dados por:  $V = 60$  MeV;  $r_0 = 1,3$  fm e  $a_0 = 0,41$  fm.

## 4.1.2 Excitações inelásticas do projétil

Com os parâmetros do potencial definidos iniciaram-se os cálculos com canais acoplados. Incluiu-se o estado vibracional  $3^-$  do  $^{16}\text{O}$  (com um fônon), que possui energia de excitação  $E = 6,129 \text{ MeV}$ , probabilidade de transição  $B(E3) = 0,0015e^2b^3$  e  $\beta_3 = 0,733$  [47]. Este acoplamento resultou em um deslocamento de  $1,2 \text{ MeV}$  em relação ao pico principal e modificações mínimas na forma, como pode ser visto na figura 4.2. Este efeito já foi observado na literatura [6,14,48] e acredita-se que, devido à largura de transição do estado  $3^-$ , termos de ordem superior no potencial de acoplamento nuclear, os quais são negligenciados pelo CCFULL, devem ser incluídos. Em [48], após estes termos terem sido considerados, a distribuição teve a sua forma restaurada, embora ainda existisse um deslocamento na energia, que foi explicado através da adiabaticidade da excitação do projétil [49-51]. Isto significa que acoplamentos com estados que possuam grande energia de excitação, como o  $3^-$  do  $^{16}\text{O}$ , só levam a um deslocamento na distribuição, ou seja, uma renormalização do potencial efetivo.

$^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$

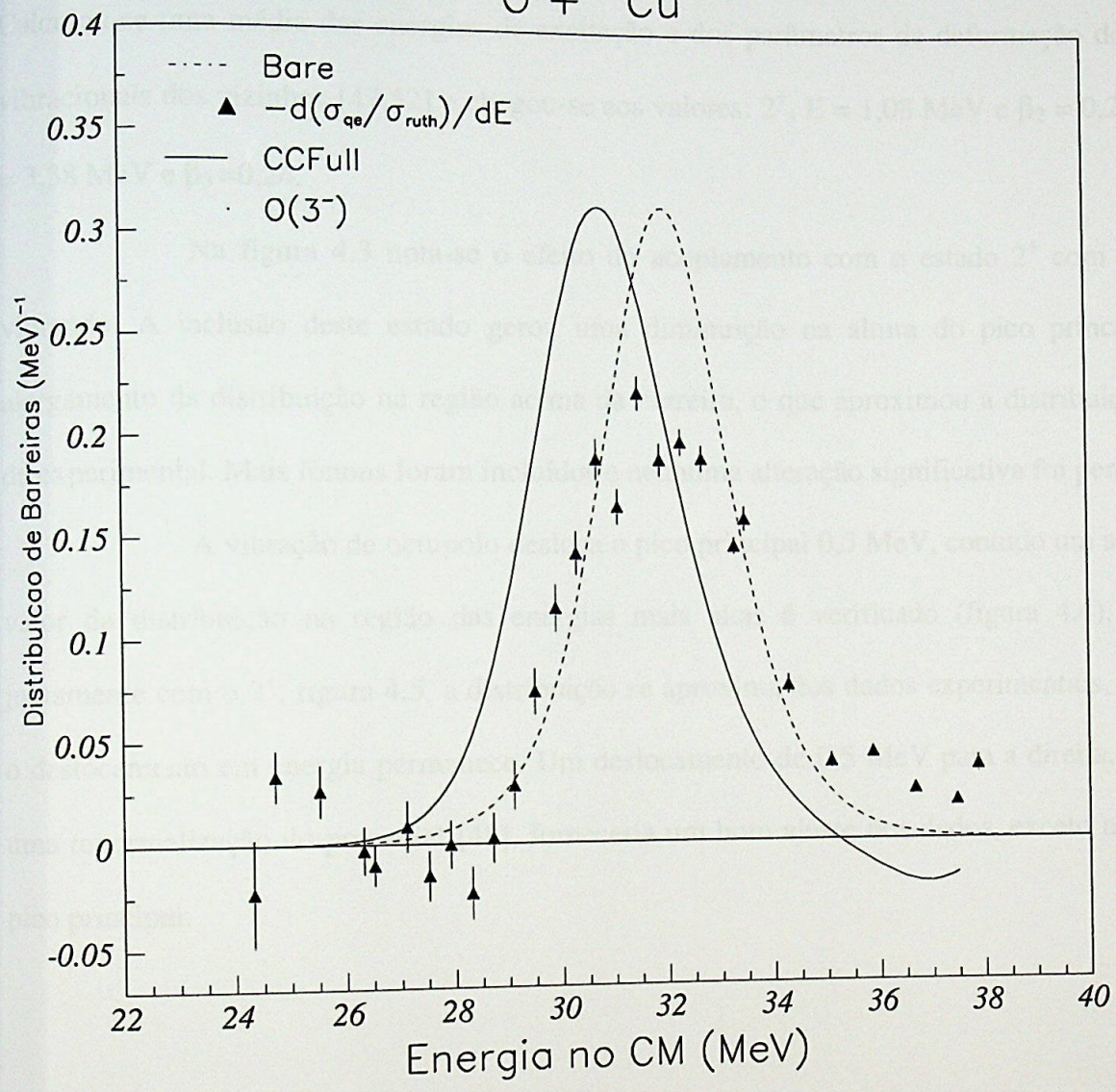


Fig 4.2- Cálculo de canais acoplados com excitação de octupolo do projétil.

### 4.1.3 Excitações inelásticas do alvo

Como já foi dito anteriormente, usa-se a aproximação de acoplamento fraco para se determinar os estados vibracionais  $2^+$  e  $3^-$  do  $^{63}\text{Cu}$ . Com isto o  $^{63}\text{Cu}$  pode ser considerado um único próton ligado a um caroço, o  $^{62}\text{Ni}$ , ou como um buraco na camada  $2p^{3/2}$  de prótons do  $^{64}\text{Zn}$ . Calculou-se uma média das energias de excitação e dos parâmetros de deformação dos estados vibracionais dos vizinhos [47,52] e chegou-se aos valores:  $2^+$ ,  $E = 1,08 \text{ MeV}$  e  $\beta_2 = 0,2138$ ;  $3^-$ ,  $E = 3,38 \text{ MeV}$  e  $\beta_3 = 0,24$ .

Na figura 4.3 nota-se o efeito do acoplamento com o estado  $2^+$  com um fônon vibrando. A inclusão deste estado gerou uma diminuição na altura do pico principal e um alargamento da distribuição na região acima da barreira, o que aproximou a distribuição teórica da experimental. Mais fônons foram incluídos e nenhuma alteração significativa foi percebida.

A vibração de octupolo desloca o pico principal 0,5 MeV, contudo um aumento do valor da distribuição na região das energias mais altas é verificado (figura 4.4). Acoplado juntamente com o  $2^+$ , figura 4.5, a distribuição se aproxima dos dados experimentais, no entanto o deslocamento em energia permanece. Um deslocamento de 0,5 MeV para a direita, através de uma renormalização do potencial [48], forneceria um bom ajuste nos dados, exceto na altura do pico principal.

$^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$

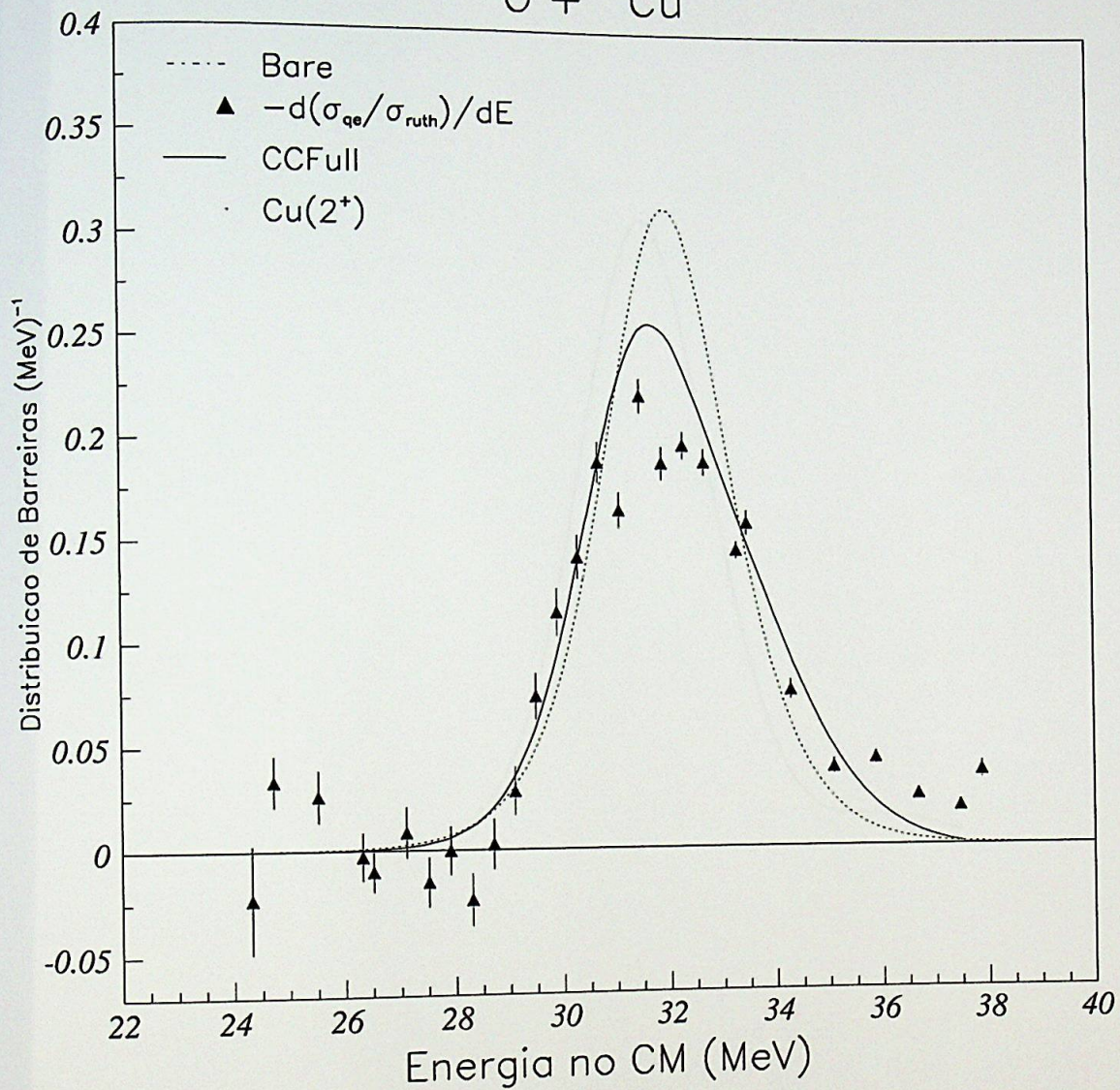


Fig. 4.3- Cálculo de canais acoplados com excitação de quadrupolo do alvo.

$^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$

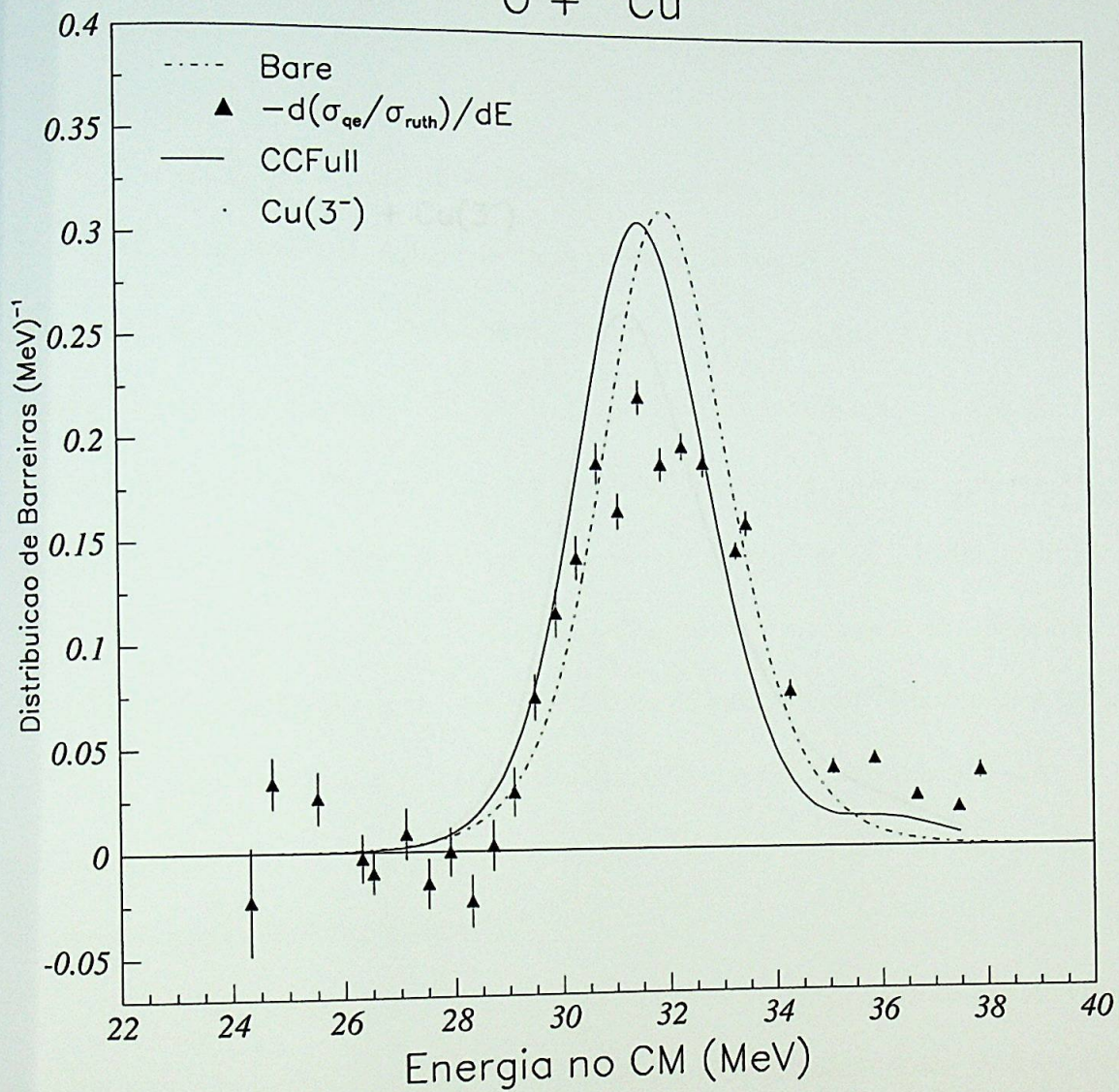


Fig. 4.4- Cálculo de canais acoplados com excitação de octupolo do alvo.



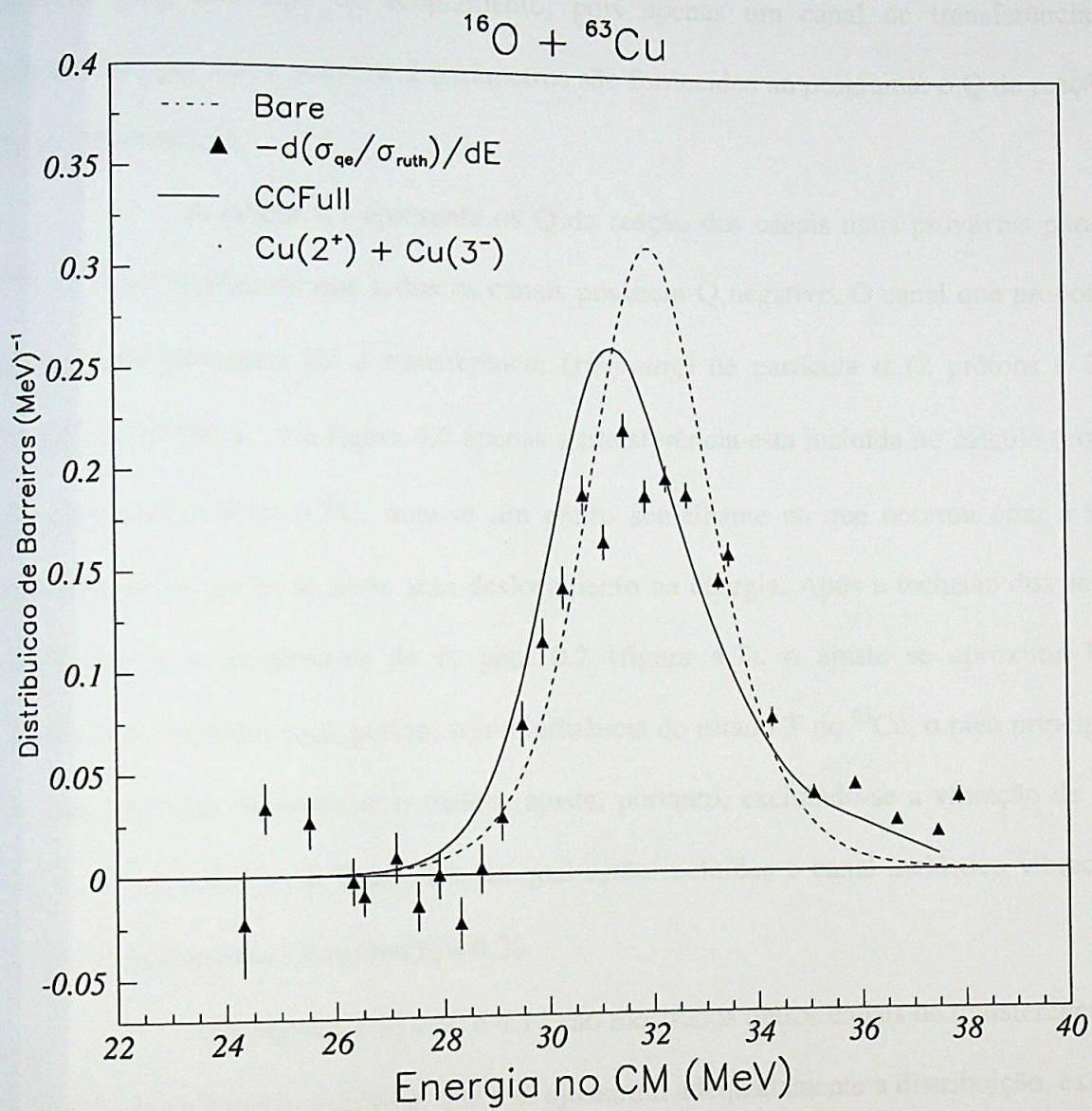


Fig. 4.5- Cálculo de canais acoplados com excitação de quadrupolo e octupolo do alvo.

#### 4.1.4 Transferências

Como os acoplamentos inelásticos não ajustaram completamente a distribuição de barreiras, foram também incluídos canais de transferência. No entanto, a análise com CCFULL é limitada para este tipo de acoplamento, pois apenas um canal de transferência pode ser considerado por vez e somente 2 parâmetros são fornecidos ao programa: o  $Q$  da reação e o fator de acoplamento,  $F_t$ .

A tabela 4.1 apresenta os  $Q$  de reação dos canais mais prováveis para o sistema  $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ . Verifica-se que todos os canais possuem  $Q$  negativo. O canal que proporcionou um ajuste mais adequado foi a transferência (*stripping*) de partícula  $\alpha$  (2 prótons e 2 nêutrons) com  $Q = -3,43\text{MeV}$ . Na figura 4.6 apenas a transferência esta incluída no cálculo (com um fator de acoplamento  $F_t = 0,28$ ), nota-se um efeito semelhante ao que ocorreu com a inclusão da vibração de octupolo do alvo, sem deslocamento na energia. Após a inclusão dos acoplamentos inelásticos e a diminuição de  $F_t$  para 0,2 (figura 4.7), o ajuste se aproxima bastante da distribuição experimental, porém, sob a influência do estado  $3^-$  do  $^{63}\text{Cu}$ , o pico principal se afasta do experimental. Observa-se o melhor ajuste, portanto, excluindo-se a vibração de octupolo, o que está apresentado na figura 4.8, na qual estão incluídos o canal inelástico vibracional  $2^+$  do alvo e a transferência de  $\alpha$  com  $F_t = 0,28$ .

Nas figuras 4.9, 4.10 e 4.11 são mostrados outros canais de transferência possíveis, com diferentes fatores de forma, que não ajustaram adequadamente a distribuição, exceto *pick-up* de  $\alpha$  ( $Q = -1,05\text{ MeV}$ ) com  $F_t = 0,17$ , que forneceria um ajuste razoável na região do pico principal.

Pode-se concluir que estes cálculos fornecem indicações fortes da influência de alguns canais na distribuição de barreiras, todavia não é possível extrair uma resposta definitiva para este sistema.

$^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$		
<i>Stripping</i>		
		Q (MeV)
$^{63}\text{Cu}(^{16}\text{O},^{15}\text{O})^{64}\text{Cu}$	1n	-7,75
$^{63}\text{Cu}(^{16}\text{O},^{14}\text{O})^{65}\text{Cu}$	2n	-11,06
$^{63}\text{Cu}(^{16}\text{O},^{15}\text{N})^{64}\text{Zn}$	1p	-4,42
$^{63}\text{Cu}(^{16}\text{O},^{14}\text{N})^{65}\text{Zn}$	1p+1n	-7,27
$^{63}\text{Cu}(^{16}\text{O},^{13}\text{N})^{66}\text{Zn}$	1p+2n	-6,76
$^{63}\text{Cu}(^{16}\text{O},^{12}\text{N})^{67}\text{Zn}$	1p+3n	-19,77
$^{63}\text{Cu}(^{16}\text{O},^{13}\text{C})^{66}\text{Ga}$	2p+1n	-9,72
$^{63}\text{Cu}(^{16}\text{O},^{12}\text{C})^{67}\text{Ga}$	2p+2n	-3,43
$^{63}\text{Cu}(^{16}\text{O},^{11}\text{C})^{68}\text{Ga}$	2p+3n	-13,88
<i>Pick-up</i>		
$^{63}\text{Cu}(^{16}\text{O},^{17}\text{O})^{62}\text{Cu}$	1n	-6,71
$^{63}\text{Cu}(^{16}\text{O},^{18}\text{O})^{61}\text{Cu}$	2n	-7,55
$^{63}\text{Cu}(^{16}\text{O},^{17}\text{F})^{62}\text{Ni}$	1p	-5,52
$^{63}\text{Cu}(^{16}\text{O},^{18}\text{Ne})^{61}\text{Co}$	2p	-12,72
$^{63}\text{Cu}(^{16}\text{O},^{18}\text{F})^{61}\text{Ni}$	1p+1n	-6,97
$^{63}\text{Cu}(^{16}\text{O},^{19}\text{F})^{60}\text{Ni}$	1p+2n	-4,34
$^{63}\text{Cu}(^{16}\text{O},^{20}\text{Ne})^{59}\text{Co}$	2p+2n	-1,05

Tab. 4.1 Q de reação dos canais mais prováveis.

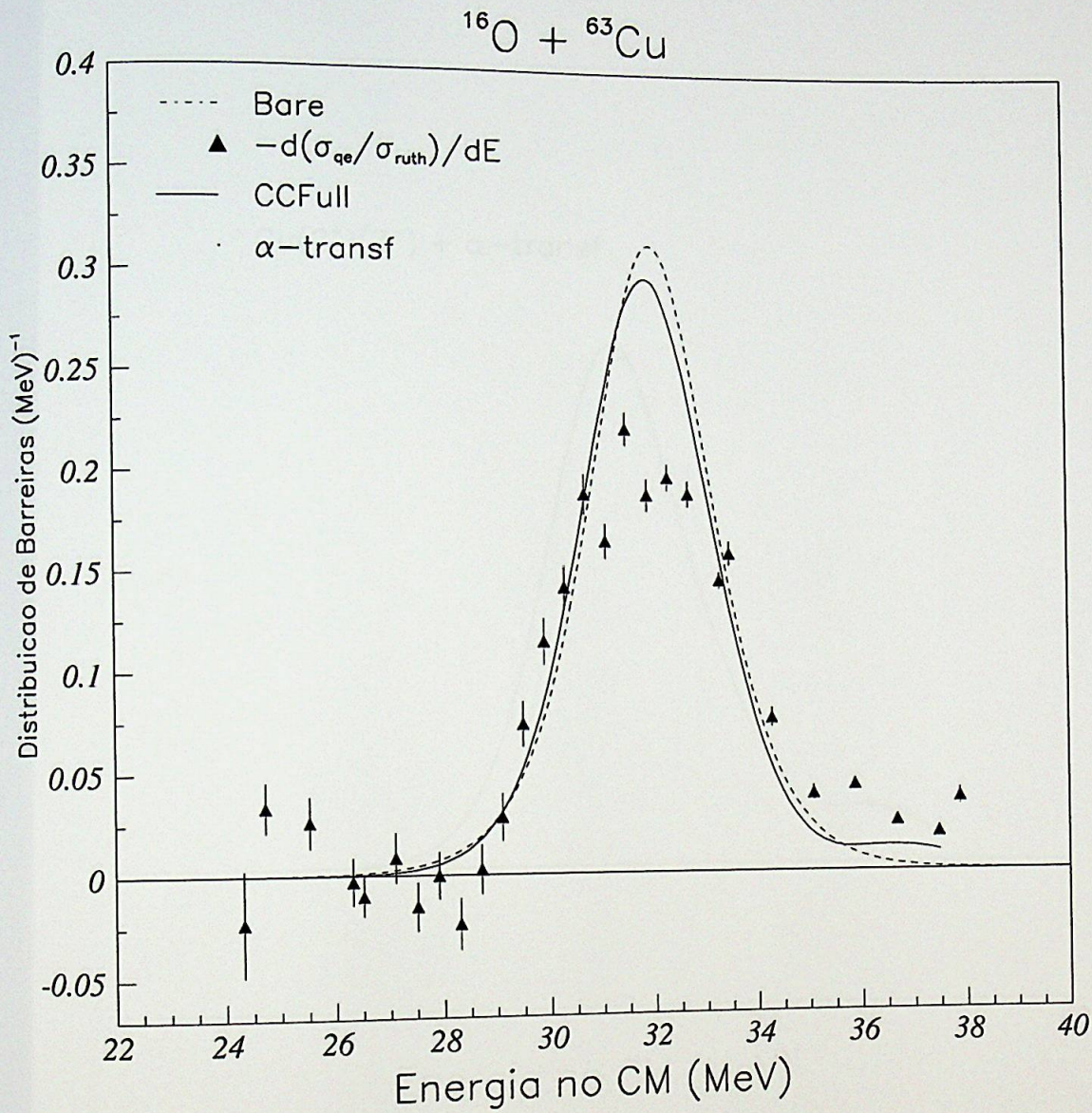


Fig. 4.6- Cálculo de canais acoplados incluindo apenas a transferência de partícula  $\alpha$  com  $F_t = 0.28$ .

$^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$

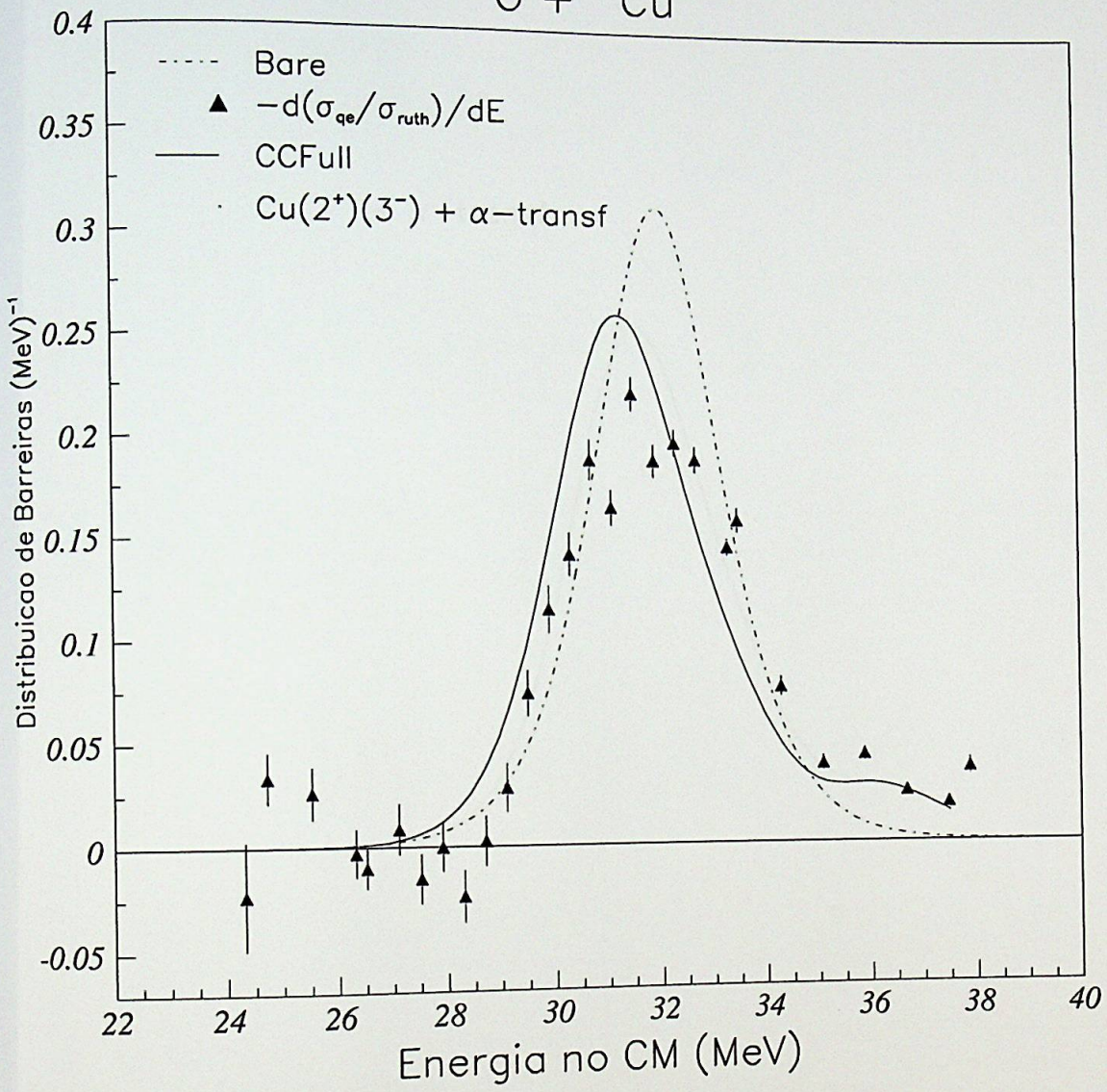


Fig. 4.7- Cálculo de canais acoplados incluindo os estados  $2^+$  e  $3^-$  do alvo e a transferência de partícula  $\alpha$  com  $F_1=0.2$ .

$^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$

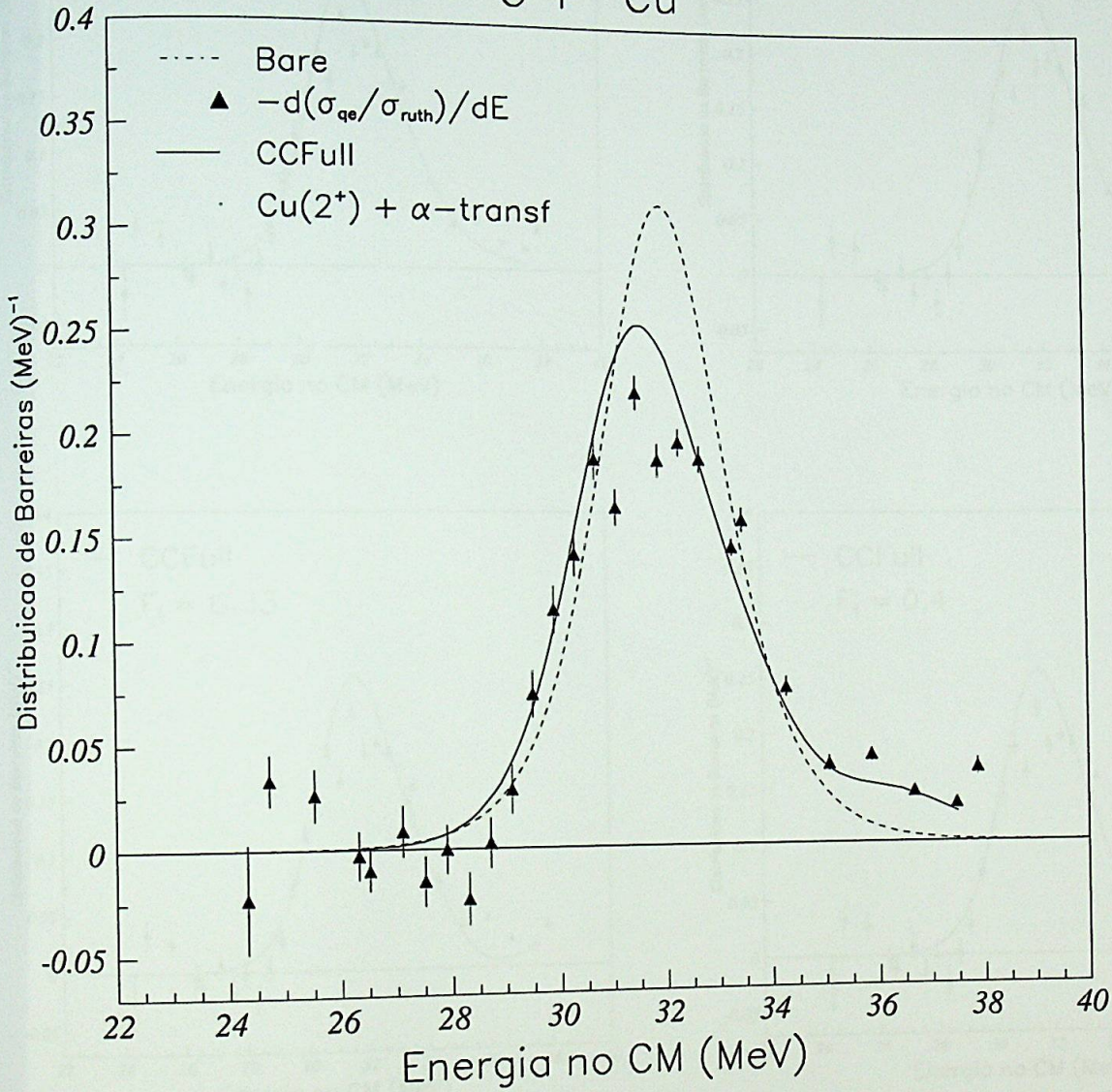


Fig. 4.8- Cálculo de canais acoplados incluindo o estado vibracional  $2^+$  do alvo e a transferência de partícula  $\alpha$  com  $F_1 = 0.28$ .

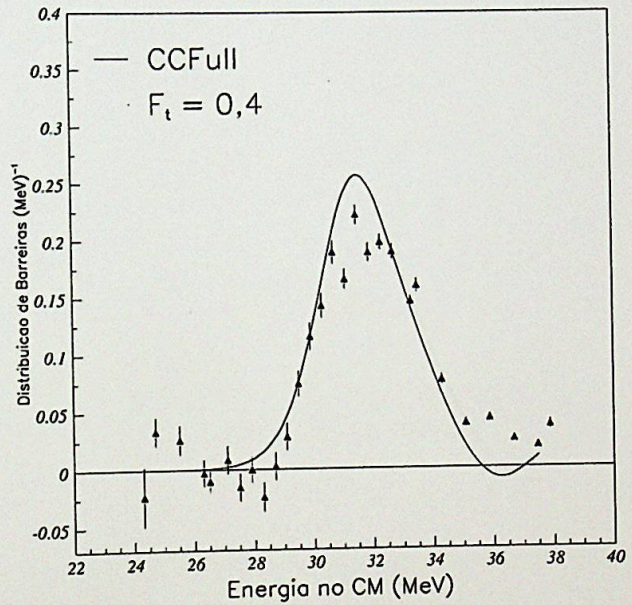
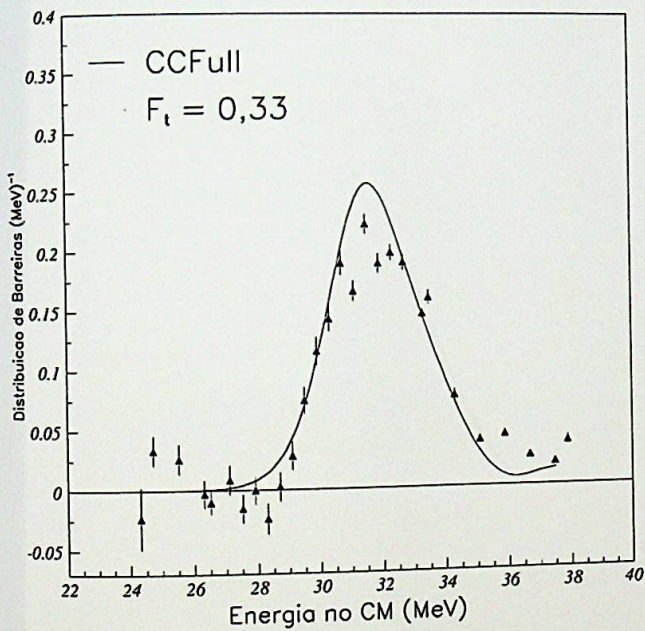
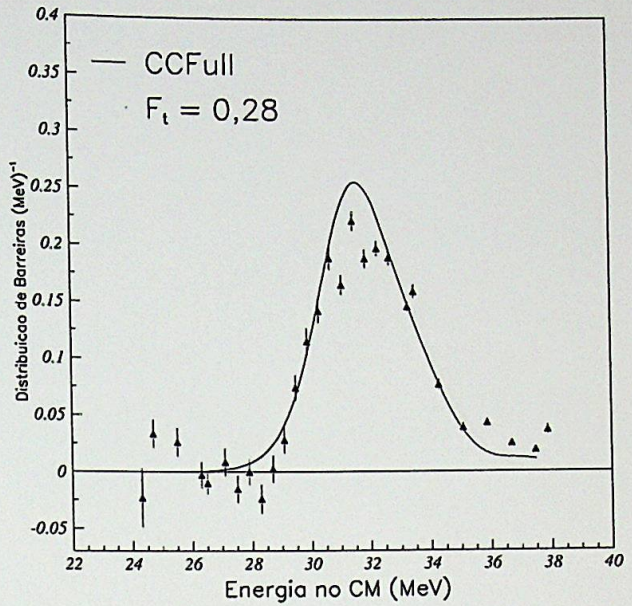
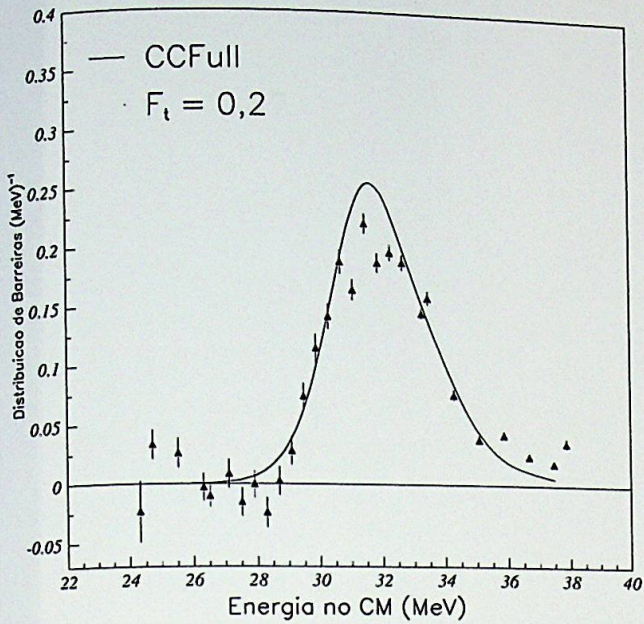


Fig. 4.9- Cálculo de canais acoplados para o sistema  $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$  incluindo o estado vibracional de quadrupolo e a captura de um trítio ( $Q = -4,34$  MeV) para quatro diferentes fatores de acoplamento.

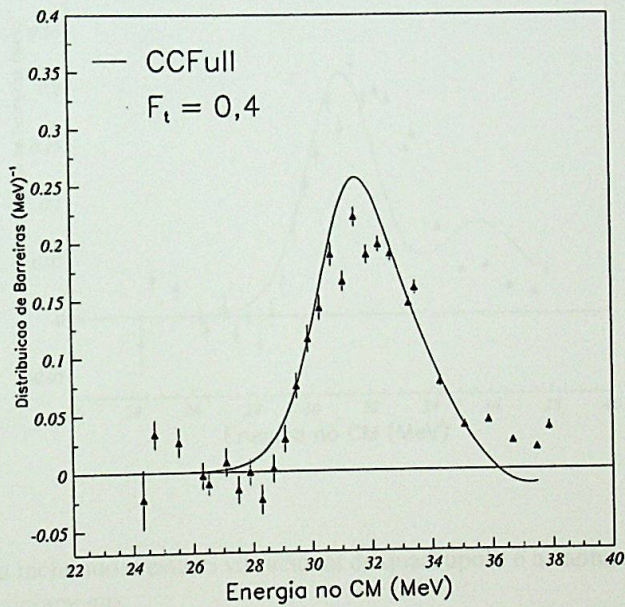
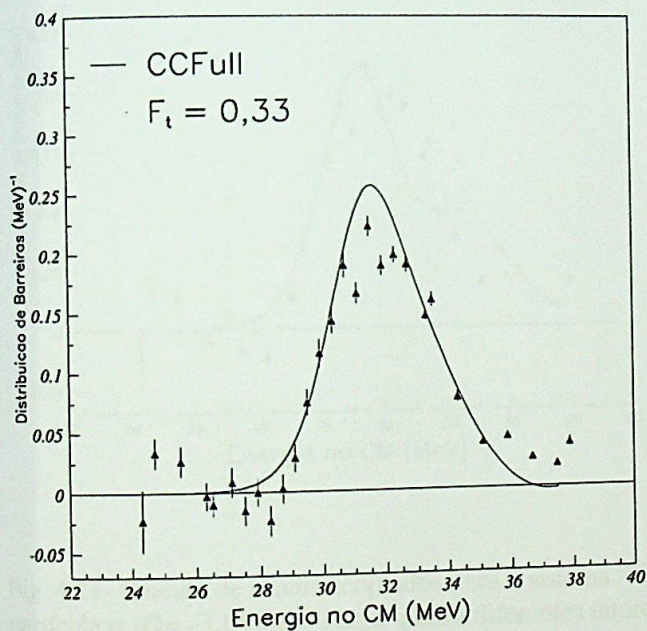
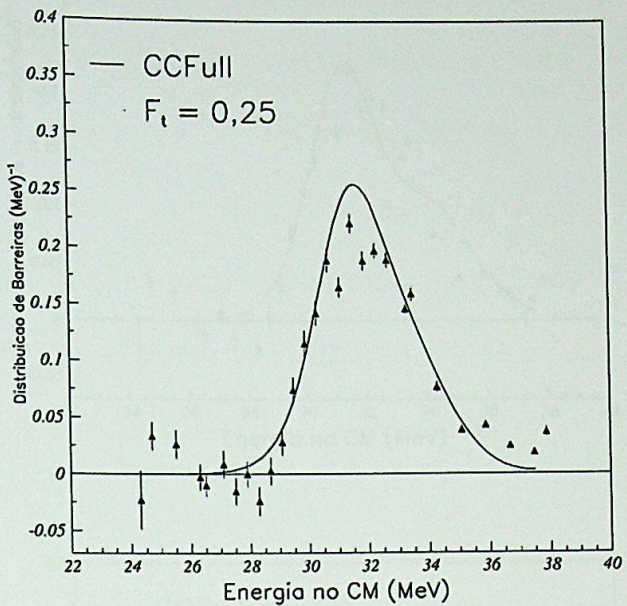
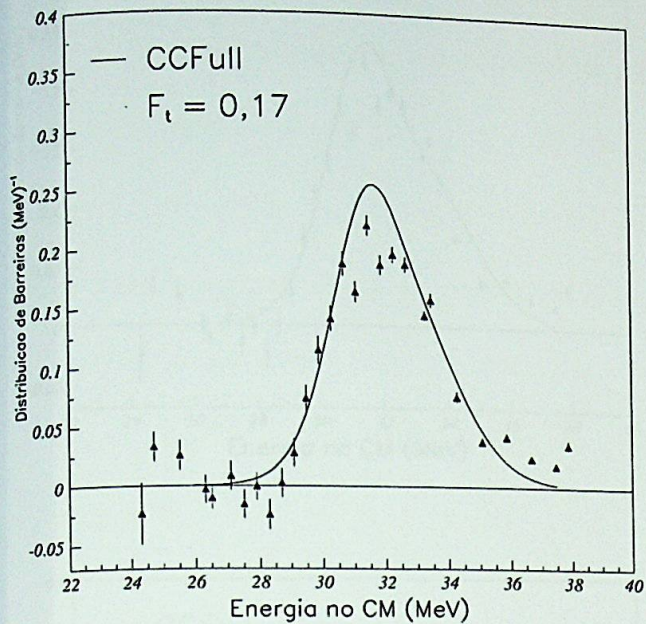


Fig. 4.10- Cálculo de canais acoplados para o sistema  $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$  incluindo o estado vibracional de quadrupolo e a captura de um próton ( $Q = -5.52$  MeV) para quatro diferentes fatores de acoplamento.



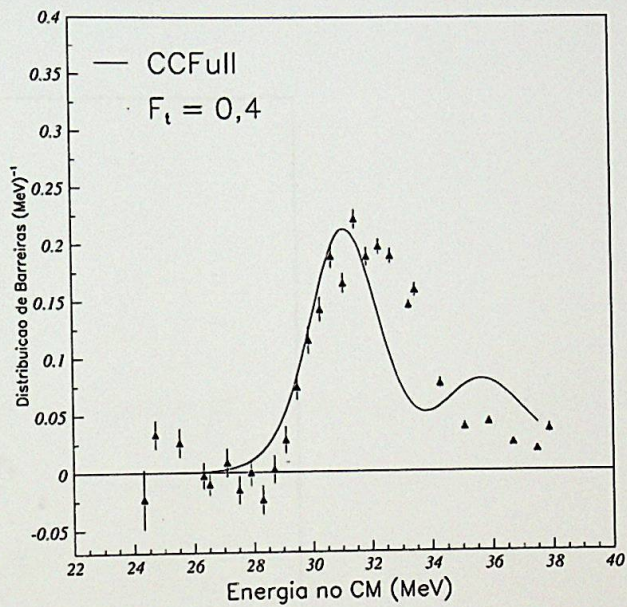
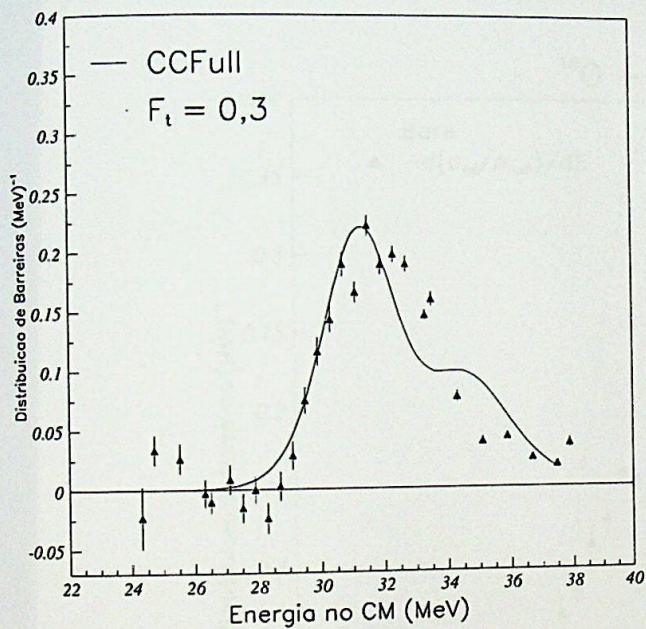
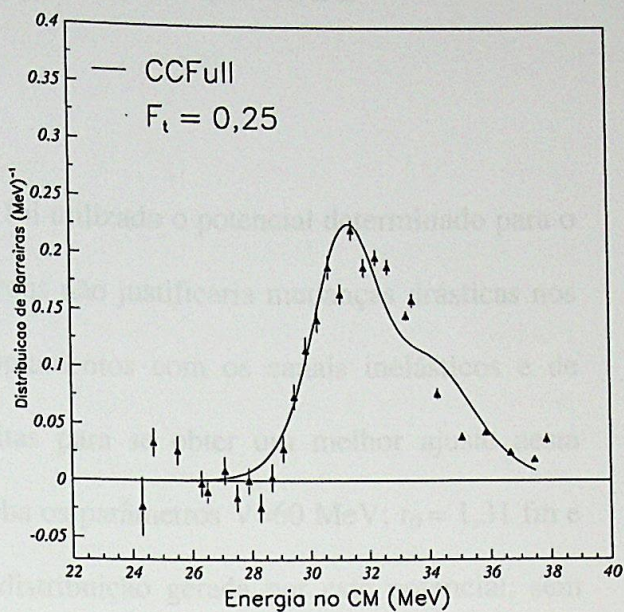
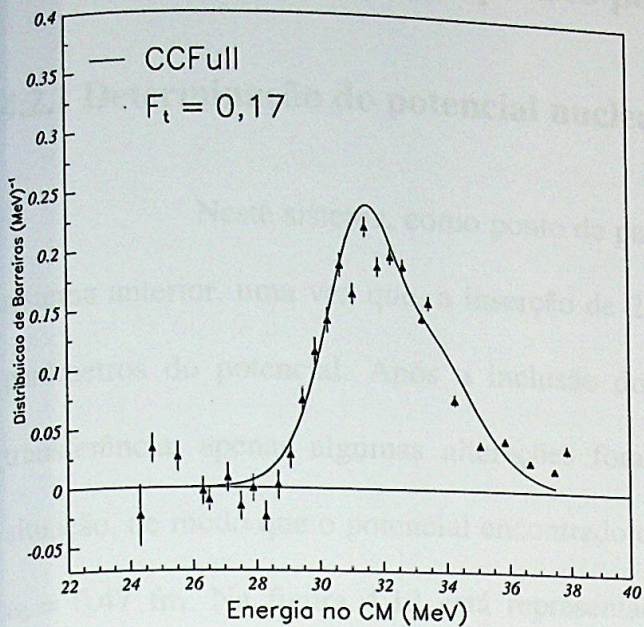


Fig. 4.11- Cálculo de canais acoplados para o sistema  $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$  incluindo o estado vibracional de quadrupolo e a captura de uma partícula  $\alpha$  ( $Q = -1,05$  MeV) para quatro diferentes fatores de acoplamento.

## 4.2 Cálculo de canais acoplados para o sistema $^{18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$

### 4.2.1 Determinação do potencial nuclear

Neste sistema, como ponto de partida, foi utilizado o potencial determinado para o sistema anterior, uma vez que, a inserção de 2 nêutrons não justificaria mudanças drásticas nos parâmetros do potencial. Após a inclusão dos acoplamentos com os canais inelásticos e de transferência, apenas algumas alterações foram feitas para se obter um melhor ajuste nesta situação, de modo que o potencial encontrado continha os parâmetros  $V=60$  MeV;  $r_0 = 1,31$  fm e  $a_0 = 0,47$  fm. Na figura 4.12 está representada a distribuição gerada por este potencial, sem acoplamentos.

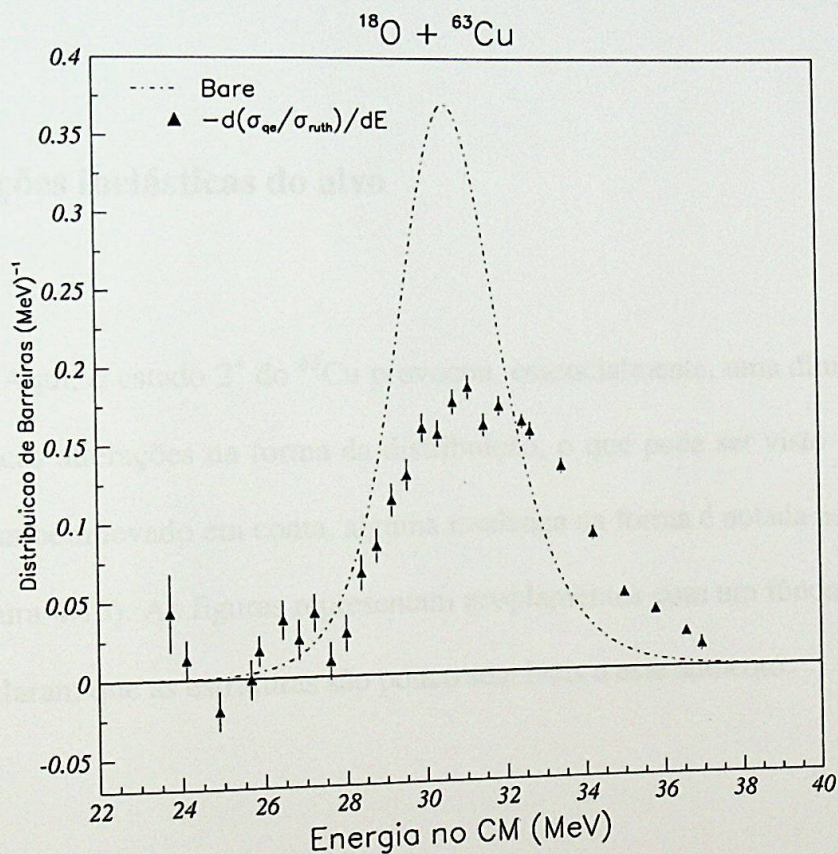


Fig. 4.12- Comparação da distribuição de barreiras experimentais com o cálculo do CCFULL sem acoplamentos com os parâmetros do potencial dados por:  $V = 60$  MeV;  $r_0 = 1,31$  fm e  $a_0 = 0,47$  fm.

## 4.2.2 Excitações inelásticas do projétil

O estado de vibração de quadrupolo do  $^{18}\text{O}$  (com  $E = 1,982 \text{ MeV}$ ,  $B(E2) = 0,004e^2b^2$  e  $\beta_2 = 0,355$  [52]) foi incluído e a figura 4.13 mostra que ele provoca uma alteração na forma da distribuição. O estado  $3^-$  também foi testado, mas separadamente, visto que o CCFULL só permite a inclusão de uma excitação de projétil de cada vez. O resultado deste acoplamento foi semelhante ao encontrado para o acoplamento com o mesmo estado do  $^{16}\text{O}$  no sistema anterior, um deslocamento na energia. O acoplamento destes canais com os demais (excitações do alvo e transferências) não proporcionou bons resultados e, portanto, nenhuma excitação inelástica do projétil foi considerada nos cálculos seguintes.

## 4.2.3 Excitações inelásticas do alvo

Aqui, o estado  $2^+$  do  $^{63}\text{Cu}$  provocou, essencialmente, uma diminuição da altura do pico, com poucas alterações na forma da distribuição, o que pode ser visto na figura 4.14. Se o estado  $3^-$  for também levado em conta, alguma mudança na forma é notada na região das energias mais altas (figura 4.15). As figuras representam acoplamentos com um fônon, testes com mais de um fônon revelaram que as estruturas são pouco sensíveis a este aumento.

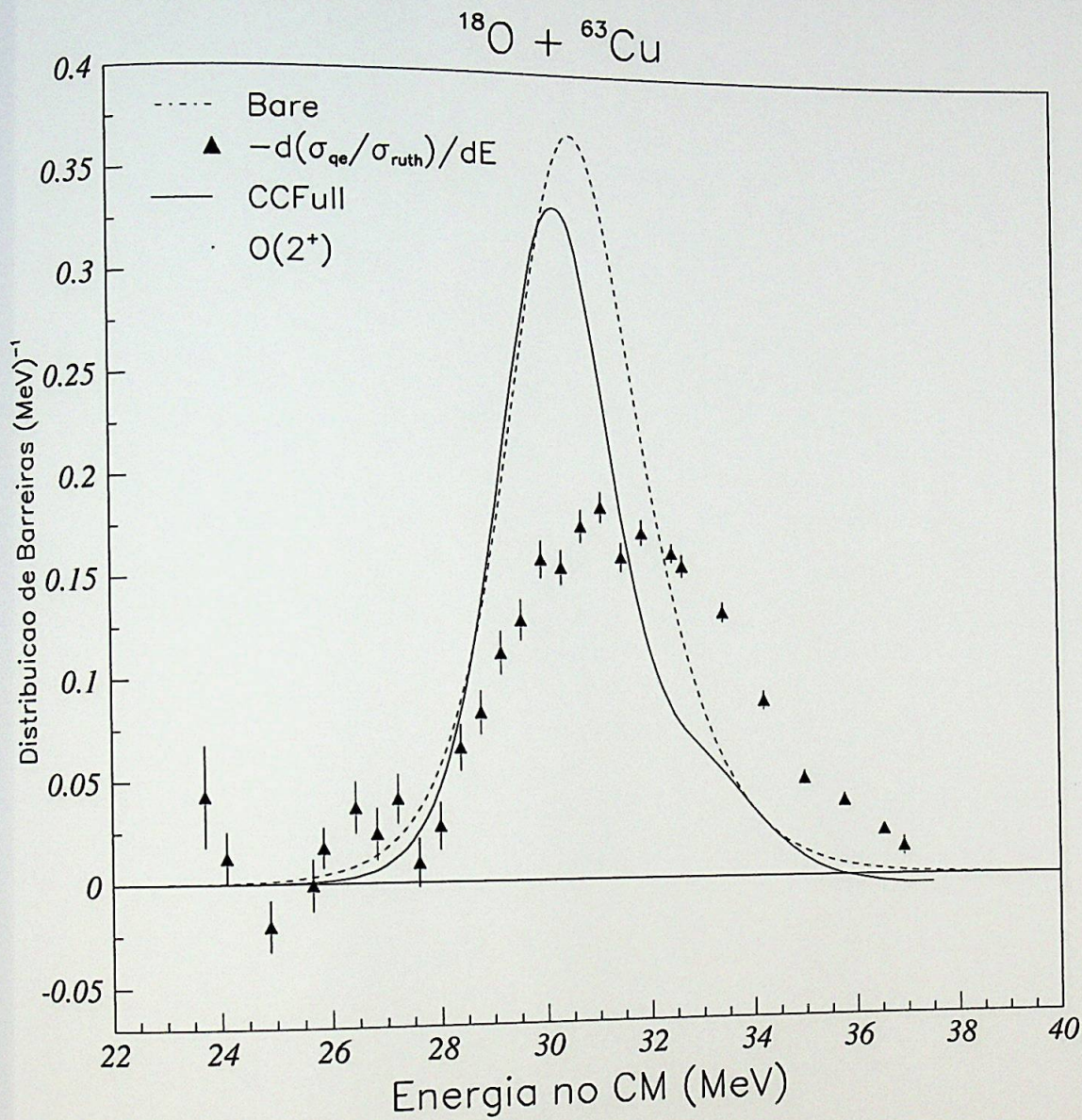


Fig 4.13- Cálculo de canais acoplados com excitação de quadrupolo do projétil.

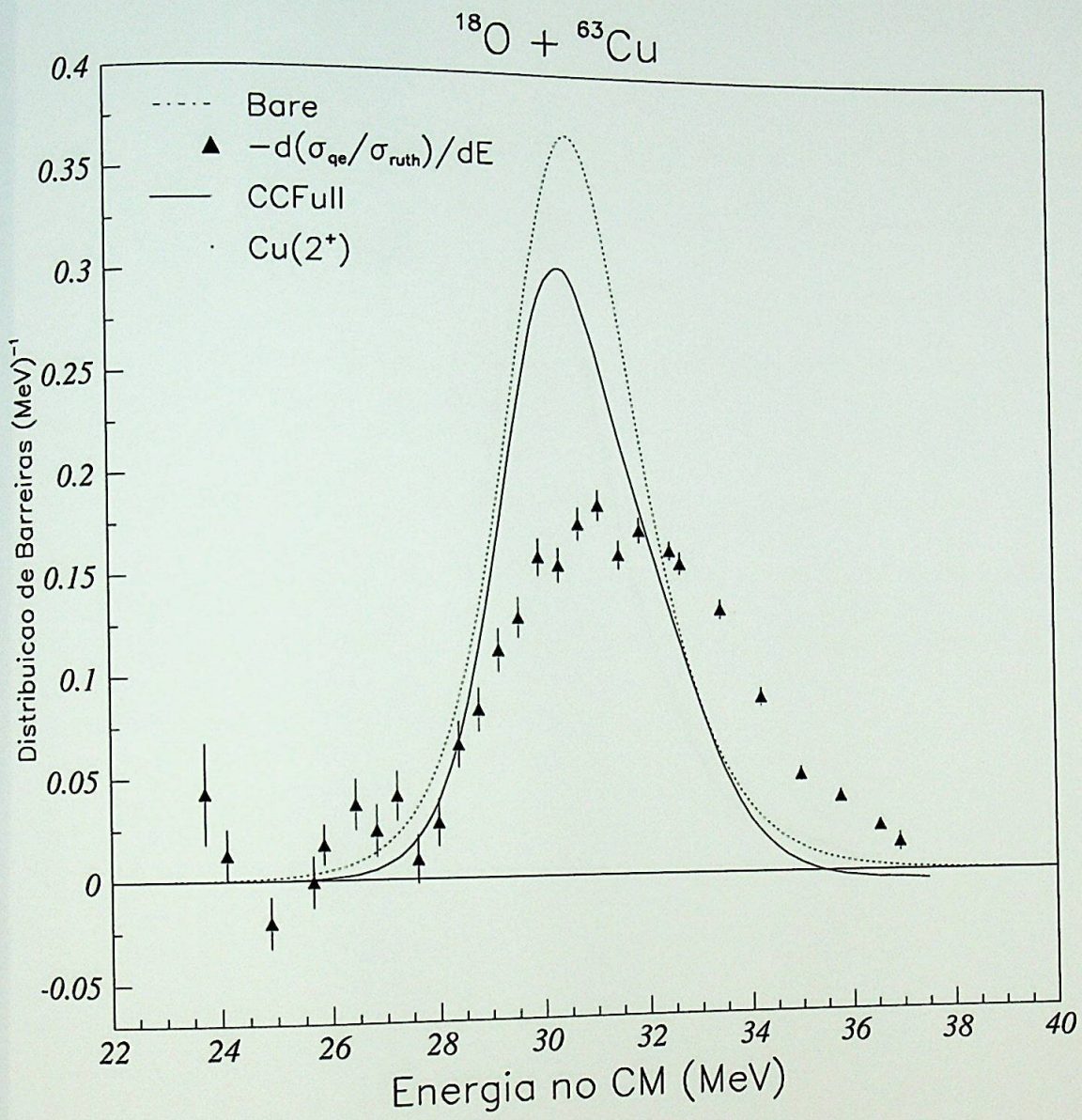


Fig. 4.14- Cálculo de canais acoplados com excitação de quadrupolo do alvo.

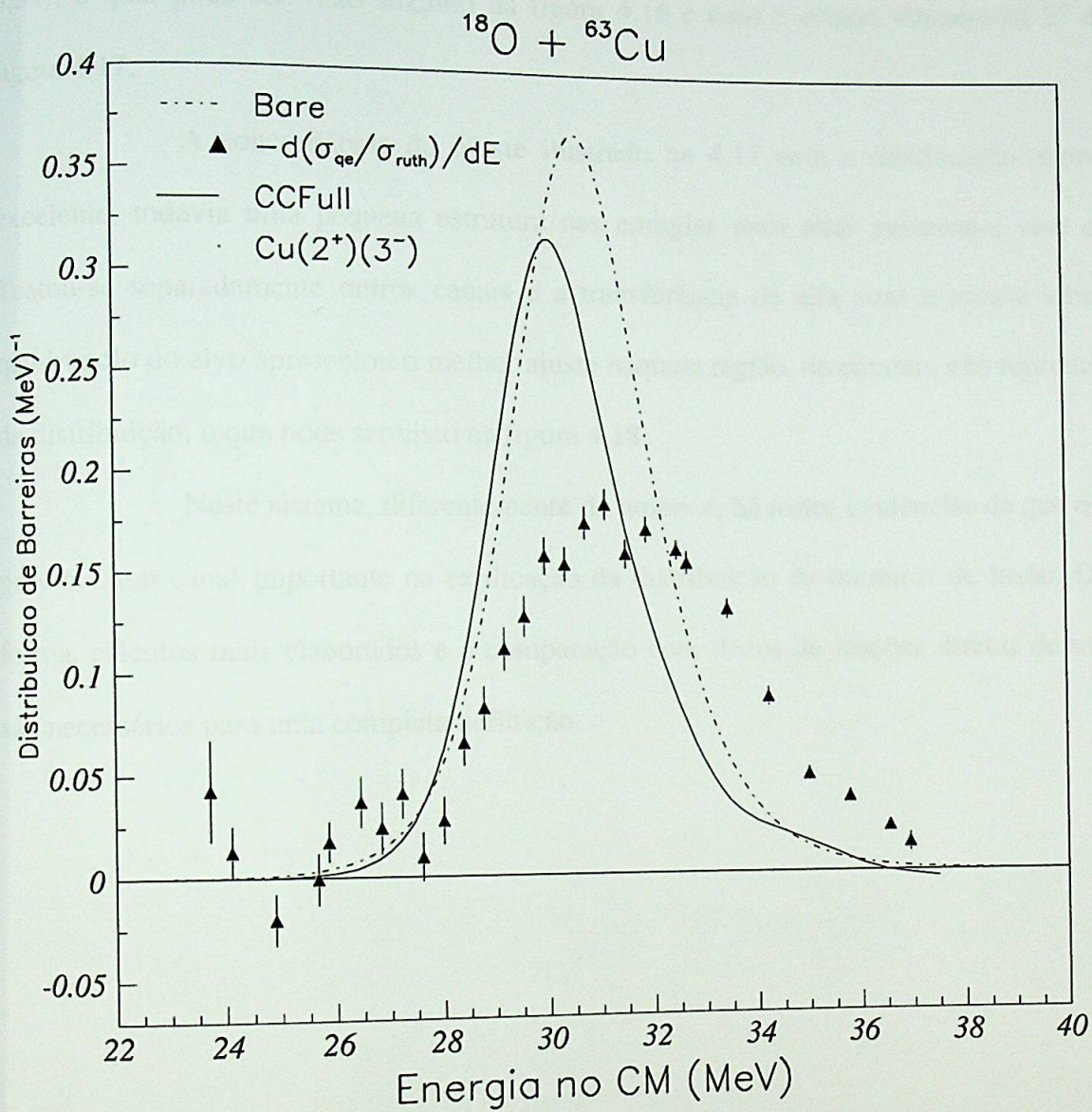


Fig. 4.15- Cálculo de canais acoplados com excitação de quadrupolo e octupolo do alvo.

#### 4.2.4 Transferências

Na tabela 4.2 estão listados os diversos Q de reação para o sistema  $^{18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ . Destes canais o que melhor ajustou a distribuição foi a captura de um próton (Q 1,87 MeV e  $F_t = 0,39$ ), o qual pode ser visto sozinho na figura 4.16 e com o estado vibracional  $2^+$  do alvo na figura 4.17.

A concordância do ajuste ilustrado na 4.17 com a distribuição experimental é excelente, todavia uma pequena estrutura nas energias mais altas permanece sem explicação. Testou-se separadamente outros canais e a transferência de alfa com o estado vibracional de quadrupolo do alvo apresentou o melhor ajuste naquela região, no entanto, não reproduziu o resto da distribuição, o que pode ser visto na figura 4.18.

Neste sistema, diferentemente do anterior, há fortes evidências de que o *pick-up* de próton é um canal importante na explicação da distribuição de barreiras de fusão. De qualquer forma, cálculos mais elaborados e a comparação com dados de reações diretas de transferência são necessários para uma completa definição.

$^{18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$		
<i>Stripping</i>		
		Q (MeV)
$^{63}\text{Cu}(18\text{O},17\text{O})^{64}\text{Cu}$	1n	-0,13
$^{63}\text{Cu}(18\text{O},16\text{O})^{65}\text{Cu}$	2n	5,64
$^{63}\text{Cu}(18\text{O},17\text{N})^{64}\text{Zn}$	1p	-8,23
$^{63}\text{Cu}(18\text{O},16\text{N})^{65}\text{Zn}$	1p+1n	-6,13
$^{63}\text{Cu}(18\text{O},15\text{N})^{66}\text{Zn}$	1p+2n	2,44
$^{63}\text{Cu}(18\text{O},14\text{N})^{67}\text{Zn}$	1p+3n	-1,34
$^{63}\text{Cu}(18\text{O},15\text{C})^{66}\text{Ga}$	2p+1n	-12,51
$^{63}\text{Cu}(18\text{O},14\text{C})^{67}\text{Ga}$	2p+2n	-2,5
<i>Pick-up</i>		
$^{63}\text{Cu}(18\text{O},19\text{O})^{62}\text{Cu}$	1n	-6,9
$^{63}\text{Cu}(18\text{O},20\text{O})^{61}\text{Cu}$	2n	-8,17
$^{63}\text{Cu}(18\text{O},19\text{F})^{62}\text{Ni}$	1p	1,87
$^{63}\text{Cu}(18\text{O},20\text{Ne})^{61}\text{Co}$	2p	3,585
$^{63}\text{Cu}(18\text{O},20\text{F})^{61}\text{Ni}$	1p+1n	-2,13
$^{63}\text{Cu}(18\text{O},21\text{F})^{60}\text{Ni}$	1p+2n	-1,84
$^{63}\text{Cu}(18\text{O},22\text{Ne})^{59}\text{Co}$	2p+2n	3,89
$^{63}\text{Cu}(18\text{O},21\text{Na})^{60}\text{Fe}$	3p	-2,77
$^{63}\text{Cu}(18\text{O},21\text{Ne})^{60}\text{Co}$	2p+1n	1,02

Tab. 4.2 Q de reação dos canais mais prováveis.



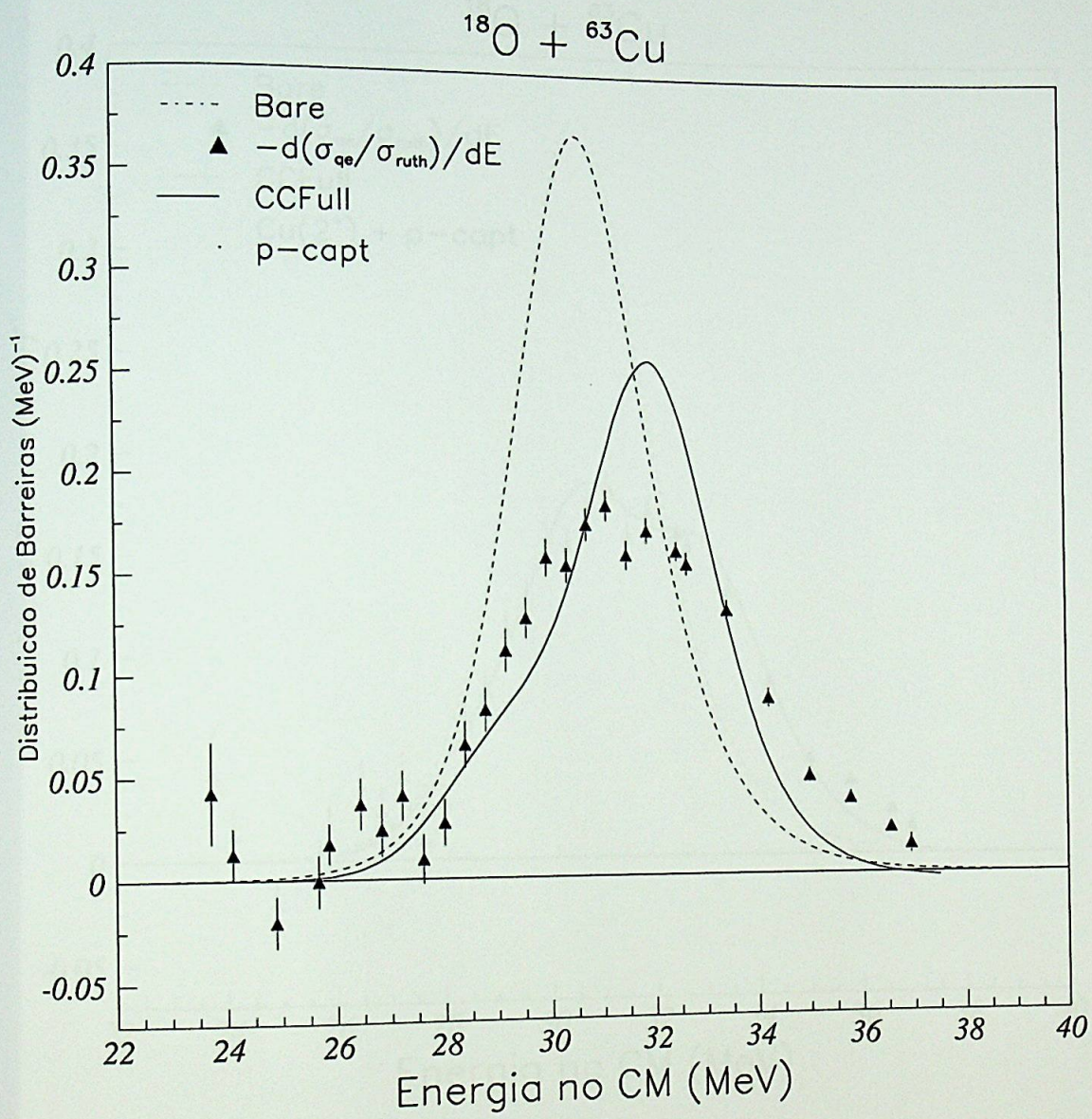


Fig. 4.16- Cálculo de canais acoplados incluindo apenas a captura de um próton.

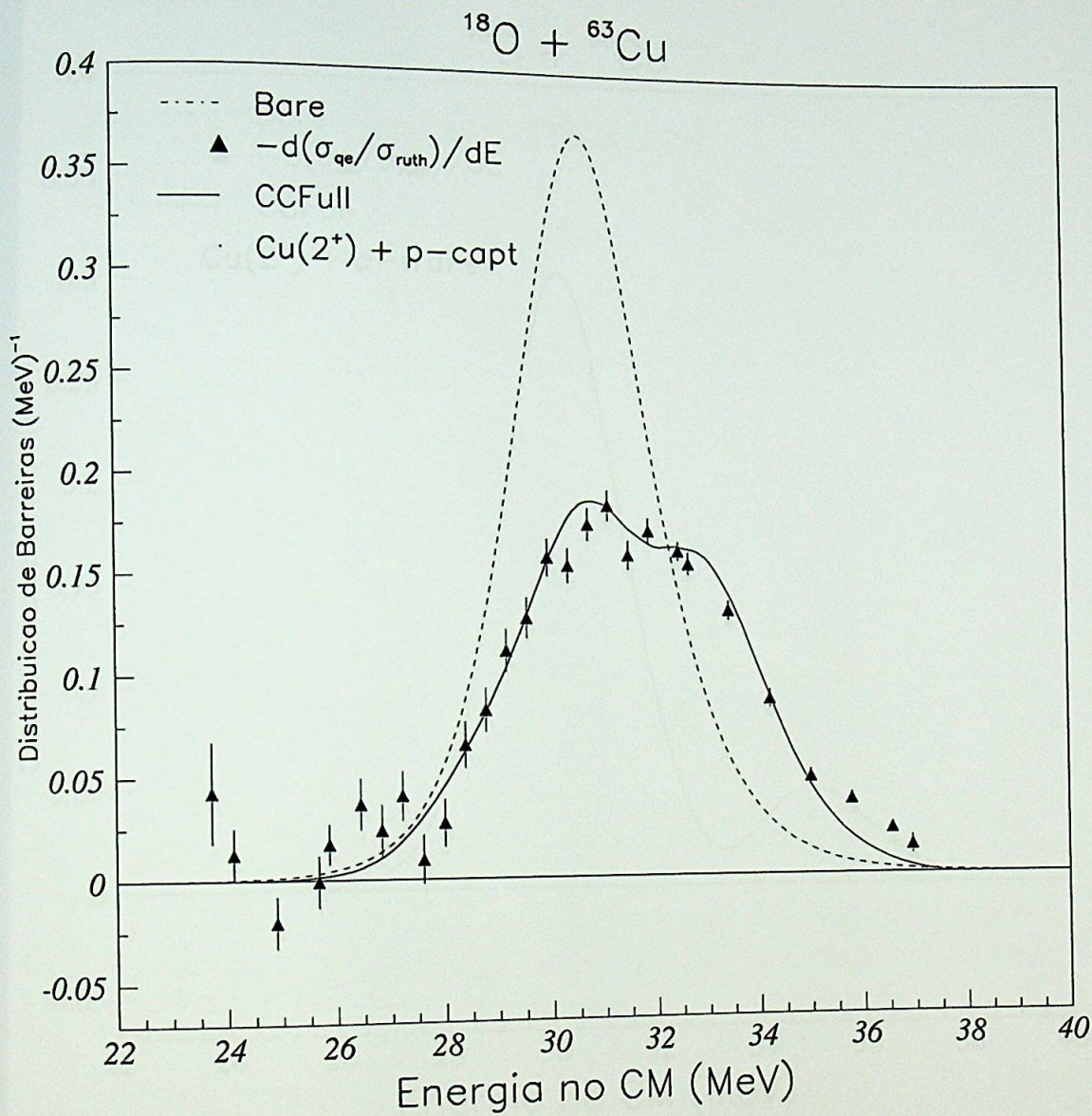


Fig. 4.17- Cálculo de canais acoplados incluindo o estado vibracional  $2^+$  do alvo e a captura de um próton.

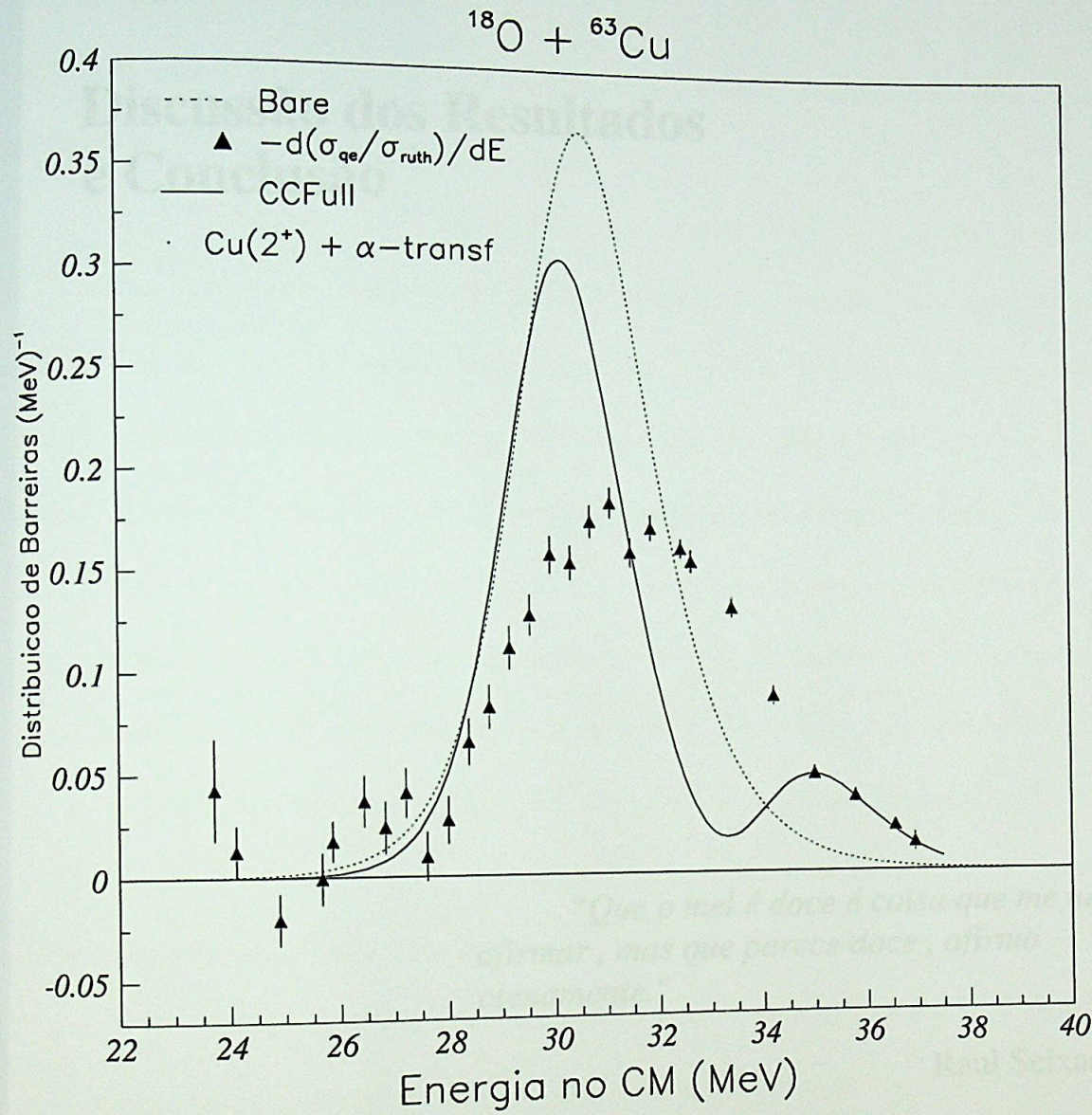


Fig. 4.18- Cálculo de canais acoplados incluindo o estado vibracional 2<sup>+</sup> do alvo e a transferência de partícula  $\alpha$ .

## Capítulo 5

# Discussão dos Resultados e Conclusão

*“Que o mel é doce é coisa que me nego a  
afirmar, mas que parece doce, afirmo  
plenamente.”*

Raul Seixas

## 5.1 Discussão dos resultados e conclusão

Neste trabalho, seções de choque do espalhamento quase-elástico para os sistemas  $^{16,18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$  foram medidas em energias próximas à barreira coulombiana. Destes dados foram extraídas as respectivas distribuições de barreiras de fusão, que, apesar do produto  $Z_1Z_2$  ser menor que 250 (232), apresentaram diferenças visíveis e revelaram algumas características peculiares nos dois sistemas.

No caso do  $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ , revelou-se que o canal inelástico de vibração de quadrupolo do  $^{63}\text{Cu}$  afeta fortemente a distribuição de barreiras de fusão. A excitação vibracional de octupolo também aparenta ser um canal importante para explicar a região bem acima da barreira coulombiana, mas a sua inclusão nos cálculos causa um deslocamento do pico principal em energia. Por último, a transferência de uma partícula  $\alpha$  igualmente influencia a distribuição nas energias mais altas e deve ser considerado nos cálculos. Embora a inclusão destes canais resulte em um bom ajuste da distribuição experimental, eles não são suficientes para explicar os dados, principalmente na região em torno da barreira, onde o abaixamento do pico principal permanece sem explicação. Para se obter informações adicionais a respeito deste sistema, é necessário um cálculo de canais acoplados mais sofisticado, que permita a inclusão de mais canais de reação simultaneamente, sem tantas aproximações.

Para o  $^{18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ , como no caso anterior, a excitação vibracional de quadrupolo do alvo também é um canal importante. Por outro lado, o resultado marcante, que não ocorre no caso anterior, é a influência significativa exercida pelo próton desemparelhado fora da camada fechada na estrutura da distribuição, sendo o canal de reação de captura de um próton essencial para o ajuste preciso dos dados. Aqui, assim como antes, a transferência de uma partícula  $\alpha$  pode ser

fundamental para se entender os dados na região de energias mais altas. Contudo, para se verificar esta hipótese, seria necessária uma análise que admitisse o acoplamento com mais de um canal de transferência, simultaneamente.

Finalmente, do ponto de vista experimental, será importante para a completa explicação destes sistemas medir as reações diretas de transferência e ajustá-las simultaneamente com a distribuição de barreiras.

## Referências

- [1] R. A. Broglia, C. H. Dasso, S. Landowne, A. Winther, Phys. Rev. C27 (1983) 2433.
- [2] W. Reisdorf et al., Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 1811.
- [3] M. Beckerman et al., Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 1472.
- [4] H. Esbensen, Nucl. Phys. A352 (1981) 147.
- [5] C. H. Dasso, S. Landowne, Nucl. Phys. A407 (1983) 221-232.
- [6] J. R. Leigh, M. Dasgupta, D. J. Hinde, J. C. Mein, C. R. Morton, R. C. Lemmon, J. P. Lestone, J. Newton, H. Timmers, J. X. Wei, N. Rowley, Phys. Rev. C52, Number 6, (1995).
- [7] A. T. Kruppa, P. Romain, M. Nagarajan, N. Rowley, Nucl. Phys. A560 (1993) 845-862.
- [8] R. C. Lemmon et al., Phys. Lett. B316 (1993) 32-37.
- [9] N. Rowley et al., Phys. Lett. B282 (1992) 276-280.
- [10] C. H. Dasso, S. Landowne, A. Winther, Nucl. Phys. A405 (1983) 381-396.

- [11] D. Ackermann, Acta Physica Polonica B26 (1995) 517-526.
- [12] N. Keeley et al., Nucl. Phys. A628 (1998) 1-16.
- [13] A. M. Stefanini et al., Phys. Rev. C62 (2000) 014601.
- [14] C. R. Morton, C. Berriman, M. Dasgupta, D. J. Hinde, J. O. Newton, K. Hagino, I. J. Thompson, Phys. Rev. C60 (1999) 044608.
- [15] P. H. Stelson, Phys. Lett. B205 (1988) 190-194.
- [16] M. Dasgupta et al., Nucl. Phys. A630 (1998) 78-91.
- [17] M. Dasgupta, D. J. Hinde, N. Rowley, A. M. Stefanini, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., (1998) 401-461.
- [18] N. Rowley, G. R. Satchler, P. H. Stelson, Phys. Lett. B254, number1, 2 (1991).
- [19] H. Timmers, J. R. Leigh, M. Dasgupta, D. J. Hinde, R. C. Lemmon, J. C. Mein, C. R. Morton, J. Newton, N. Rowley, Nucl. Phys. A584 (1995) 190-204.
- [20] N. Rowley, H. Timmers, J. R. Leigh, M. Dasgupta, D. J. Hinde, J. C. Mein, C. R. Morton, J. Newton, Phys. Lett. B373 (1996) 23-29.



- [21] H. Timmers, J. R. Leigh, M. Dasgupta, D. J. Hinde, R. C. Lemmon, J. C. Mein, C. R. Morton, J. Newton, N. Rowley, G. Montagnoli, F. Scarlassara, G.F.Segato, J. Phys.G: Nucl. Part. Phys. 23 (1997) 1175-1181.
- [22] R. F. Simões, D. S. Monteiro, L. K. Ono, A. M. Jacob, J. M. B. Shorto, N. Added, E. Crema, Phys. Lett. B527 (2002) 187-192.
- [23] H. Timmers, J. R. Leigh, M. Dasgupta, D. J. Hinde, R. C. Lemmon, J. C. Mein, C. R. Morton, J. Newton, N. Rowley, G. Montagnoli, F. Scarlassara, Nucl. Phys. A633 (1998) 421-445.
- [24] H. Timmers et al., Phys. Lett. B399 (1997) 35-39.
- [25] M. A. Nagarajan, N. Rowley, R. Lindsay, J. of Phys. G12 (1986) 529.
- [26] Cely Paula da Silva, Tese de Doutorado, IFUSP, (1996).
- [27] G. R. Satchler, M. A. Nagarajan, J. S. Lilley, I. J. Thompson, Ann. of Phys. 178 (1987) 110-143.
- [28] D. L. Hill, J. A. Wheeler, Phys. Rev. 89 (1953) 1102.
- [29] C. Y. Wong, Phys. Rev. Lett. 31 (1973) 766.
- [30] K. Hagino, N. Rowley, A. T. Kruppa, Comp. Phys. Comm. 123 (1999) 143-152.

- [31] M. A. Melkanoff, T. Sawada, J. Raynal, *Meth. Comput. Phys.* 6 (1966) 1.
- [32] R. Lindsay, N. Rowley, *J. Phys. G10* (1984) 805-822.
- [33] K. Hagino, N. Takigawa, A. B. Balantekin, J. R. Bennet, *Phys. Rev. C52* (1995) 286.
- [34] O. Tanimura, *Phys. Rev. C35* (1987) 1600.
- [35] C. H. Dasso, G. Pollarolo, *Phys. Lett. B155* (1985) 223.
- [36] C. H. Dasso, A. Vitturi, *Phys. Lett. B179* (1986) 337.
- [37] A. Bohr, B. R. Mottleson, ed: *Nuclear Structure vol. II* (Benjamin, Reading, MA, 1975) 359.
- [38] K. W. Ford, C. Levinson, *Phys. Rev.* 100, 1 (1955) 1.
- [39] M. Dasgupta et al., *Nucl. Phys. A539*(1992) 351-369.
- [40] A. Kerman, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.* 30 (1956) 15.
- [41] A. B. Balantekin, S. E. Konin, J. W. Negele, *Phys. Rev. C28* (1983) 1565-1569.
- [42] O. Sala, G. Spalek, *Nucl. Inst. and Meth.* 122 (1974) 213-225.

- [43] R. G. Herb, Nucl. Inst. and Meth. 122 (1974) 267-276.
- [44] D. Pereira, J. C. Acquadro, O. Sala, N. D. Vieira, Revista Brasileira de Física 8 (1978).
- [45] R. V. Ribas, Manual do VaxPak, IFUSP, (1994).
- [46] L. C. Vaz, J. M. Alexander, G. R. Satchler, Phys. Rep. 5 (1981) 373-399.
- [47] R. H. Spear, Atomic and Nuclear Data Tables 42 (1989) 55-104.
- [48] K. Hagino, N. Takigawa, M. Dasgupta, D. J. Hinde, J. R. Leigh, Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 2014.
- [49] H. Esbensen, J. Q. Wu, G. F. Bertsch, Nucl. Phys. A411 (1983) 275.
- [50] N. Takigawa, K. Hagino, M. Abe, A. B. Balantekin, Phys. Rev. C49 (1994) 2630.
- [51] K. Hagino, N. Takigawa, A. B. Balantekin, Phys. Rev. C56 (1997) 2104.
- [52] S. Raman et al., Atomic and Nuclear Data Tables 36 (1987) 1-96.