

Emerson José Vitorino de Barros
Paulo
Dirceu Pereira
Guilherme de Aguiar

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

ESTUDO EXPERIMENTAL DA DEPENDÊNCIA ISOTÓPICA NA FUSÃO NUCLEAR E
NO ESPALHAMENTO ELÁSTICO NOS SISTEMAS $^{16,18}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$

Luiz Carlos Chamon

Tese de doutoramento
apresentada ao Instituto de Física
da Universidade de São Paulo.



ORIENTADOR: Prof. Dr. Dirceu Pereira

São Paulo

1990

SBI-IFUSP



305M810T1724

539.764

C448e

D

e.1

FICHA CATALOGRÁFICA

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

Chamon, Luiz Carlos

Estudo experimental da dependência isotópica na fusão nuclear e no espalhamento elástico nos sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$.
São Paulo, 1990.

Tese (Doutorado) - Universidade de São Paulo. Instituto de Física. Departamento de Física Nuclear.

Área de Concentração: Física Nuclear.
Orientador: Prof^o Dr. Dirceu Pereira

Unitermos: 1.Fusão nuclear; 2.Espalhamento elástico; 3.Dependência isotópica; 4.Modelo ótico.

USP/IF/SBI - 10/90

ESTUDO EXPERIMENTAL DA DEPENDÊNCIA ISOTÓPICA NA FUSÃO NUCLEAR E
 NO ESPALHAMENTO ELÁSTICO NOS SISTEMAS $^{16,18}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$

Zn 63 38 m	Zn 64 48.6	Zn 65 244 d	Zn 66 27.9	Zn 67 4.1
Cu 62 10 m	Cu 63 69.2	Cu 64 13 h	Cu 65 30.8	Cu 66 5 m
Ni 61 1.1	Ni 62 3.6	Ni 63 100 a	Ni 64 0.9	Ni 65 2.5 h

-  Núcleos Estáveis (abundância natural)
-  Decaimento β^+ (meia-vida)
-  Decaimento β^- (meia-vida)
-  Decaimentos β^+ e β^- (meia-vida)

*Para Marisa, Regina e Fabricio
e também para Henrique e Norma*

RESUMO

Esse trabalho é baseado em medidas de fusão nuclear nos sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$ e em medidas de espalhamento elástico nos sistemas $^{16}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$. Esses dados foram obtidos entre $E_{\text{LAB}} = 39$ e 64 MeV, sendo que a barreira Coulombiana para esses sistemas situa-se em torno de $E_{\text{LAB}} \approx 42$ MeV.

Os dados de fusão, em energias ao redor da barreira Coulombiana, revelam significativas diferenças entre sistemas com ^{63}Cu e com ^{65}Cu como núcleos-alvos, em contraposição a uma insensibilidade em relação ao projétil. Mostramos que os modelos teóricos tradicionais não podem explicar esse comportamento.

Uma ampla análise de modelo ótico foi realizada com os dados de espalhamento elástico. Os potenciais óticos mostram uma fraca absorção superficial no sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ quando comparado ao sistema $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$. Baseado nesse fato é proposto um modelo teórico que explica os resultados experimentais tanto em relação ao espalhamento elástico como em relação à fusão nuclear. Tal modelo está fundamentado no incremento da absorção superficial devido aos dois nêutrons extras do ^{65}Cu (em relação ao ^{63}Cu).

A análise de funções de excitação de espalhamento elástico em ângulos trazeiros ($\vartheta_{\text{CH}} > 120^\circ$) no sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ mostra estruturas que podem ser associadas a ressonâncias em energia.

ABSTRACT

This work is based on nuclear fusion measurements for the systems $^{16,18}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$ and on elastic scattering measurements for the $^{16}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$ systems. The bombarding energies varied between 39 and 64 MeV, while the Coulomb barrier for these systems is situated around $E_{\text{LAB}} = 42$ MeV.

The fusion data, for energies near the Coulomb barrier, reveal significant differences between systems having ^{63}Cu and ^{65}Cu as target nuclei, as opposed to an insensitivity related to changes in the projectile. One shows that the traditional theoretical models do not explain this behavior.

A detailed optical model calculation was performed making use of the elastic scattering data. The optical potentials present a weak surface absorption for the $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ system when compared to the $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$ system. Considering this fact, a theoretical model is proposed which is able to explain the experimental results regarding the elastic scattering as well as the nuclear fusion. Such a model is based on the surface absorption enhancement due to the two extra neutrons of the ^{65}Cu (in comparison to the ^{63}Cu nuclei).

For the $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ system, the analysis of the excitation function for the elastic scattering at backward angles ($\vartheta_{\text{CM}} > 120^\circ$), show structures which can be associated to energy resonances.

ÍNDICE

I - INTRODUÇÃO.....	1
II - CONSIDERAÇÕES TEÓRICAS.....	6
II.1) O Modelo de Penetração de Barreira.....	6
II.2) Fusão SubCoulombiana.....	10
II.3) O Modelo Ótico.....	11
II.3.a) A Seção de Choque.....	12
II.3.b) O Potencial Ótico.....	14
II.3.c) A Anomalia de Limiar.....	15
II.4) O Modelo Ótico e a Fusão.....	17
III - PARTE EXPERIMENTAL.....	19
III.1) Medidas de Espalhamento Elástico.....	20
III.1.a) Câmara de Espalhamento.....	21
III.1.b) Eletrônica.....	22
III.1.c) A Obtenção da Seção de Choque de Espalhamento Elástico.....	23
III.1.d) Técnicas que Permitiram um Melhor Tratamento de Dados.....	27
III.1.d.1) Influência da Perda de Energia no Alvo na Resolução em Energia dos Espectros.....	30
III.1.d.2) A Posição Ideal do Alvo na Obtenção de Dados.....	35
III.1.d.3) A Recuperação de Antigos Espectros.....	35
III.2) Medidas de Fusão Nuclear.....	39
III.2.a) Câmara de Espalhamento.....	40
III.2.b) Eletrônica.....	43
III.2.c) A Seção de Choque de Fusão.....	45
III.2.d) Tratamento dos Dados.....	48
III.3) Resultados Experimentais.....	51
III.3.a) Distribuições Angulares de Fusão.....	51
III.3.b) Funções de Excitação de Fusão.....	52
III.3.c) Distribuições Angulares de Espalhamento Elástico.....	56
III.3.d) Funções de Excitação de Espalhamento Elástico....	66

IV - ANÁLISE DOS DADOS DE FUSÃO.....	68
IV.1) Distribuições Angulares.....	68
IV.2) Análise com Modelos Unidimensionais.....	70
IV.3) Comparação entre Dados de Fusão nos Sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$	74
IV.4) A Falha dos Modelos Teóricos Tradicionais.....	81
IV.4.a) Deformações Estáticas.....	81
IV.4.b) Deformações Dinâmicas.....	81
IV.4.c) Movimento de Ponto Zero.....	82
IV.4.d) Canais Acoplados.....	82
IV.5) Síntese.....	84
V - ANÁLISES DE MODELO ÓTICO.....	85
V.1) Análise Detalhada de uma Distribuição Angular.....	86
V.1.a) A Região de Sensibilidade do Potencial Ótico.....	87
V.1.b) A Importância da Difusividade Real para o Ajuste de Dados.....	90
V.1.c) O Teste de Notch.....	100
V.1.d) A Seção de Choque de Reação.....	101
V.2) Sistemas $^{16}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$: O Potencial Ótico na Região de Energia $39 \leq E_{\text{LAB}} \leq 64$ MeV.....	105
V.2.a) A Seção de Choque de Reação.....	106
V.2.b) O Ajuste de Dados Experimentais.....	110
V.2.c) A Geometria da Parte Real do Potencial.....	120
V.2.d) A Geometria da Parte Imaginária do Potencial.....	121
V.2.e) A Relação de Dispersão.....	123
V.3) Síntese.....	132
VI - UM MODELO TEÓRICO.....	134
VI.1) A Contribuição dos Nêutrons Superficiais para o Potencial Ótico.....	135
VI.2) O Potencial Ótico e a Fusão.....	140
VI.3) A Contribuição dos Nêutrons Superficiais para a Fusão.....	144
VII - A FUNÇÃO DE EXCITAÇÃO DE ESPALHAMENTO ELÁSTICO.....	146

VIII - CONCLUSÕES.....	154
APÊNDICE - Uma Expressão Analítica para a Análise de Ressonâncias em Energia.....	156
REFERÊNCIAS.....	163

I - INTRODUÇÃO

As colisões entre íons pesados permitem estudar reações envolvendo grandes momentos angulares em relativamente baixas energias, as quais são possíveis de obter em aceleradores de porte médio (tais como o acelerador Pelletron). Nos últimos anos, as pesquisas sobre reações entre íons pesados têm recebido um grande impulso; tal fato é devido à descoberta de fenômenos bastante interessantes, como, por exemplo, a grande discrepância entre dados experimentais de seção de choque de fusão, quando comparados à previsão dos modelos teóricos em regiões de energia abaixo da barreira Coulombiana (Va81).

Classicamente, a barreira Coulombiana funciona como um limite para as reações nucleares (fusão nuclear, transferência de núcleons, etc). Quanticamente, o fechamento dos canais de reação, na região de energia em torno da barreira Coulombiana, provoca um comportamento peculiar dos potenciais real e imaginário do modelo ótico. Esse comportamento é conhecido como anomalia de limiar e é estudado na teoria do modelo ótico através da relação conhecida como relação de dispersão (Fe58). É de esperar, portanto, que fenômenos interessantes ocorram nas colisões entre íons pesados em energias próximas da chamada barreira Coulombiana.

Nesse quadro se insere um plano de pesquisa que deu origem a esse trabalho. O plano consiste no estudo de reações nucleares de sistemas que têm em comum a soma das massas do projétil e do alvo, totalizando aproximadamente 80 u.m.a.. Nessa linha já foram obtidas medidas dos seguintes sistemas: $^{16}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$ (Si90); $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ (Si90); $^{12}\text{C} + ^{63,65}\text{Cu}$ (Ro87); além, é claro, dos sistemas que servem de base para esse trabalho, $^{16,18}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$. A região de energia em que os dados foram obtidos varia desde $E_{\text{LAB}} = 30$ a 72 MeV, tendo sido escolhida por estar próxima à barreira Coulombiana ($E_{\text{LAB}} \approx 42$ MeV) e por ser compatível com o acelerador do laboratório Pelletron.

Fazem parte desse estudo, medidas de fusão nuclear nos sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$ e de espalhamento elástico nos sistemas $^{16}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$. A essas medidas foram somados dados de fusão nuclear nos sistemas $^{16}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$ que já haviam sido obtidas anteriormente por nosso grupo (Pe89).

O primeiro trabalho experimental sobre espalhamento elástico nos sistemas $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ ($E_{\text{LAB}} = 40,42$ e 46 MeV) e $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$ ($E_{\text{LAB}} = 41$ e 46 MeV) foi escrito por um grupo de física nuclear (hoje extinto) da Universidade Estadual da Flórida (Wo78). Neste trabalho foi feito um ajuste de dados experimentais utilizando três tipos de potenciais óticos; todos têm como parte imaginária um potencial do tipo Woods-Saxon, diferindo quanto à parte real. Para essa última são utilizados um potencial derivado de um modelo adiabático, um "Double Folding" e um Woods-Saxon.

No trabalho da Flórida, mostra-se que o potencial "Double Folding" e o Woods-Saxon são equivalentes no ajuste de dados experimentais.

Devemos salientar que, ao compararmos dados de espalhamento elástico obtidos no Pelletron com os dados obtidos pelo grupo da Flórida, verificamos pequenas discrepâncias na seção de choque de espalhamento elástico, que indicavam uma diferença sistemática de algumas centenas de KeV entre dados de mesma energia nominal. Esse fato levou-nos a verificar a calibração em energia do Pelletron, a qual se revelou correta (Si90).

Dois outros trabalhos experimentais, realizados pelo nosso grupo, sobre os sistemas $^{16}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$ (Ra87, Pe89), contêm dados de espalhamento elástico, fusão nuclear e de transferência de núcleons. Seus principais resultados são os seguintes:

a) Medidas de Fusão Nuclear e de Transferência de Núcleons:

Mostram-se importantes diferenças entre os sistemas $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ e $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$ tanto em relação à fusão como em relação à transferência. A medida que a energia de bombardeio diminua, a seção de choque de transferência e a seção de choque de fusão para o sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ decrescem mais rapidamente que para o sistema $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$.

b) Medidas de Espalhamento Elástico: Foram feitas análises com

um potencial tipo Woods-Saxon com geometria fixa (utilizou-se a geometria sugerida pelo grupo da Flórida). Obteve-se bons ajustes dos dados no caso do sistema $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$; já em relação ao sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ parecia haver um comportamento atípico da seção de choque de espalhamento elástico em ângulos trazeiros. Esse comportamento atípico foi descrito introduzindo-se Pólos de Regge na matriz S, que foram interpretados como ressonâncias com pequenos valores de momento angular.

Os núcleos ^{63}Cu e ^{65}Cu têm uma simetria em relação à linha de estabilidade raramente encontrada na tabela periódica (a figura na contra-capa desse trabalho mostra claramente essa simetria). Por outro lado, como foi exposto acima, foram observadas importantes diferenças entre os sistemas $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$ e $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$. Esses fatos levaram-nos a ampliar nossos conhecimentos a respeito da dependência isotópica nos processos de fusão nuclear e de espalhamento elástico, utilizando, além dos isótopos $^{63,65}\text{Cu}$ como alvo, os isótopos $^{16,18}\text{O}$ como projétil. As principais etapas desse trabalho foram as seguintes:

1) Obtenção de Novos Dados de Fusão Nuclear: Obtivemos dados de fusão nos sistemas $^{18}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$ e complementamos os dados de fusão nos sistemas $^{16}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$. Tivemos por objetivo, verificar se o comportamento descrito no item "a" também era encontrado nos

sistemas $^{16}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$. Tal objetivo foi plenamente cumprido e observou-se uma independência do comportamento da fusão (depois de descontados efeitos geométricos) em relação ao projétil.

2) Identificação de Possíveis Ressonâncias: Para identificar possíveis ressonâncias previstas anteriormente (Ra87) no sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$, fizemos funções de excitação de espalhamento elástico em cinco ângulos trazeiros. As ressonâncias, como haviam sido propostas originalmente, não foram encontradas; obtivemos algumas estruturas nas funções de excitação, porém bem menores do que as previstas.

3) Obtenção de Novos Dados de Espalhamento Elástico: Ao compararmos dados de nossas funções de excitação de espalhamento elástico com dados das distribuições angulares do trabalho anterior (Ra87), encontramos algumas discrepâncias. Decidiu-se então, obter dados mais extensos e mais precisos (utilizando novas técnicas descritas no capítulo III) de espalhamento elástico nos sistemas $^{16}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$. Com esses dados foi feita uma ampla análise de modelo ótico.

No presente estudo, o capítulo II será dedicado à exposição das teorias sobre fusão nuclear e espalhamento elástico.

A parte experimental, incluindo algumas técnicas que possibilitaram a obtenção de dados com melhor acurácia, será objeto do terceiro capítulo.

No capítulo seguinte mostramos a análise dos dados de fusão. Verificaremos que os dados experimentais não se ajustam ao tratamento dado pelo modelo unidimensional de penetração de barreira. Mostraremos também, fortes efeitos isotópicos devidos ao núcleo alvo (através de um método que elimina as diferenças "geométricas"); veremos que os modelos teóricos tradicionais são incapazes de explicar tais efeitos.

No capítulo V, vamos expor as análises de modelo ótico feitas com as distribuições angulares de espalhamento elástico. Inicialmente, abordaremos uma única distribuição angular de maneira bastante completa; veremos que existe uma solução, bastante interessante, que praticamente não tem absorção na superfície do potencial ótico. Em seguida, com a análise de todo o conjunto de distribuições angulares, vamos mostrar que o potencial ótico só é bem definido quando se impõem certas restrições aos parâmetros geométricos; veremos também, que existe uma relativa transparência superficial no sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ quando comparado ao sistema $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$.

Com o objetivo de unificar as análises de modelo ótico com os fenômenos observados no estudo da fusão nuclear, será proposto, no capítulo VI, um pequeno modelo teórico.

O sétimo capítulo trata das funções de excitação de espalhamento elástico. Serão identificadas algumas estruturas, que têm possibilidade de serem ajustadas através de ressonâncias em energia.

Finalmente, o último capítulo será dedicado ao resumo das principais conclusões.

II - CONSIDERAÇÕES TEÓRICAS

A física nuclear de íons pesados compreende o estudo de todos os processos produzidos por reações nucleares, nas quais os núcleos participantes possuem números de massa $A \geq 6$. A solução exata de um problema desse porte passa pelo conhecimento completo da interação núcleon-núcleon e pela resolução quântica de um sistema de muitos corpos. Tal solução, aparentemente, está muito longe de ser alcançada.

Entretanto, uma das principais características das reações entre íons pesados é o pequeno comprimento de onda de de Broglie, quando comparado com as dimensões típicas que caracterizam a interação entre os núcleos. Essa propriedade permite que se aplique conceitos semi-clássicos na descrição dos processos de colisão.

O potencial médio de interação nuclear é obtido, ou através de teorias microscópicas (a partir da interação núcleon-núcleon), ou através de modelos macroscópicos, onde o potencial é construído de maneira fenomenológica.

Alguns modelos que proporcionam uma excelente "visualização" dos diferentes processos possíveis numa reação nuclear, utilizam conceitos semi-clássicos. Um deles, o de penetração de barreira, é muito utilizado para estudar o processo de fusão nuclear, e servirá como base para a análise dos dados de fusão desse trabalho.

Potenciais nucleares médios (em geral complexos), utilizados na teoria conhecida como Modelo Ótico, têm sua correspondente equação de Schrödinger resolvida por métodos de integração numérica. Esse tratamento será utilizado na análise dos dados de espalhamento elástico.

II.1) O MODELO DE PENETRAÇÃO DE BARREIRA

A maioria dos trabalhos sobre cálculos de seção de choque de

fusão faz uso do modelo de penetração de barreira. Esse modelo, em sua forma mais simples, considera que, durante a colisão (e antes da fusão), os núcleos mantêm seus graus de liberdade internos congelados. Dessa forma, o potencial de interação depende somente da distância entre os núcleos, e é chamado unidimensional.

Pode-se definir o potencial efetivo, dado por:

$$V_{ef}(r, \ell) = V_N(r) + V_C(r) + \frac{\ell(\ell+1)\hbar^2}{2\mu r^2} \quad (II.1)$$

onde: r = distância entre os centros dos núcleos;

$V_N(r)$ = potencial nuclear;

$V_C(r)$ = potencial Coulombiano;

μ = massa reduzida do sistema;

$\frac{\ell(\ell+1)\hbar^2}{2\mu r^2}$ = potencial centrífugo.

O máximo do potencial efetivo para $\ell=0$ é chamado altura da barreira Coulombiana (V_{B0}), ou simplesmente barreira Coulombiana; a sua correspondente distância (R_0) é chamada raio da barreira Coulombiana. Para uma onda ℓ qualquer, a altura da barreira ($V_{B\ell}$) e o raio da barreira (R_ℓ) são definidos analogamente.

A seção de choque de fusão pode ser expressa em função da soma de ondas parciais (Sc77):

$$\sigma_F(E) = \pi\lambda^2 \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) T_\ell(E) P_\ell(E) \quad (II.2)$$

onde: E é a energia no sistema de centro de massa;

λ é o comprimento de onda assintótico;

$T_\ell(E)$ é o coeficiente de transmissão da barreira da onda ℓ ;

$P_\ell(E)$ é a probabilidade de fusão para o onda penetrante.

A hipótese mais simples para os coeficientes de transmissão supõe que as trajetórias associadas a parâmetros de impacto onde existe contato entre as superfícies nucleares levam à fusão (modelo de corte abrupto), ou seja:

$$T_\ell(E) P_\ell(E) = \begin{cases} 1 & \text{para } \ell \leq \ell_{cr}(E) \\ 0 & \text{para } \ell > \ell_{cr}(E) \end{cases}$$

com $E = V_{B\ell_{cr}}^2$ por definição de $\ell_{cr}(E)$.

Se a energia é suficientemente alta para que $\ell_{cr}(E) \gg 1$, podemos escrever (Kr80):

$$\sigma_F(E) = \pi\lambda \left[\ell_{cr}(E) + 1 \right]^2 \approx \pi R_0^2 \left[1 - \frac{V_{B0}}{E} \right] \quad (\text{II.3})$$

Pela expressão (II.3) verificamos que $\sigma_F(E)$ tem um comportamento linear em função de E^{-1} , essa propriedade é frequentemente utilizada em estimativas dos parâmetros da barreira.

Um refinamento do modelo de corte abrupto consiste em efetivamente calcular os coeficientes de transmissão; dessa forma pode-se comparar previsões de diversos potenciais nucleares teóricos com os resultados experimentais.

Fazemos $P_\ell(E) = 1$, ou seja, se a barreira é ultrapassada a fusão é inevitável. Para o cálculo de $T_\ell(E)$ temos duas possibilidades.

A primeira possibilidade é utilizar uma aproximação semi-clássica através do método JWKB (Fr65):

$$T_\ell(E) = \frac{1}{1 + \exp[S_\ell(E)]} ; S_\ell(E) = 2 \int_{r_1}^{r_2} \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar} [V_{ef}(r, \ell) - E]} dr \quad (\text{II.4})$$

Nessa expressão, r_1 e r_2 são os pontos de retorno clássico.

A segunda possibilidade é a aproximação parabólica, na qual a barreira de potencial é substituída por uma barreira parabólica. O coeficiente de transmissão de uma barreira parabólica pode ser calculado de maneira exata (Hi53), através da expressão:

$$T_{\ell}(E) = \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{2\pi}{\hbar W_{\ell}} \left[V_{B\ell} - E\right]\right]} \quad (\text{II.5})$$

Nessa expressão W_{ℓ} está associada à curvatura da barreira.

$$W_{\ell} = \sqrt{\frac{1}{\mu} \left[\frac{d^2V(r, \ell)}{dr^2}\right]_{R_{\ell}}}$$

A aproximação parabólica é satisfatória para energias acima do topo da barreira. Em energias abaixo do topo o efeito da assimetria do potencial torna-se importante e, nesse caso, é preferível calcular os coeficientes de transmissão pelo método JWKB.

Baseado no método até aqui exposto, Wong propôs uma simplificação (Wo73) que permite obter a seção de choque de fusão através de uma expressão analítica. Sua hipótese principal é a de que os parâmetros que definem a barreira são aproximadamente independentes do momento angular.

$$R_{\ell} \approx R_0 ; W_{\ell} \approx W_0 ; V_{B\ell} \approx V_{B0} + \frac{\ell(\ell+1)\hbar^2}{2\mu R_{\ell}^2}$$

Nesse caso se obtém:

$$\sigma_F(E) = \frac{\hbar W_0}{2E} R_0^2 \ln\left\{1 + \exp\left[\frac{2\pi}{\hbar W_0} \left[E - V_{B0}\right]\right]\right\} \quad (\text{II.6})$$

As considerações anteriores dependem do conhecimento do potencial nuclear. Os potenciais mais utilizados na literatura são o potencial de proximidade (Bl77), KNS (Kr79), de Bass (Ba74) e o potencial de Wilczynsky (Wi78), baseados no modelo de gota líquida; o potencial de Ngô (Ng75a, Ng75b), baseado no formalismo de densidade de energia; e o potencial de Christensen e Winther (Ch76), obtido através de uma sistemática de medidas de espalhamento elástico.

II.2) FUSÃO SUB-COULOMBIANA

Apesar da grande variedade de potenciais unidimensionais teóricos, nenhum deles, sob o formalismo de penetração de barreira, conseguiu mostrar-se satisfatório em relação a fusão sub-Coulombiana.

Em 1981, Vaz e Alexander propuzeram um método (Va81) que introduzia um parâmetro livre (e ajustável) ΔR no raio de interação nuclear, método esse que conseguiu bons ajustes de dados experimentais na região de energia acima da barreira Coulombiana para a quase totalidade dos sistemas. As principais conclusões deste trabalho são as seguintes:

a) Os resultados obtidos pelo método são praticamente independentes do potencial utilizado desde que o parâmetro ΔR tenha sido otimizado no ajuste de dados experimentais.

b) A seção de choque de fusão é subestimada em energias sub-Coulombianas e a diferença entre os dados experimentais e o cálculo teórico é tanto maior quanto mais "pesado" for o sistema.

c) Definindo os parâmetros r_{ef} e r_{of} segundo as equações (II.7), obteve-se uma sistemática para o comportamento médio de tais parâmetros, representado pelas equações (II.8) e (II.9).

$$r_{ef} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{V_{B0} \left[A_1^{1/3} + A_2^{1/3} \right]} ; \quad r_{of} = \frac{R_0}{A_1^{1/3} + A_2^{1/3}} \quad (\text{II.7})$$

$$r_{ef} = 2.2951 - 0.2966 \log_{10} \left[Z_1 Z_2 \right] \quad (\text{fm}) \quad (\text{II.8})$$

$$r_{of} = 2.0513 - 0.2455 \log_{10} \left[Z_1 Z_2 \right] \quad (\text{fm}) \quad (\text{II.9})$$

Desde que foi descoberta, a falha do modelo unidimensional de penetração de barreira em descrever a seção de choque de fusão em energias sub-Coulombianas foi creditada a outros graus de liberdade (além da distância entre os núcleos), os quais seriam importantes nessa região de energia. Surgiram então, tratamentos que incluíam esses novos graus de liberdade; alguns autores propuzeram a introdução de deformações estáticas (St81, St80), deformações dinâmicas (Ag85), movimento de ponto zero (Es81), etc.

Um formalismo alternativo para o tratamento da fusão sub-Coulombiana é o cálculo de canais acoplados, no qual, em princípio, todos os graus de liberdade podem ser considerados. Na prática, porém, a solução exata do cálculo de canais acoplados é impossível de ser alcançada (ao menos atualmente); assim sendo, sempre são introduzidas simplificações nesse cálculo (por exemplo Da83a e Da83b,), de forma que se possam resolver as equações acopladas de maneira aproximada.

II.3) O MODELO ÓTICO

O modelo ótico é largamente utilizado pelos físicos nucleares, sendo que existe vasta literatura tratando desse assunto. Obviamente, uma descrição teórica completa não faz parte dos objetivos desse trabalho; assim sendo, vamos mostrar, resumidamente, os pontos principais dessa teoria.

II.3.a) A Seção de Choque

Vamos considerar a colisão entre dois núcleos que têm números de carga e massa Z_1, A_1 e Z_2, A_2 , na energia de centro de massa E .

A equação estacionária de Schrödinger é dada por:

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 \Psi(\vec{r}) + U(r)\Psi(\vec{r}) = E\Psi(\vec{r}) \quad (\text{II.10})$$

O potencial $U(r)$ pode ser decomposto como a soma de um termo de interação Coulombiana com um termo de interação nuclear.

$$U(r) = U_c(r) + U_N(r) \quad (\text{II.11})$$

Em geral, se considera o potencial Coulombiano como o potencial entre duas esferas homogeneamente carregadas.

$$U_c(r) = \begin{cases} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} & \text{para } r > R_c \\ \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_c} \left[3 - \frac{r^2}{R_c^2} \right] & \text{para } r \leq R_c \end{cases} \quad (\text{II.12})$$

A solução, quando consideramos $U_N(r)=0$, é uma onda distorcida que, devido à simetria esférica do potencial, pode ser expressa como uma soma de ondas parciais de momento angular ℓ h.

$$\Psi_c(\vec{r}) = \frac{1}{2kr} \sum_{\ell=0}^{\infty} \left[2\ell+1 \right] i^{\ell+1} \left[h_{\ell}^{-}(\eta, kr) - e^{2i\sigma_{\ell}} h_{\ell}^{+}(\eta, kr) \right] P_{\ell}(\cos\theta) \quad (\text{II.13})$$

$$\text{com } \begin{cases} k = \sqrt{\frac{2\mu E}{\hbar^2}} \\ \sigma_{\ell} = \text{deslocamentos de fase de Coulomb} \\ \eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar^2 k^2} \\ h^{-} \text{ e } h^{+} = \text{funções incidente e emergente de Coulomb (Me75)} \end{cases}$$

Quando incluímos um potencial nuclear central de curto alcance temos que, na região assintótica ($r \rightarrow \infty$), só a fase da parte emergente da função de onda é modificada.

$$\Psi(\vec{r}) = \Psi_c(\vec{r}) + \frac{\sqrt{\pi}}{kr} \sum_{\ell=0}^{\infty} [2\ell+1] i^{\ell+1} e^{2i\sigma_\ell} [1-S_\ell] h_\ell^+(\eta, kr) P_\ell(\cos\vartheta) \quad (\text{II.14})$$

Na expressão (II.14) S_ℓ são os elementos da matriz S dos deslocamentos de fase nuclear.

Finalmente, podemos obter a amplitude de espalhamento.

$$f(\vartheta) = f_c(\vartheta) + \frac{1}{2k} \sum_{\ell=0}^{\infty} [2\ell+1] e^{2i\sigma_\ell} [1-S_\ell] P_\ell(\cos\vartheta) \quad (\text{II.15})$$

Em (II.15) $f_c(\vartheta)$ é a amplitude de espalhamento Coulombiano.

A seção de choque diferencial é dada por:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\vartheta)|^2 \quad (\text{II.16})$$

No caso em que $U_N(r)=0$, obtemos a seção de choque de Rutherford:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R = |f_c(\vartheta)|^2 = \frac{\eta^2}{4k^2 \sin^4\left(\frac{\vartheta}{2}\right)} \quad (\text{II.17})$$

Podemos encontrar a seção de choque de reação através da seguinte expressão:

$$\sigma_R = \frac{\pi}{k^2} \sum_{\ell=0}^{\infty} [2\ell+1] [1 - |S_\ell|^2] \quad (\text{II.18})$$

II.3.b) O Potencial Ótico

Como foi mencionado anteriormente, a solução exata para uma colisão entre íons pesados passa pela resolução quântica de um sistema de muitos corpos; nesse caso, deve-se resolver um conjunto de equações acopladas onde, além do canal elástico, temos que considerar todos os canais de reação.

Com o objetivo de obter uma única equação desacoplada para o canal elástico, Feshbach (Fe62, Fe58) mostrou que é possível obter um potencial para o espalhamento elástico (chamado Potencial Ótico), o qual é necessariamente complexo, sendo que a parte imaginária do potencial deve dar conta da absorção do fluxo de partículas do canal elástico para os canais de reação. A seção de choque de reação é relacionada ao valor esperado da parte imaginária do potencial ótico através da expressão (Hu84):

$$\sigma_R = \frac{2\mu}{\hbar^2 k} \langle \Psi | W | \Psi \rangle \quad (\text{II.19})$$

Quase sempre, utilizam-se potenciais que dependem da distância entre os núcleos.

$$U_N(r) = V(r) + iW(r) \quad (\text{II.20})$$

Em grande parte das aplicações práticas, os potenciais óticos utilizados reproduzem a forma da distribuição da matéria nuclear (potencial de Woods-Saxon).

$$\left. \begin{aligned} V(r) &= -V_0 \left[1 + \exp\left(\frac{r-R_0}{A}\right) \right]^{-1} \\ W(r) &= -W_0 \left[1 + \exp\left(\frac{r-R_{I0}}{A_I}\right) \right]^{-1} \end{aligned} \right\} \quad (\text{II.21})$$

$$\text{com: } R_0 = r_0 \left[A_1^{1/3} + A_2^{1/3} \right] \quad \text{e} \quad R_{I0} = r_{I0} \left[A_1^{1/3} + A_2^{1/3} \right]$$

Bastante utilizados também, são os potenciais tipo "Double Folding".

$$V(r) = \int d\vec{r}_1 \int d\vec{r}_2 \rho_1(r_1) \rho_2(r_2) v(|\vec{r} + \vec{r}_2 - \vec{r}_1|) \quad (\text{II.22})$$

Na expressão (II.22) ρ_1 e ρ_2 são as distribuições de densidade de massa dos dois núcleos e $v(r)$ descreve a interação núcleon-núcleon.

Em seu trabalho, Feshbach mostrou também que, a parte real e a parte imaginária do potencial ótico podem variar com a energia, no entanto, devem obedecer a uma relação, conhecida como relação de dispersão:

$$V(r, E) = V(r, E_s) - \frac{P}{\pi} \int \frac{W(r, E')}{E - E'} dE' \quad (\text{II.23})$$

Na expressão (II.23) E_s é uma energia de referência e P significa o valor principal da integral. A relação é válida para qualquer valor de r .

A relação de dispersão é análoga à relação de Kramers-Kronig da Ótica. Ela emerge naturalmente de uma teoria completamente microscópica da interação núcleon-núcleon (Ma85, Ma82). No caso da interação núcleo-núcleo, pode-se mostrar (Sa90) que a relação de dispersão é uma expressão da causalidade (nesse contexto, causalidade significa que a onda espalhada não pode deixar o alvo antes da chegada da onda incidente).

II.3.c) A Anomalia de Limiar

Para sistemas "pesados", o espalhamento elástico é sensível apenas à região superficial do potencial nuclear (Sa78); sob essas condições existem ambiguidades com relação aos parâmetros do

potencial ótico, tais ambiguidades foram primeiramente encontradas por Igo (Ig59) no espalhamento de partículas α . Posteriormente foi descoberto (Sa74b), que potenciais tipo Woods-Saxon com diferentes difusividades, quando utilizados no ajuste de dados experimentais de espalhamento elástico, cruzavam em um mesmo ponto, que ficou conhecido como raio de absorção forte. Esse raio é, então, o ponto em que existe menor ambiguidade com relação a intensidade da parte real do potencial.

Análises de dados de espalhamento elástico têm mostrado uma rápida variação do potencial ótico com a energia (Br90, Le89, Ab89, St87, Ma86, Na85, Fu85, Li85, Ba84), na região próxima da barreira Coulombiana; esse tipo de variação do potencial ótico ficou conhecido como anomalia de limiar.

Existem duas principais características da anomalia de limiar (Ma86). A intensidade da parte imaginária do potencial ótico, no raio de absorção forte, aumenta rapidamente com a energia até ultrapassar a barreira Coulombiana e, então, tende a saturar em um valor constante. Paralelamente, a parte real do potencial, nesse mesmo raio, tem uma variação em forma de "sino" (fig. II.1).

O comportamento da parte imaginária do potencial pode ser entendido qualitativamente, pelo fechamento dos canais de reação, em torno da barreira Coulombiana. O termo "anomalia" se refere à conduta, aparentemente inesperada, da parte real do potencial. No entanto, definido o comportamento da parte imaginária, a parte real do potencial deve obedecer à relação de dispersão (expressão II.23). A aplicação da relação de dispersão mostra que as características da parte imaginária e da parte real do potencial ótico são consistentes.

Um esquema foi proposto (Li68), onde a parte imaginária do potencial é representada por uma série de segmentos lineares, o qual tem a vantagem de dar uma forma analítica para a integral de dispersão. A figura II.1 mostra resultados de análises com potenciais óticos para o sistema $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$, as linhas cheias representam uma previsão utilizando o modelo comentado acima.

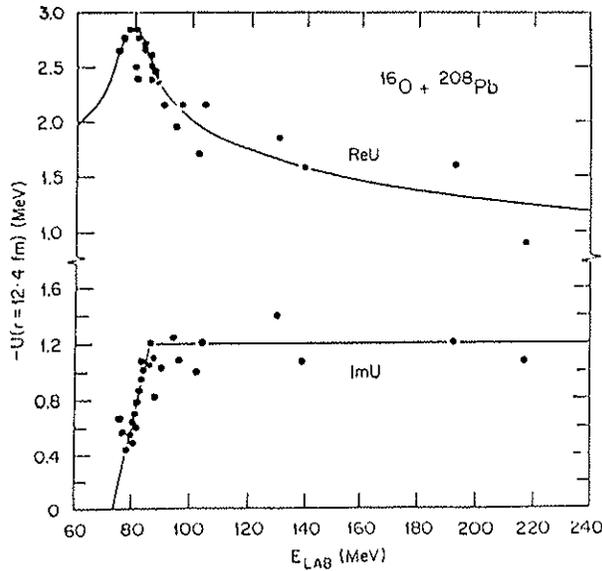


figura II.1: Valores do potencial real e imaginário em $r = 12.4$ fm para o sistema $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$. As linhas cheias representam ajustes para $W(E)$ e a curva correspondente para $V(E)$, obtida pelo uso da relação de dispersão. Figura obtida da referência Na85.

II.4) O MODELO ÓTICO E A FUSÃO

A parte imaginária do potencial ótico (W) é responsável pela perda de fluxo do canal elástico. Vamos considerar que a parte imaginária do potencial é a soma de uma parcela correspondente à fusão com uma outra parcela correspondente à não-fusão (que denominaremos reações diretas), conforme equação (II.24); tal procedimento pode ser formalmente justificado (Ud85, Hu84).

$$W = W_F + W_D \quad (\text{II.24})$$

Em analogia à expressão (II.19), podemos calcular a seção de choque de fusão através da expressão (II.25).

$$\sigma_F = \frac{2\mu}{\hbar^2 k} \langle \Psi | W_F | \Psi \rangle \quad (\text{II.25})$$

É importante observar que, na expressão (II.25), Ψ é a função de onda de espalhamento elástico, ou seja, é a solução da equação de Schrödinger para o potencial ótico total (utilizando W).

Um modelo interessante (K186, Ud85, Ud84), propõe o cálculo de seções de choque de fusão através de um potencial ótico de fusão, no qual W_F é truncado em um raio R_F , como segue:

$$W_F(r) = \begin{cases} W(r) & \text{para } r < R_F \\ 0 & \text{para } r \geq R_F \end{cases} \quad \text{com } R_F = r_F \left[A_1^{1/3} + A_2^{1/3} \right] \quad (\text{II.26})$$

O ajuste de dados de diversos sistemas mostrou que r_F varia de 1.4 a 1.5 fm, ou seja, a fusão estaria ocorrendo em regiões bastante superficiais.

A relação de dispersão também pode ser aplicada para os canais não-elásticos (Sa87). Algumas evidências de variação dos potenciais óticos foram observadas para espalhamento inelástico (Li90, Di89, Bi86) e reações de transferência (Th88). Existem tentativas de explicar os fenômenos associados à fusão sub-Coulombiana como uma anomalia de limiar (Sa90).

III - PARTE EXPERIMENTAL

As medidas apresentadas nesse trabalho foram obtidas no acelerador Pelletron da Universidade de São Paulo (Sa74). A figura III.1 mostra, esquematicamente, a constituição do acelerador.

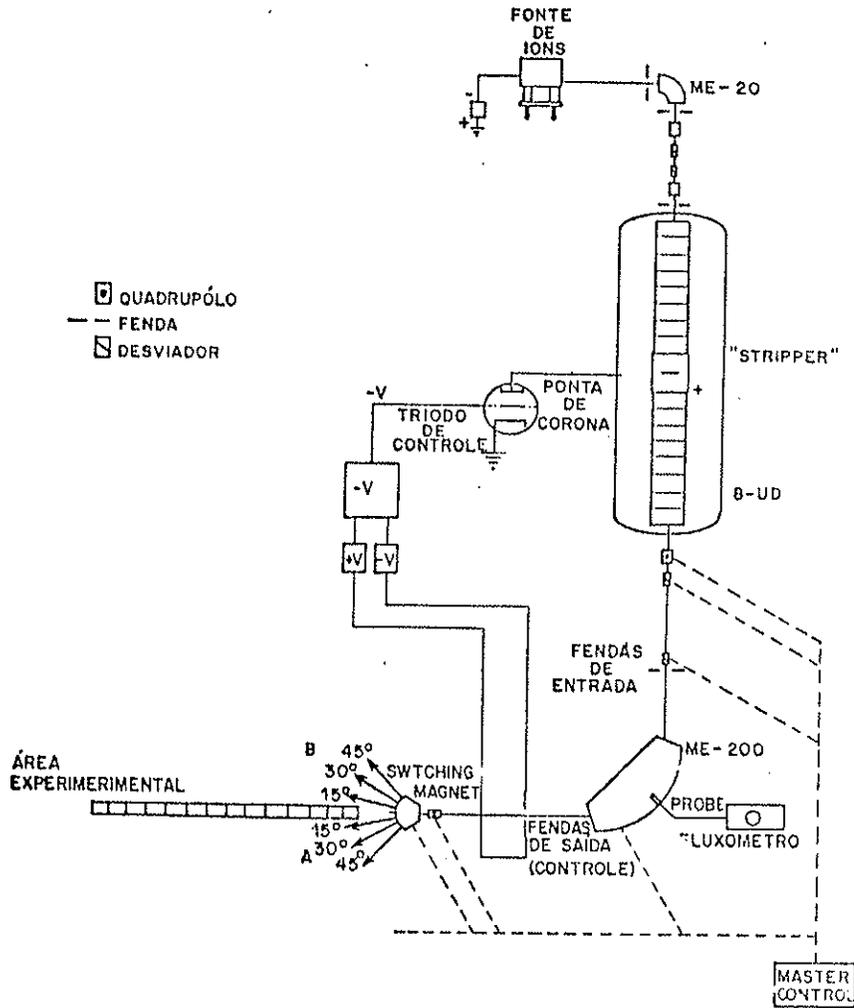


figura III.1 - Esquema do acelerador Pelletron

Para a obtenção dos feixes ^{16}O e ^{18}O foi utilizada uma fonte de extração direta, "Duoplasmatron" (La65), de onde é extraído o feixe ionizado negativamente que é analisado no ímã ME-20 e injetado no acelerador.

O feixe é acelerado em dois estágios. No primeiro, adquire uma energia $V \cdot e$, onde V é o potencial de carga do acelerador. Em seguida ocorre a troca do estado de carga no "stripper" (folha de carbono com espessura aproximada de $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) e o feixe é novamente acelerado recebendo agora uma energia $Z_C \cdot V \cdot e$, onde Z_C é estado de carga do íon emergente do "stripper". Assim sendo, a energia total será: $E_T = (Z_C + 1)V_e + V_E e$, onde V_E é o potencial de extração da fonte de íons.

A seleção da energia é feita através do ímã ME-200. Um sinal elétrico gerado por diferença de corrente nas fendas imagem do ímã analisador ME-200, permite o controle automático do potencial no terminal de carga do acelerador, obtendo-se assim, uma estabilidade em energia de 0.05 % .

Finalmente, o feixe é defletido pela ação de um outro eletroímã ("switching-magnet") que o dirige para a canalização a ser utilizada na experiência.

Utilizamos alvos de ^{63}Cu e ^{65}Cu com espessura entre 30 e $120 \mu\text{g}/\text{cm}^2$; foram obtidos no laboratório de alvos do Pelletron, através da técnica de evaporação do pó do isótopo correspondente (Ap75). Sobre alguns desses alvos foi evaporada uma pequena quantidade de ^{197}Au (aproximadamente $5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$). As medidas de fusão foram feitas com os alvos mais grossos, sem a camada de ouro; já as medidas de espalhamento elástico foram obtidas com os alvos mais finos, com a camada de ouro.

III.1) MEDIDAS DE ESPALHAMENTO ELÁSTICO

Vamos descrever o equipamento utilizado nas medidas de espalhamento elástico e algumas técnicas que facilitaram a análise dos dados.

III.1.a) Câmara de Espalhamento

Utilizamos a câmara de espalhamento localizada na canalização 30°B (fig. III.2). Essa câmara é de forma cilíndrica com 1 m de diâmetro e 30 cm de altura. Possui um prato giratório onde são montados os detectores. No centro localiza-se a torre de alvos. A definição da geometria do feixe é feita por dois conjuntos de colimadores colocados na entrada da câmara, obtendo-se, no alvo, uma imagem do feixe aproximadamente circular com 2 mm de diâmetro.

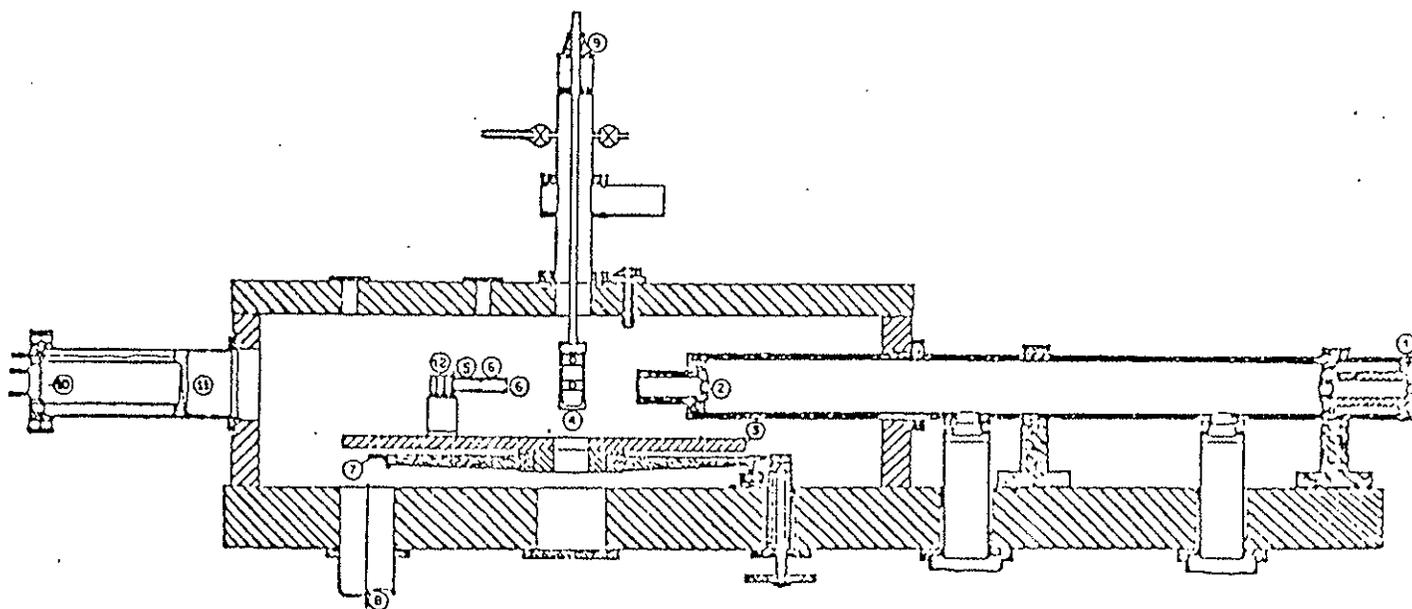


figura III.2 - Corte vertical da câmara de espalhamento. 1 e 2) Fendas para definição do feixe. 3) Prato giratório. 4) Porta-alvos. 5 e 6) Colimadores dos detectores. 7) Escala graduada para leitura do ângulo de observação. 8) Saída para o sistema de vácuo. 9) Escala para leitura do ângulo definido pela direção do feixe e do alvo. 10) Copo de Faraday coletor de feixe. 11) Supressão eletrônica. 12) Detectores de barreira de superfície.

A figura III.3 mostra o suporte de detectores que é montado sobre o prato giratório. Na maioria das medidas foram utilizados, simultaneamente, nove detectores de barreira de superfície, com espessuras entre 50 e 150 μm . Os detectores têm, entre si, um

espaçamento angular de 5° . Esse tipo de montagem foi utilizado nas nossas medidas de distribuições angulares de espalhamento elástico. As funções de excitação de espalhamento elástico (que são anteriores as distribuições angulares) foram obtidas com um arranjo semelhante, porém com outro suporte que só permite a montagem de cinco detectores.

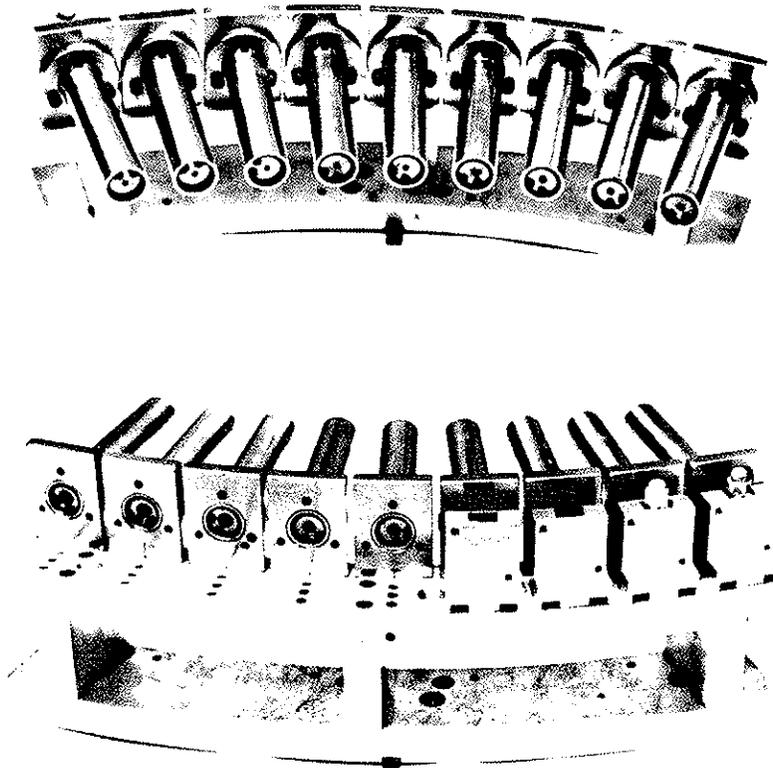


figura III.3 - Vistas frontal e trazeira do suporte de detectores. Quatro (de um total de nove) porta-detectores estão montados. Também podemos observar os colimadores dianteiros e trazeiros. Para uma descrição detalhada veja dissertação de mestrado de E.S.Rossi Jr. (a ser publicada).

III.1.b) Eletrônica

A eletrônica utilizada na aquisição de dados de espalhamento elástico é bastante simples (fig. III.4).

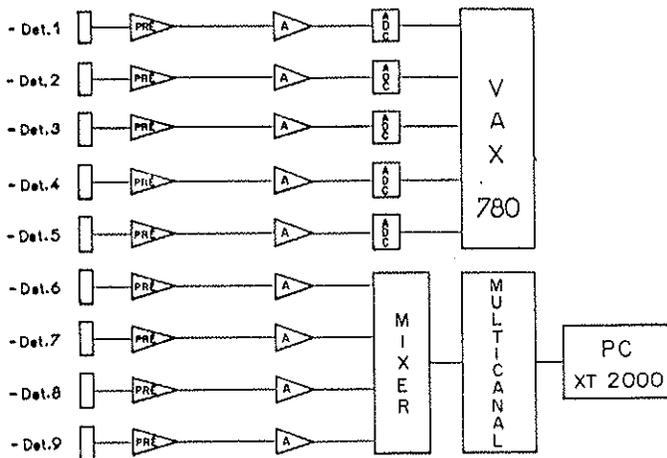


figura III.4 - Eletrônica utilizada na aquisição de dados de espalhamento elástico.

Os pulsos provenientes dos cinco primeiros detectores, depois de amplificados, são analisados em conversores análogo-digitais (ADC) e armazenados no computador VAX-780.

Os pulsos provenientes dos quatro últimos detectores passam pelo módulo "MIXER" e são enviados para a conversão análogo-digital no multicanal "NORTHERN-1000".

Acompanha cada pulso um sinal lógico que identifica o detector, endereçando-o a quatro áreas de 1024 canais. Os espectros do multicanal são transferidos para o micro-computador PC-XT2000 e são guardados em disquetes.

III.1.c) A Obtenção da Seção de Choque de Espalhamento Elástico

Nesse item vamos apresentar a forma pela qual foi calculada a seção de choque diferencial de espalhamento elástico. Vamos utilizar as notações abaixo:

- M_p e Z_p = números de massa e de carga do projétil (^{16}O);
- M_x e Z_x = números de massa e de carga do alvo ($^{63,65}Cu$ ou ^{197}Au);
- $\Delta\Omega$ = ângulo sólido proporcionado pelo sistema de detecção;
- I = número de partículas incidentes;
- σ_x = seção de choque diferencial de espalhamento elástico no sistema de centro de massa;
- σ_{xR} = seção de choque diferencial de Rutherford;
- Y_x = contagens do pico elástico;

ϵ_X = número de centros espalhadores por unidade de área;
 f_X = fator de transformação da seção de choque diferencial do sistema de centro de massa para o sistema de laboratório;
 ϑ_{LAB} = ângulo de espalhamento no sistema de laboratório;
 ϑ_{CM_X} = ângulo de espalhamento no sistema de centro de massa;
 E_{CM_X} = energia no sistema de centro de massa.

O índice X é representativo do sistema que está sendo considerado. Como o projétil é sempre ^{16}O , o índice X está ligado ao alvo (^{63}Cu , ^{65}Cu ou ^{197}Au); por exemplo, E_{CM}^{Au} significa a energia de centro de massa considerando o sistema $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$.

Como exposto anteriormente, nossos alvos de cobre foram recobertos com uma fina camada de ouro. Essa camada possibilita a normalização dos dados sem o uso de um detector monitor.

Pela definição de seção de choque diferencial, temos:

$$Y_{Cu} = \sigma_{Cu} \epsilon_{Cu} I \Delta\Omega f_{Cu} \quad (\text{III.1})$$

$$Y_{Au} = \sigma_{Au} \epsilon_{Au} I \Delta\Omega f_{Au} \quad (\text{III.2})$$

Dividindo-se essas equações, obtemos:

$$\sigma_{Cu} = \frac{Y_{Cu}}{Y_{Au}} \frac{\epsilon_{Cu}}{\epsilon_{Au}} \frac{f_{Cu}}{f_{Au}} \sigma_{Au} \quad (\text{III.3})$$

Como as energias que nós trabalhamos foram muito inferiores à barreira Coulombiana do sistema $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ (aproximadamente 90 MeV), podemos, com excelente aproximação, substituir a seção de choque de espalhamento elástico σ_{Au} pela seção de choque de Rutherford σ_{Au_R} :

$$\sigma_{Cu} = \frac{Y_{Cu}}{Y_{Au}} \frac{\epsilon_{Cu}}{\epsilon_{Au}} \frac{f_{Cu}}{f_{Au}} \sigma_{Au_R} \quad (\text{III.4})$$

Dividindo-se essa última expressão pela seção de choque de Rutherford do cobre, temos:

$$\frac{\sigma_{Cu}}{\sigma_{Cu_R}} = \frac{Y_{Cu}}{Y_{Au}} \frac{\epsilon_{Cu}}{\epsilon_{Au}} \frac{f_{Cu}}{f_{Au}} \frac{\sigma_{Au_R}}{\sigma_{Cu_R}} \quad (III.5)$$

A seção de choque de Rutherford é dada pela fórmula:

$$\sigma_{X_R} = \left[\frac{Z_X Z_P e^2}{4 E_{CM_X}} \right] \frac{1}{\text{sen}^4 \left[\frac{\vartheta_{CM_X}}{2} \right]} \quad (III.6)$$

Levando a expressão (III.6) na expressão (III.5), obtemos finalmente:

$$\frac{\sigma_{Cu}}{\sigma_{Cu_R}} = K R(\vartheta) \frac{Y_{Cu}}{Y_{Au}} \quad (III.7)$$

$$\text{onde: } K = \left[\frac{Z_{Au} E_{CM_{Cu}}}{Z_{Cu} E_{CM_{Au}}} \right] \frac{\epsilon_{Au}}{\epsilon_{Cu}} ; R(\vartheta) = \frac{f_{Au}}{f_{Cu}} \frac{\text{sen}^4 \left[\frac{\vartheta_{CM_{Cu}}}{2} \right]}{\text{sen}^4 \left[\frac{\vartheta_{CM_{Au}}}{2} \right]}$$

Pode-se mostrar que os fatores de transformação são dados por:

$$f_X = \frac{\left[M_X + M_P \right]^2}{M_X M_P \sqrt{\left[M_X / M_P \right]^2 - \text{sen}^2 \vartheta_{LAB}}} \left[1 - \frac{2 M_X M_P}{\left[M_X + M_P \right]^2} \left[1 - \cos \vartheta_{CM} \right] \right]$$

O fator $R(\vartheta)$ depende unicamente do ângulo de laboratório e do sistema que está sendo analisado ($^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ ou $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$). Já a

constante K depende da relação entre as espessuras do ouro e do cobre; para cada alvo utilizado fizemos pelo menos uma medida em energia baixa e ângulo dianteiro, de forma que podemos fazer $\sigma_{Cu} / \sigma_{Cu_R} = 1$ na expressão (III.7), determinando, dessa maneira, o valor de K para esse alvo. Obtido o valor de K, o cálculo da seção de choque diferencial se reduz à aplicação da expressão (III.7).

Devemos observar que a utilização da camada de ouro (para efeito de normalização) ao invés do uso de monitor, elimina alguns possíveis erros sistemáticos, como, por exemplo, variação do ângulo sólido relativo entre detector e monitor, ou variação do tempo morto relativo entre detector e monitor na aquisição de dados. A utilidade do detector monitor fica restrita à verificação de possíveis problemas, como quebra ou evaporação do alvo (em nossas medidas nunca observamos evaporação do alvo).

A expressão (III.7) depende da relação entre a espessura do cobre e do ouro; essa relação depende, por sua vez, da homogeneidade com que o alvo é fabricado. Nos nossos períodos de máquina nunca se observou uma variação maior que 1 % na relação Cu-Au.

Para efeito do cálculo da incerteza da seção de choque de espalhamento elástico utilizamos a expressão:

$$\frac{\sigma_{Cu}}{\sigma_{Cu_R}} = \frac{\sigma_{Cu}}{\sigma_{Cu_R}} \sqrt{\left[\frac{\Delta Y_{Cu}}{Y_{Cu}}\right]^2 + \left[\frac{\Delta Y_{Au}}{Y_{Au}}\right]^2 + \eta^2} \quad (III.8)$$

onde: ΔY_{Cu} = incerteza estatística na contagem do pico de espalhamento em cobre = $\sqrt{Y_{Cu}}$;

ΔY_{Au} = incerteza estatística na contagem do pico de espalhamento em ouro = $\sqrt{Y_{Au}}$;

$\eta = 0.01$ = incerteza devido à variação da espessura do ouro em relação ao cobre (homogeneidade do alvo).

III.1.d) Técnicas que Permitiram um Melhor Tratamento de Dados

A figura III.5 mostra um espectro multicanal de espalhamento elástico. A ordenada fornece o número de eventos registrados para determinado canal, enquanto a abscissa fornece o canal, que nesse caso é um número proporcional à energia da partícula detectada. Esse espectro foi obtido pelo espalhamento de um feixe de ^{16}O na energia de laboratório de 64 MeV, incidente em um alvo de ^{65}Cu recoberto com uma fina película de ^{197}Au , no ângulo de laboratório de 40° . Podemos observar dois picos; o de energia mais alta corresponde ao espalhamento do ^{16}O pelo ^{197}Au , o de energia mais baixa corresponde ao espalhamento do ^{16}O pelo ^{65}Cu . As energias desses dois picos são facilmente obtidas através da cinemática do espalhamento elástico, podemos, assim, obter uma calibração em energia do espectro. Em geral, tivemos uma calibração de aproximadamente 50 KeV por canal. Como esses picos têm cinco canais de largura, a resolução em energia é 250 KeV.

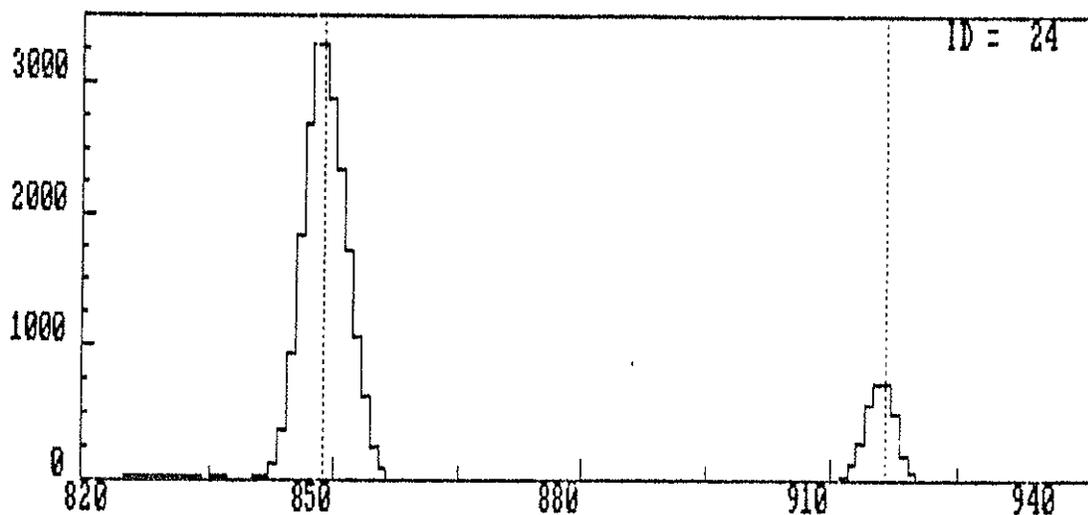


figura III.5 - Espectro de espalhamento elástico. As linhas tracejadas correspondem ao espalhamento do feixe de ^{16}O por ^{65}Cu e ^{197}Au do alvo.

A figura III.6 mostra o pico correspondente ao espalhamento em ^{65}Cu bastante ampliado. Podemos observar que existem diversos picos

menores ao lado do pico elástico, eles são resultado de processos que envolvem a excitação do alvo (^{65}Cu) ou do projétil (^{16}O), que passam do estado fundamental aos primeiros estados excitados. Na figura, as linhas pontilhadas correspondem à posição esperada para os cinco primeiros estados excitados do ^{65}Cu .

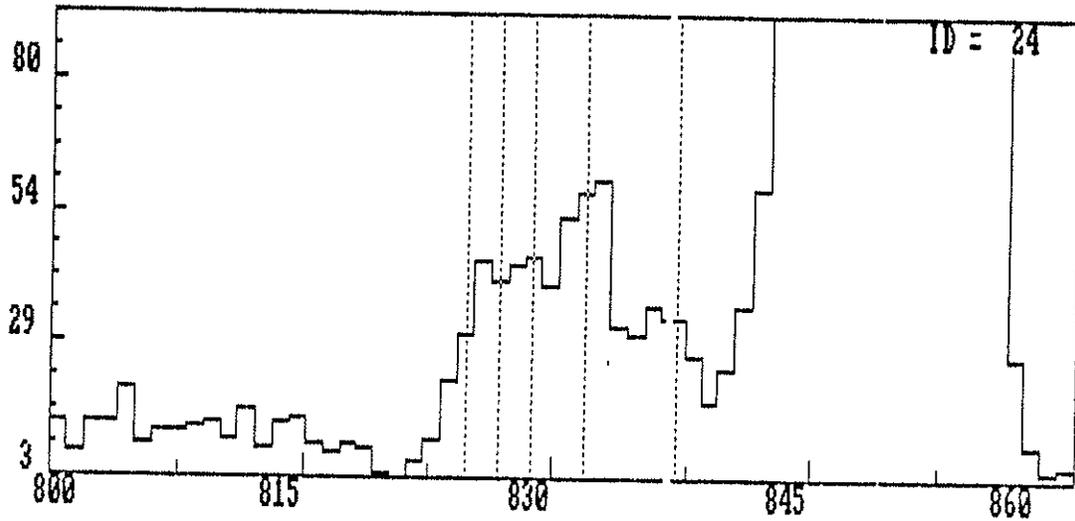


figura III.6 : Espectro de espalhamento elástico. As linhas tracejadas correspondem aos primeiros estados excitados do ^{65}Cu .

A tabela III.1 fornece a energia dos primeiros estados excitados dos núcleos analisados nesse trabalho. Como a nossa resolução é de 250 KeV o pico elástico é muito bem separado dos picos inelásticos.

núcleo \ estado	^{16}O	^{18}O	^{63}Cu	^{65}Cu
1 ^o	6.930	1.982	0.670	0.771
2 ^o	—	—	0.962	1.116
3 ^o	—	—	1.327	1.482
4 ^o	—	—	1.413	1.623
5 ^o	—	—	1.547	1.725

tabela III.1: Energias dos primeiros estados excitados (valores em MeV).

A figura III.7 mostra um espectro obtido pelo espalhamento de um feixe de ^{16}O em um alvo de ^{63}Cu , na energia de laboratório de 43.2 MeV e no ângulo de laboratório de 100° . A linha pontilhada mais à direita se refere à posição em que inicia o pico correspondente ao espalhamento elástico. As demais linhas pontilhadas correspondem ao espalhamento inelástico dos cinco primeiros estados excitados do ^{63}Cu . Fica clara a impossibilidade de separação entre o pico elástico e os picos inelásticos. A largura aparente do pico é de 1.2 MeV (24 canais)!

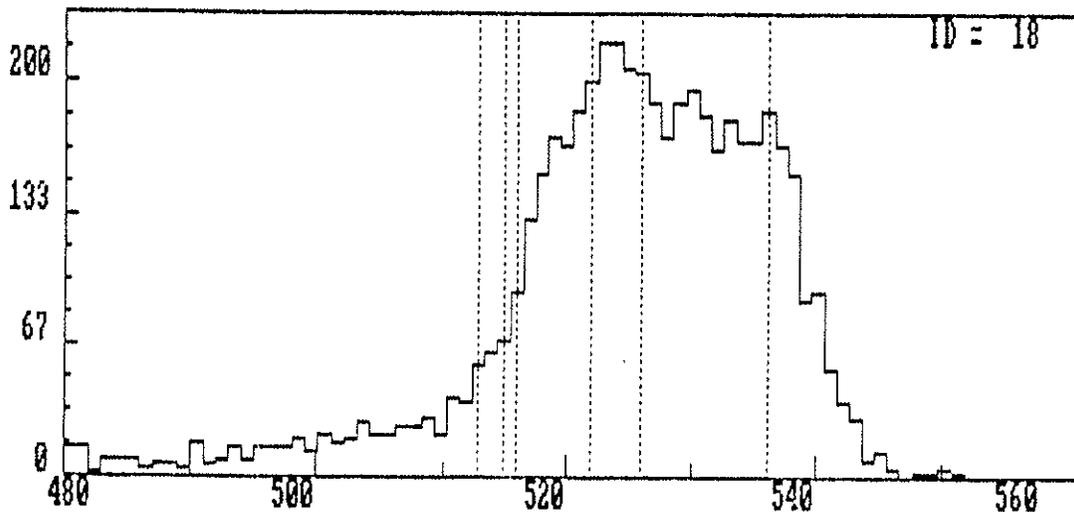


figura III.7 - Espectro de espalhamento no sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$. As linhas tracejadas correspondem ao espalhamento elástico e ao espalhamento inelástico com excitação dos primeiros estados do ^{63}Cu

Devemos observar que o espectro da figura III.7 não é representativo da maioria dos dados obtidos nesse trabalho; é, isso sim, um espectro do início das tomadas de dados, quando ainda não

havia sido desenvolvidas técnicas experimentais que possibilitaram a obtenção de dados de melhor qualidade.

Como foi exposto no item anterior, o cálculo da seção de choque de espalhamento elástico necessita da integral do pico elástico (número de eventos de espalhamento elástico); se não for possível separar o pico elástico dos picos inelásticos essa integral será afetada por um erro sistemático que, evidentemente, deve ser evitado. As técnicas necessárias a obtenção de melhores espectros só podem ser estabelecidas depois de entendermos a causa de tão diferentes resoluções como as apresentadas nas figuras III.5 e III.7.

III.1.d.1) *Influência da Perda de Energia no Alvo na Resolução em Energia dos Espectros*

Como veremos mais adiante, considerações sobre perda de energia no alvo serão fundamentais para explicar diferentes resoluções em energia.

Quando uma partícula (feixe) com energia inicial E_i percorre uma distância d em um material sólido (alvo), ocorrem diversas colisões com as moléculas que constituem esse material. Quase todas essas colisões afetam muito pouco a trajetória inicial (o ângulo de incidência permanece praticamente constante) e em cada uma delas a partícula perde uma pequena fração de sua energia.

Como essas colisões são de natureza aleatória, a partícula, após percorrer a distância d , terá uma energia final E_f , inferior à E_i , segundo uma distribuição de probabilidades como mostrado na figura III.8. A energia final estará em torno de uma energia média \bar{E}_f com um desvio padrão σ_E . A perda de energia média $\overline{\Delta E} = E_i - \bar{E}_f$ é diretamente proporcional à distância percorrida d ; o desvio padrão σ_E é proporcional à flutuação estatística do número de colisões, sendo proporcional assim, à $d^{1/2}$; a esse desvio padrão dá-se o nome de dispersão em energia ("stragglings").

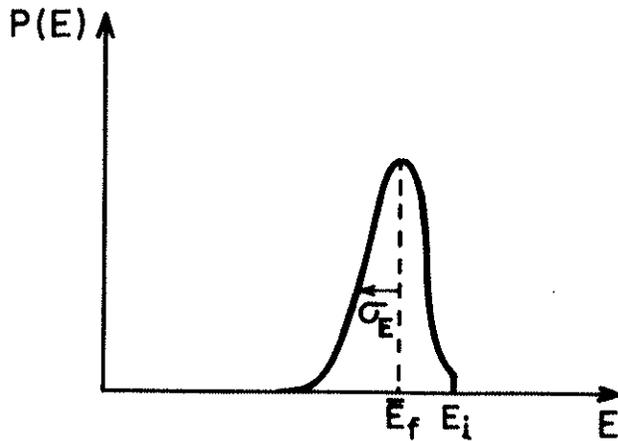
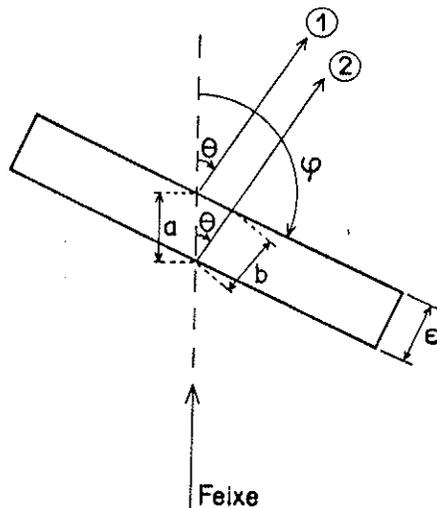


figura III.8 - Esquema mostrando a energia média e o "stragglng" de um feixe ao atravessar um alvo. P(E) é a probabilidade de encontrar uma partícula com energia E.

Vamos agora considerar o esquema da figura III.9. Um alvo de espessura ϵ faz um ângulo φ em relação à linha do feixe e colocamos

nosso detector no ângulo de observação θ . Basicamente, quatro fatores afetam a resolução em energia.



O feixe emerge do acelerador com uma resolução aproximada de 20 KeV; essa resolução não seria detectada em nosso espectro, pois, como mencionamos anteriormente, nossa calibração é de aproximadamente 50 KeV por canal, ou seja, todas as partículas detectadas estariam no mesmo canal do espectro.

figura III.9 - Esquema mostrando a posição relativa entre o feixe e o alvo.

Uma segunda contribuição é o alargamento cinemático. Por considerações cinemáticas pode-se mostrar que a energia da partícula espalhada elasticamente depende do ângulo de observação.

Como, na prática, todos os detectores têm uma certa abertura angular $\Delta\theta$, o alargamento cinemático é $\Delta E \approx \frac{dE}{d\theta} \Delta\theta$. Esse efeito sempre pode ser minimizado diminuindo-se os colimadores do detector. É possível demonstrar que o alargamento cinemático é máximo para ângulos próximos de $\theta_{CM} \approx 90^\circ$, em nosso caso esse valor máximo vale aproximadamente $\Delta E \approx 150 \text{ KeV}$.

Outra contribuição é o alargamento em energia devido ao "straggling", o qual não deve ser muito grande se a espessura ϵ não for excessiva.

Finalmente, temos a resolução intrínseca do detector e da eletrônica de aquisição de dados.

Como podemos ver pela figura III.5, esses quatro fatores somados (resolução do feixe, "straggling" no alvo, alargamento cinemático e resolução dos detectores) são responsáveis por uma resolução de aproximadamente 250 KeV para espectros em ângulos dianteiros ($\theta_{LAB} < 90^\circ$). Qual seria o fator extra que piora extraordinariamente a resolução em ângulos trazeiros, como observado na figura III.7 ?

Vamos considerar a figura III.10a, na qual o ângulo θ é trazeiro ($\theta > 90^\circ$). O espalhamento do projétil é igualmente provável em qualquer ponto do alvo, assim sendo, vamos considerar diversas trajetórias possíveis que acabam no mesmo ângulo de observação. Na primeira trajetória (número 1 da figura), o espalhamento ocorre na superfície anterior do alvo; como a partícula espalhada praticamente não penetra no alvo, a perda de energia (que é proporcional à distância percorrida) é nula, e a partícula é detectada com energia E_1 (figura III.10b). Na segunda trajetória (número 2), o espalhamento ocorre na superfície posterior do alvo, nesse caso será percorrida a distância $d = a_1 + a_2$ e, portanto, haverá bastante perda de energia, sendo que a partícula será detectada com energia E_2 . O espalhamento pode ocorrer em qualquer posição do alvo (como, por exemplo, a trajetória número 3), de forma que a distância percorrida no alvo ficará no intervalo

$0 \leq d \leq (a_1 + a_2)$. Dessa maneira, o espectro resultante será uma envoltória sobre todas as trajetórias possíveis, e teremos um pico bastante largo (fig III.10b). Deve-se observar que esse efeito não tem ligação com o "stragglings", sendo devido, unicamente, a diferentes perdas de energia médias em diferentes trajetórias.

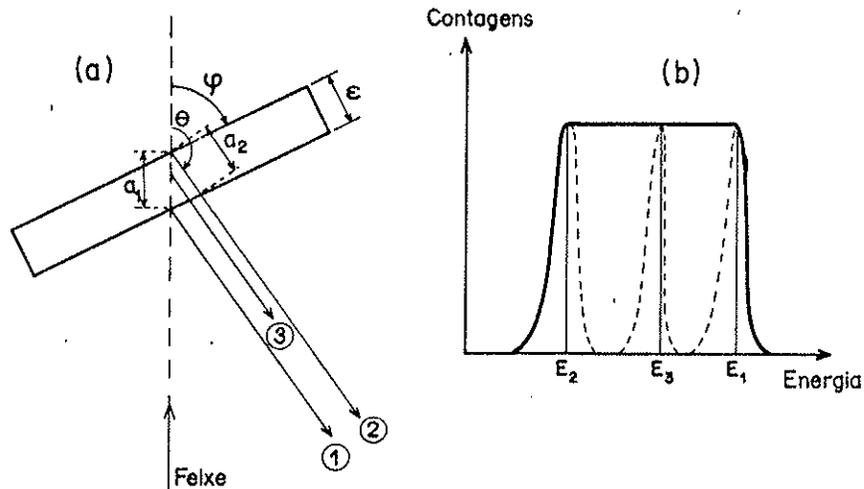


figura III.10 - a) Possíveis trajetórias de uma partícula ao ser espalhada no alvo. b) Esquema do espectro que seria observado.

No caso de ângulos dianteiros os espectros são bem melhores porque a diferença entre as distâncias "a" e "b" (fig III.9), das trajetórias "1" e "2", são muito menores do que para ângulos trazeiros.

A técnica correta para obtermos bons espectros em ângulos trazeiros consiste, simplesmente, em utilizar alvos de pequena espessura, já que a diferença entre a distância percorrida no alvo para diferentes trajetórias diminui proporcionalmente à espessura ϵ . Uma prova experimental interessante é mostrada na figura III.11; dois espectros obtidos no mesmo período de máquina, com o mesmo detector (e eletrônica), na mesma energia ($E_{LAB} = 44 \text{ MeV}$) e no mesmo ângulo ($\theta_{LAB} = 130^\circ$), porém com diferentes espessuras de alvo (ID 36 tem $\epsilon = 50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$; ID 41 tem $\epsilon = 80 \mu\text{g}/\text{cm}^2$), mostram claras diferenças com relação à separação entre o pico elástico e os primeiros inelásticos.

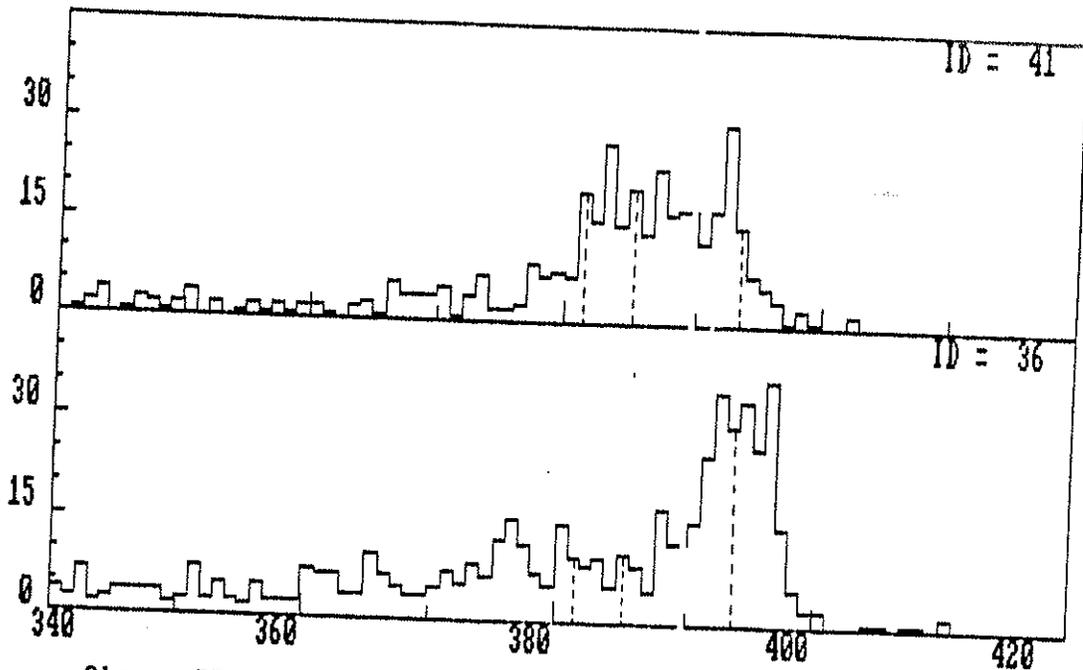


figura III.11 - Dois espectros obtidos no mesmo período de máquina, na mesma energia e no mesmo ângulo de laboratório, porém com alvos de diferentes espessuras (ID 36 tem $\epsilon = 50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ e ID 41 tem $\epsilon = 80 \mu\text{g}/\text{cm}^2$). As linhas tracejadas correspondem ao espalhamento elástico e aos dois primeiros inelásticos.

Finalmente podemos observar (fig. III.12) um espectro obtido com um alvo de ^{63}Cu bastante fino ($30 \mu\text{g}/\text{cm}^2$), e compará-lo com o espectro da figura III.7, obtido com um alvo de ^{63}Cu grosso ($90 \mu\text{g}/\text{cm}^2$). É marcante a diferença entre a separação entre picos desses espectros (obtidos no mesmo ângulo $\vartheta_{\text{LAB}} = 100^\circ$).

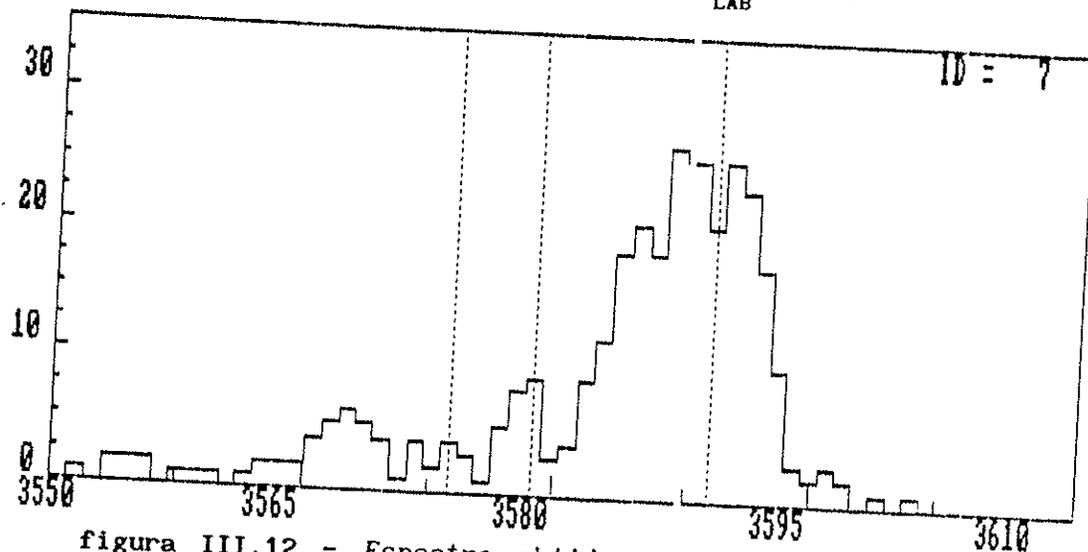


figura III.12 - Espectro obtido com alvo de $30 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. As linhas tracejadas correspondem ao espalhamento elástico e aos dois primeiros inelásticos.

III.1.d.2) A Posição Ideal do Alvo na Obtenção de Dados

Uma outra consideração importante sobre perda de energia pode ser feita com relação ao ângulo φ entre o alvo e a linha do feixe (fig III.9). A energia na qual acontece o espalhamento é um parâmetro importante nas análises de modelo ótico e essa energia depende da espessura do alvo e do ângulo φ . Como qualquer ponto do alvo pode ser o centro espalhador, comumente utiliza-se a distância $a/2$ para efeito do cálculo da perda de energia média, de forma que a energia de laboratório (E_{LAB}) será a energia de bombardeio (E_B) menos a perda de energia média $\overline{\Delta E}(\epsilon, \varphi)$, ou seja:

$$E_{LAB} = E_B - \overline{\Delta E}(\epsilon, \varphi) \quad (III.9)$$

A perda de energia média é proporcional à distância $\frac{a}{2} = \frac{\epsilon}{2\text{sen}\varphi}$, portanto é interessante, quando se mede uma distribuição angular, mantermos $\text{sen}\varphi$ constante, de maneira que todos os ângulos da distribuição tenham sido obtidos na mesma energia E_{LAB} . Nas nossas distribuições angulares fizemos $\varphi = 120^\circ$ quando medíamos ângulos dianteiros e $\varphi = 60^\circ$ quando medíamos ângulos trazeiros, assim tivemos $\frac{a}{2} \approx 0.58\epsilon$ para todos os ângulos. Como possuíamos boas estimativas da espessura dos alvos, pudemos, através do programa STOPX (instalado no VAX-780), obter a perda de energia média (que é aproximadamente 200 KeV) e conseqüentemente a energia de laboratório.

III.1.d.3) A Recuperação de Antigos Espectros

Como foi exposto anteriormente, alguns dados de espalhamento elástico desse trabalho eram discrepantes em relação a dados levantados em trabalhos anteriores do nosso grupo (Ra87), esse fato era preocupante, pois os dois conjuntos de dados foram levantados

no mesmo laboratório e com praticamente o mesmo procedimento. Baseado nas idéias expostas no item anterior, acreditávamos que a causa dessas discrepâncias era a contaminação dos dados (do trabalho anterior) pelos primeiros canais inelásticos, já que aqueles dados haviam sido obtidos com alvos mais grossos.

Com o objetivo de verificar se a hipótese anterior era verdadeira e de reaproveitar distribuições angulares antigas, foi desenvolvido um método que permitiu obter boas estimativas da seção de choque, mesmo utilizando espectros ruins. Foi então possível reanalisar os dados anteriores (cedidos por G.R. Razeto) e obteve-se excelente concordância entre os dados antigos e os mais recentes.

O primeiro estado dos isótopos de níquel tem energia de excitação bem mais alta do que os isótopos de cobre, portanto a separação entre os picos de espalhamento elástico e inelástico é mais fácil de ser obtida no sistema $^{16}\text{O} + ^{64}\text{Ni}$ do que nos sistemas $^{16}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$. Potenciais óticos que ajustavam dados de espalhamento elástico (We75) e de espalhamento inelástico (We77) de ^{16}O em isótopos de níquel, foram utilizados por nós, para sistematizar a relação entre a seção de choque diferencial de espalhamento inelástico e a seção de choque diferencial de espalhamento elástico.

A figura III.13 mostra a relação entre a seção de choque de espalhamento inelástico (excitação do primeiro estado do Ni^{64}) e a seção de choque de espalhamento elástico como função do ângulo de centro de massa, para o sistema $^{16}\text{O} + ^{64}\text{Ni}$, em quatro energias de bombardeio. Observamos que para ângulos dianteiros, a seção de choque de espalhamento inelástico é muito pequena comparada à seção de choque de espalhamento elástico; sendo assim, nessa região, a contaminação das contagens do pico elástico pelo pico inelástico não é importante. Para ângulos trazeiros a relação σ_{in}/σ_{el} tem comportamento linear, ou seja, podemos fazer $\frac{\sigma_{in}}{\sigma_{el}} \approx \alpha \left[\theta_{CM} - P \right]$, onde α e P variam com a energia.

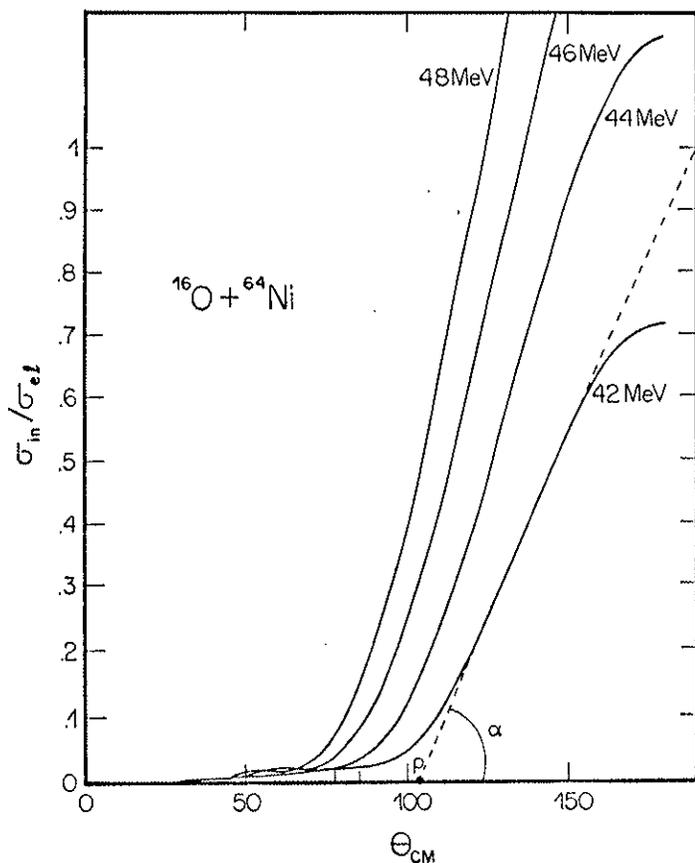


figura III.13 - Relação entre a seção de choque de espalhamento inelástico (excitação do primeiro estado do ^{64}Ni) e a seção de choque de espalhamento elástico para o sistema $^{16}\text{O} + ^{64}\text{Ni}$.

Para obtermos uma sistemática semelhante para os sistemas $^{16}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$, selecionamos os dados em que tínhamos melhor separação entre o pico elástico e os picos inelásticos. Obtivemos então, a integral do pico elástico e a integral dos cinco primeiros picos inelásticos somados (correspondentes à excitação dos cinco primeiros estados do cobre), já que não havia resolução suficiente para separar os inelásticos entre si. A figura III.14 mostra a relação entre as contagens de inelástico (Y_{IN} = soma das integrais dos cinco primeiros picos inelásticos) e as contagens de elástico (Y_{EL}) em função do ângulo de centro de massa, para o sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ na energia de laboratório de 44 MeV; pode-se verificar o comportamento linear em ângulos trazeiros.

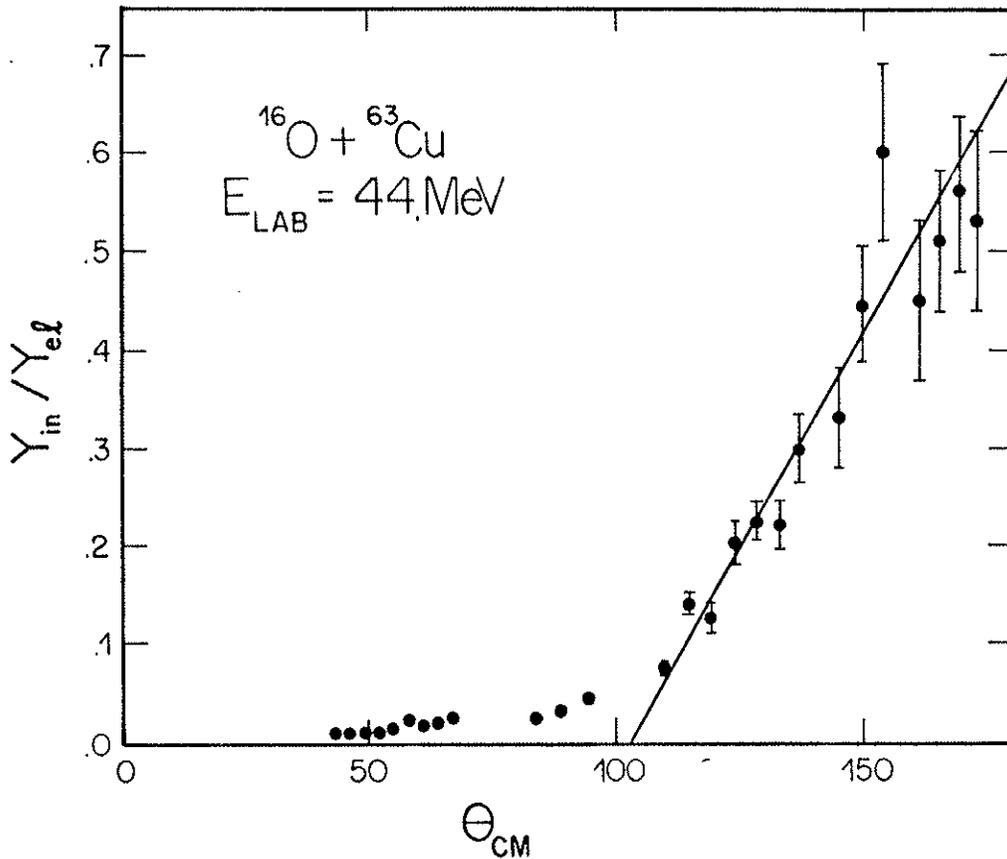


figura III.14 - Relação entre as contagens de inelástico (cinco primeiros estados excitados do ^{63}Cu) e as contagens de elástico para o sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$, na energia de 44 MeV.

Os valores dos parâmetros α e P , obtidos por ajuste de retas nas melhores (alvos finos) distribuições angulares, permitiram estabelecer uma sistemática. A figura III.15 mostra o resultado para o sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$.

Através desse tipo de gráfico (fig. III.15) pudemos reaproveitar os espectros em que não tínhamos boa separação entre os picos elástico e inelásticos. Tomamos as contagens totais $Y_{\text{T}} = Y_{\text{EL}} + Y_{\text{IN}}$, que se obtém do espectro sem muita margem de erro, e obtivemos as contagens referentes ao pico elástico da expressão

$$Y_{\text{EL}} = \frac{Y_{\text{T}}}{1 + Q(\vartheta, E)} \quad (Q(\vartheta, E) = \frac{Y_{\text{IN}}}{Y_{\text{EL}}}) \text{ foi obtido por interpolação de}$$

gráficos como o da figura III.15). Dessa maneira tivemos uma melhor estimativa das contagens de espalhamento elástico e, conseqüentemente, da seção de choque.

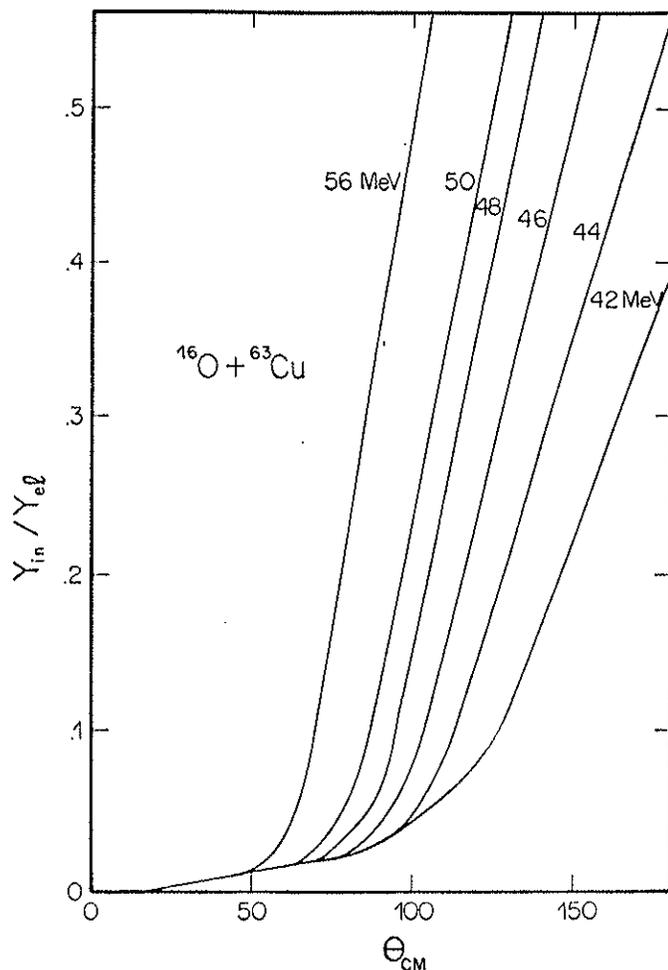


figura III.15 - Relação entre as contagens de espalhamento inelástico e as contagens de espalhamento elástico para o sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$.

III.2) MEDIDAS DE FUSÃO NUCLEAR

No processo de fusão nuclear, projétil e alvo fundem-se, formando um núcleo composto que decai, dando origem aos resíduos de evaporação.

Fizemos a identificação dos resíduos de evaporação através da técnica de tempo de voo (Ba77), determinando as suas massas (A), através da medida simultânea da energia (E) e do tempo (T) necessário para percorrer determinada distância (d).

$$A = 2 E \left(\frac{T}{d} \right)^2 \quad (\text{III.10})$$

Genericamente, um sistema de tempo de voo pode ser esquematizado conforme figura III.16.

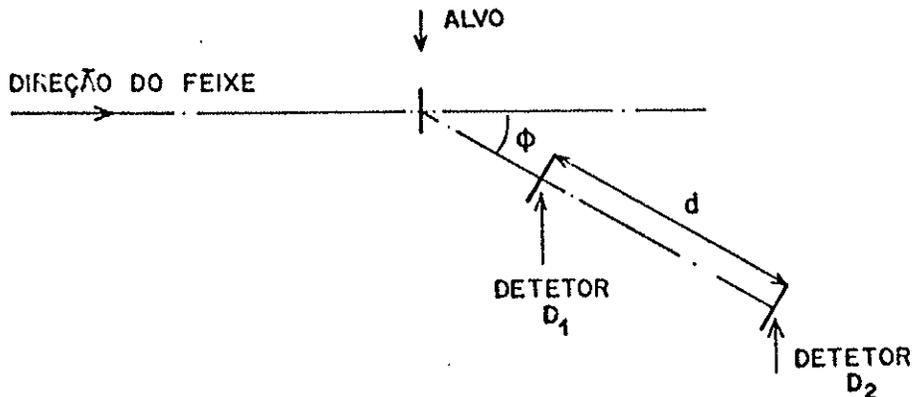


figura III.16 - Esquema de um sistema de tempo de voo

O detector D_1 permite a passagem do resíduo, emitindo um sinal indicativo do início da medida de tempo. O detector D_2 , separado do detector D_1 pela distância de voo, fornece o sinal indicativo do término do tempo de voo, assim como da energia do resíduo.

O sistema de tempo de voo desenvolvido por nosso grupo (Vi79) tem, como detector D_1 , uma folha de plástico cintilador ($\approx 100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) acoplada a uma fotomultiplicadora e, como detector D_2 , um detector de barreira de superfície.

III.2.a) Câmara de Espalhamento

O sistema de tempo de voo está localizado na canalização 45°A do laboratório Pelletron. Um desenho da montagem desse sistema é mostrado na figura III.17.

O feixe emergente do acelerador penetra na câmara de espalhamento através do tubo de acoplamento (1), encontrando o

alvo. Os resíduos de evaporação são detectados inicialmente por meio de uma folha de plástico cintilador NE111, acoplado a uma fotomultiplicadora (8 e 9); em seguida, percorrem o tubo de vôo (10) até atingir um detector de barreira de superfície (11). A montagem é tal que se pode girar a câmara sem perda de vácuo.

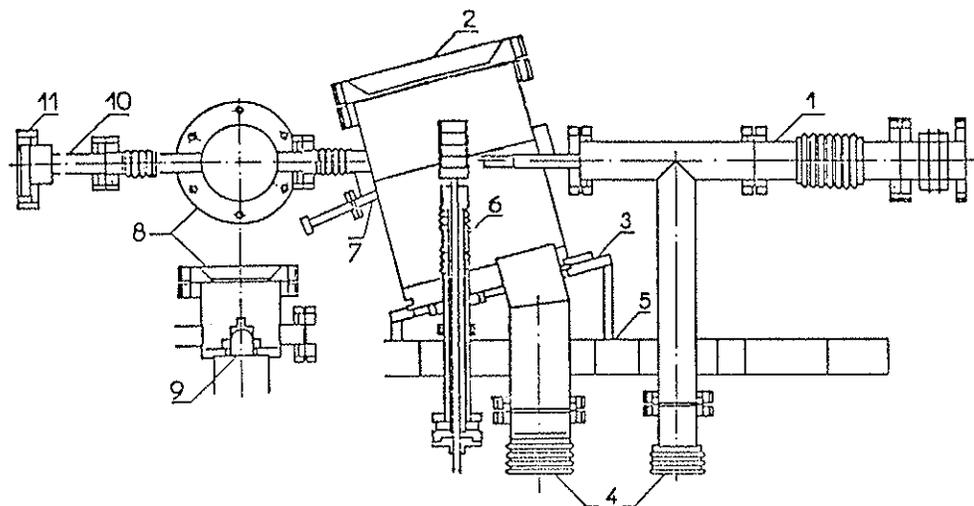


figura III.17 - Corte longitudinal do sistema de tempo de vôo.
 1) Tubo de acoplamento da câmara ao acelerador. 2) Câmara de alvos.
 3) Suporte da câmara. 4) Saída para bombeamento de vácuo. 5) Mesa de apoio. 6) Torre de alvos. 7) Sede do monitor. 8) Câmara onde se encontra a folha de plástico cintilador. 9) Espelho semi-esférico. 10) Tubo de vôo. 11) Sede do detector de barreira de superfície.

Numa reação de fusão entre íons pesados o núcleo composto decai, principalmente, por emissão de partículas leves; desta forma os resíduos de evaporação são emitidos em ângulos bastante dianteiros. A detecção direta destes resíduos requer a eliminação (ou drástica redução) das partículas do feixe espalhadas elasticamente pelo alvo. Outra dificuldade experimental é distinguir os resíduos de evaporação das contagens de fundo provocadas pelas partículas do feixe degradadas em energia pelas fendas de colimação (Ac86). Nesse sentido, técnicas complementares têm sido desenvolvidas para minimizar esses efeitos, tais técnicas serão descritas a seguir.

Detalhes do arranjo experimental são mostrados de forma esquemática na figura III.18.

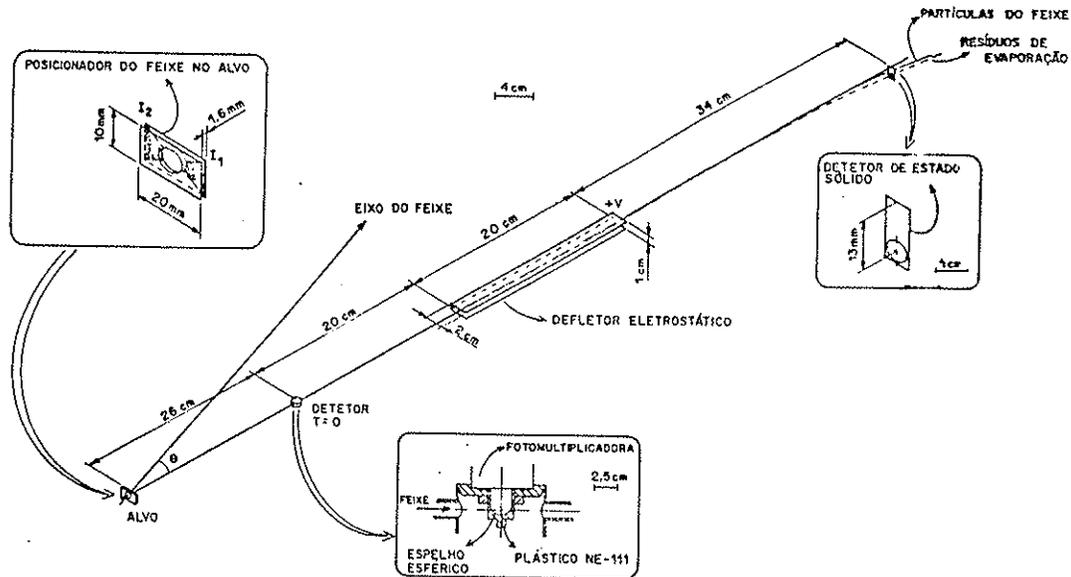


figura III.18 - Detalhes do sistema de tempo de voo.

O pulso $T=0$ é fornecido por uma fina folha cintiladora de plástico NE111 em conjunto com um espelho esférico acoplado a uma fotomultiplicadora rápida (RCA8575). Vale a pena mencionar que a folha cintiladora tem uma segunda função muito importante, que é equilibrar o estado de carga médio dos produtos da reação.

Na figura também é mostrado o sistema de deflexão eletrostático (o qual foi objeto do meu trabalho de iniciação científica), que consiste de duas placas retangulares, com 3 cm de largura e 20 cm de comprimento, com um espaçamento de 1 cm entre as mesmas, as quais são submetidas a uma diferença de potencial de 2 a 3 KV. O detector de energia é do tipo barreira de superfície e pode ser movido no eixo perpendicular ao plano das placas. Todo o sistema tem o objetivo de eliminar as partículas do feixe espalhadas elasticamente pelo alvo, ajustando a tensão de operação e a posição do detector, de maneira que só os resíduos de evaporação atinjam o detector de energia.

Finalmente, é mostrado o sistema de controle de posicionamento do feixe no alvo (Pe89, Ro87), que permitiu a eliminação dos colimadores de entrada da câmara de espalhamento (reduzindo as contagens de fundo provocadas pelas partículas do feixe degradadas em energia).

As principais características do sistema são:

ângulo sólido geométrico	$5 \cdot 10^{-5}$ sr
ângulo de aceitância	$\pm 0.25^\circ$
resolução em tempo	1 ns
resolução em energia	$\approx 2\%$
intervalo de medida angular	$2^\circ \leq \theta_{\text{LAB}} \leq 150^\circ$
distância de voo	74 cm
resolução em massa	$\approx 3\%$

Para finalizar esse item observamos que existe, na montagem, um detector monitor (fig. III.17) que tem por finalidade coletar as partículas espalhadas elasticamente pelo alvo, permitindo a normalização dos dados de fusão.

III.2.b) Eletrônica

A eletrônica utilizada (fig. III.19) pode ser dividida em duas partes; uma rápida (tempos da ordem de nano-segundos), associada à determinação dos instantes inicial e final de voo, e outra lenta (micro-segundos), que trata da coincidência temporal entre os sinais de tempo e energia.

Eletrônica Rápida: O sinal gerado pelo detector de barreira de superfície (depois de amplificado) e o sinal da fotomultiplicadora, são discriminados através do "modo de fração constante" (Ge68) e introduzidos num conversor de tempo em amplitude de pulso (TAC).

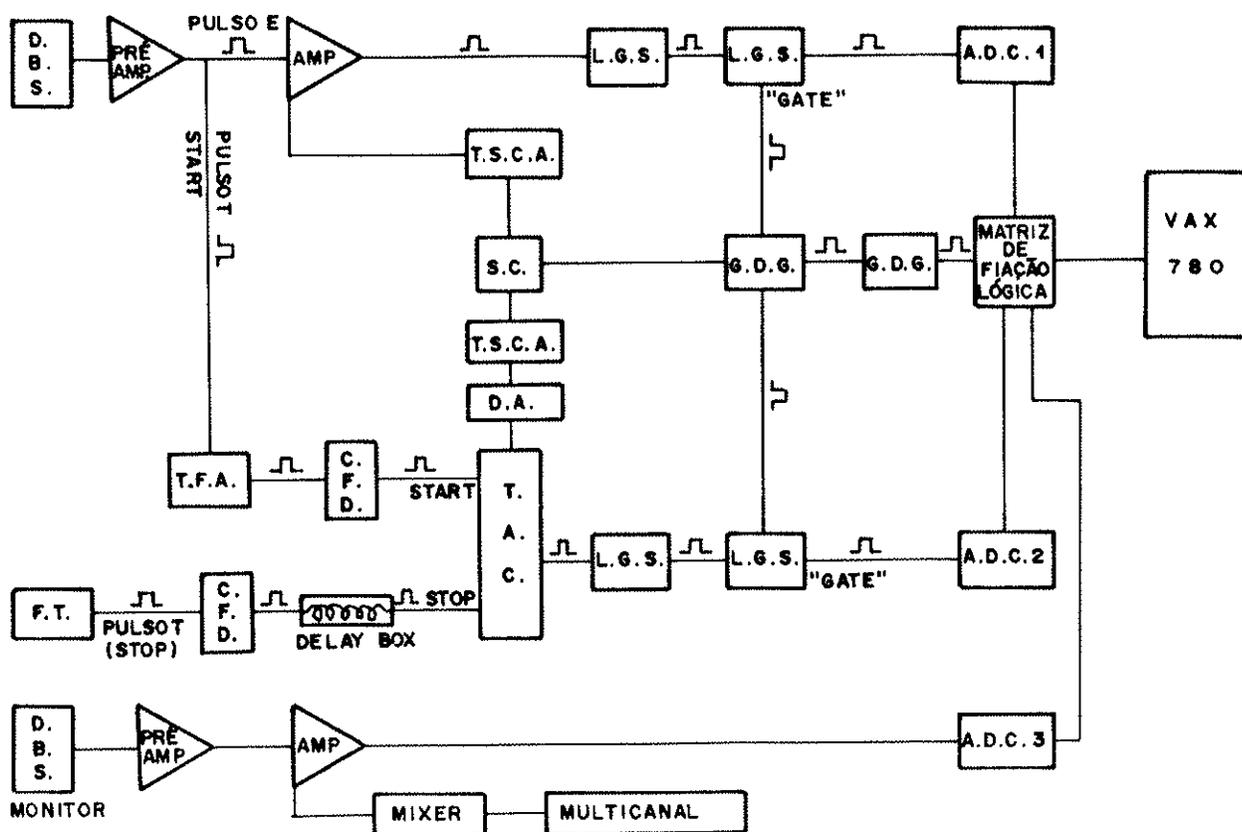


figura III.19 - Esquema da eletrônica de aquisição para as medidas de fusão. DBS = Detector de Barreira de Superfície. FT = Fotomultiplicadora. TFE = Timing Filter Amplifier. CFD = Constant Fraction Discriminator. TSCA = Timing Single Channel Analyzer. SC = Single Channel. DA = Delay Amplifier. TAC = Time to pulse Height Converter. LGS = Linear Gate Stretcher. GDG = Gate and Delay Generator. ADC = Analog to Digital Converter.

Foi introduzido, na linha correspondente à fotomultiplicadora, um atraso no instante inicial de voo, de maneira que o disparo do TAC seja feito somente por partículas que tenham atravessado a folha cintiladora e atingido o detector. Com isso evita-se o disparo do conversor por partículas que atinjam a folha, mas não atinjam o detector, diminuindo o tempo morto e aumentando a eficiência do sistema.

Eletrônica Lenta: O sinal de energia proveniente do detector de barreira de superfície e o sinal de tempo fornecido pelo TAC são tratados por uma eletrônica padrão, que tem como função torná-los coincidentes temporalmente e garantir que eles só possam ser analisados em pares. Os pulsos são digitalizados em conversores análogo-digitais (ADC) e armazenados, através de uma interface (matriz de fiação lógica), no computador VAX-780.

III.2.c) A Seção de Choque de Fusão

A análise dos espectros de fusão fornece as contagens de fusão, bem como as contagens de espalhamento elástico do monitor. Podemos escrever:

$$Y_F = \frac{d\sigma}{d\Omega_F} I \varepsilon \Delta\Omega_D \eta \quad (\text{III.11})$$

$$Y_M = \frac{d\sigma}{d\Omega_M} I \varepsilon \Delta\Omega_M \quad (\text{III.12})$$

onde: Y_F = contagens de fusão;

Y_M = contagens de espalhamento elástico no monitor;

$\frac{d\sigma}{d\Omega_F}$ = seção de choque diferencial de fusão;

$\frac{d\sigma}{d\Omega_M}$ = seção de choque diferencial de espalhamento elástico no ângulo do monitor;

I = número de partículas incidentes;

ε = número de centros espalhadores por unidade de área;

$\Delta\Omega_D$ = ângulo sólido do detector;

$\Delta\Omega_M$ = ângulo sólido do monitor;

η = eficiência do sistema de tempo de voo.

Dividindo-se a expressão (III.11) pela (III.12), obtemos:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_F} = \frac{Y_F}{Y_M} \frac{d\sigma}{d\Omega_M} \frac{\Delta\Omega_M}{\Delta\Omega_F} \frac{1}{\eta} \quad (\text{III.13})$$

A expressão (III.13) foi utilizada para o cálculo da seção de choque diferencial de fusão.

A seção de choque de espalhamento elástico $\frac{d\sigma}{d\Omega_M}$ deve ser conhecida. Em baixas energias a seção de choque elástica tem o mesmo valor da seção de choque de Rutherford (o ângulo do monitor é $\vartheta_{LAB} = 26.7^\circ$); em energias altas utilizamos dados de espalhamento elástico para obtermos $\frac{d\sigma}{d\Omega_M}$.

A eficiência do sistema de tempo de voo (η) depende fundamentalmente do espalhamento múltiplo dos resíduos de evaporação na folha cintiladora e da eficiência de cintilação. Assim sendo, o fator $\frac{\Delta\Omega_M}{\Delta\Omega_F} \frac{1}{\eta}$ depende, basicamente, da folha cintiladora utilizada. Como a seção de choque de fusão do sistema $^{16}O + ^{63}Cu$ já havia sido obtida (em algumas energias) anteriormente a esse trabalho (Pe89), em todos os períodos de máquina tomamos dados desse sistema em uma ou duas energias nas quais a seção de choque era conhecida; dessa maneira obtinhamos o fator $\frac{\Delta\Omega_M}{\Delta\Omega_F} \frac{1}{\eta}$, o qual era então utilizado no cálculo da seção de choque de fusão em outras energias ou para outros sistemas. Cabe observar que no trabalho anterior (Pe89) a eficiência η foi obtida através de dados de recuo do alvo no processo de espalhamento elástico.

A seção de choque integrada é dada pela expressão:

$$\sigma_F = 2\pi \int_0^{\vartheta_{max}} \frac{d\sigma}{d\Omega_F} \text{sen}\vartheta \, d\vartheta \quad (\text{III.14})$$

onde ϑ_{max} representa o ângulo para o qual $\frac{d\sigma}{d\Omega_F}$ se torna desprezível ($\vartheta_{max} \approx 20^\circ$).

Para facilitar o cálculo da seção de choque integrada de fusão, utilizamos, para a seção de choque diferencial, uma expressão empírica com quatro parâmetros ajustáveis (Ra79).

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_F} = A \exp \left[- \left(\frac{\vartheta}{\vartheta_0} \right)^2 + a \left(\frac{\vartheta}{\vartheta_0} \right)^4 + b \left(\frac{\vartheta}{\vartheta_0} \right)^6 \right] \quad (\text{III.15})$$

Levando a equação (III.15) na expressão (III.14), temos:

$$\sigma_F = 2\pi A \int_0^{\vartheta_{\max}} \exp \left[- \left(\frac{\vartheta}{\vartheta_0} \right)^2 + a \left(\frac{\vartheta}{\vartheta_0} \right)^4 + b \left(\frac{\vartheta}{\vartheta_0} \right)^6 \right] \text{sen}\vartheta \, d\vartheta \quad (\text{III.16})$$

Trabalhos anteriores de nosso grupo (Ro87, Si90) mostraram que, na região de massa e de energia dos dados desse trabalho, os parâmetros ϑ_0 , a e b são praticamente independentes da energia. Podemos, então, obter a seção de choque integrada em várias energias medindo uma única distribuição angular (para obter ϑ_0 , a e b), e a seção de choque diferencial, em um único ângulo ϑ_R , nessas energias. Temos:

$$A = \frac{d\sigma}{d\Omega_F}(\vartheta_R) \left\{ \exp \left[- \left(\frac{\vartheta_R}{\vartheta_0} \right)^2 + a \left(\frac{\vartheta_R}{\vartheta_0} \right)^4 + b \left(\frac{\vartheta_R}{\vartheta_0} \right)^6 \right] \right\}^{-1} \quad (\text{III.17})$$

Levando a equação (III.17) em (III.16), temos:

$$\sigma_F(E) = K \frac{d\sigma}{d\Omega_F}(E, \vartheta_R) \quad (\text{III.18})$$

$$\text{com: } K = \frac{1}{\exp \left[- \left(\frac{\vartheta_R}{\vartheta_0} \right)^2 + a \left(\frac{\vartheta_R}{\vartheta_0} \right)^4 + b \left(\frac{\vartheta_R}{\vartheta_0} \right)^6 \right]} \int_0^{\vartheta_{\max}} \exp \left[- \left(\frac{\vartheta}{\vartheta_0} \right)^2 + a \left(\frac{\vartheta}{\vartheta_0} \right)^4 + b \left(\frac{\vartheta}{\vartheta_0} \right)^6 \right] \text{sen}\vartheta \, d\vartheta$$

Como ϑ_0 , a e b não dependem da energia, K depende unicamente do ângulo ϑ_R escolhido. Assim, medindo-se uma única distribuição angular, pode-se determinar o valor de K, e o cálculo da seção de choque integrada $\sigma_F(E)$ em outras energias (diferentes daquela em que foi feita a distribuição), dependerá somente da medida da seção de choque diferencial, no ângulo ϑ_R (expressão III.18).

Em nossas medidas escolhemos como referência $\vartheta_R = 4.8^\circ$, que é aproximadamente o máximo da função $f(\vartheta) = \frac{d\sigma}{d\Omega_F}(\vartheta) \sin\vartheta$, a qual é integrada na expressão (III.14) (vide figura III.22).

III.2.d) Tratamento dos Dados

A figura III.20 mostra um espectro biparamétrico com dados de fusão (os pontos negros correspondem a partículas detectadas), obtido com o sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$, na energia de laboratório de 56 MeV, no ângulo de laboratório de 4.8° . A ordenada (parâmetro P_2), corresponde à energia da partícula detectada (em unidades arbitrárias que chamamos de canal). A abscissa (P_1), fornece o tempo de voo (em canais); como existe um atraso no instante inicial de voo (T_0), o tempo é dado pela expressão $T = T_0 - P_1$.

Rearranjando a expressão (III.10), temos:

$$A = c P_2 \left(T_0 - P_1 \right)^2 \quad (\text{III.19})$$

onde c = constante que transforma unidades arbitrárias em unidades de massa.

Pela equação (III.19) vemos que, no espectro $P_1 \times P_2$, cada massa corresponderá a uma hipérbole. Podemos observar (fig. III.20) a hipérbole (1), que corresponde ao ^{16}O que é espalhado elasticamente pelo alvo (tais partículas são drasticamente reduzidas, porém não eliminadas pelo defletor eletrostático). Também pode ser visto um grupo de hipérbolas (2) correspondentes a

fusão de partículas do feixe com contaminantes leves (^{16}O , ^{12}C , etc) presentes no alvo.

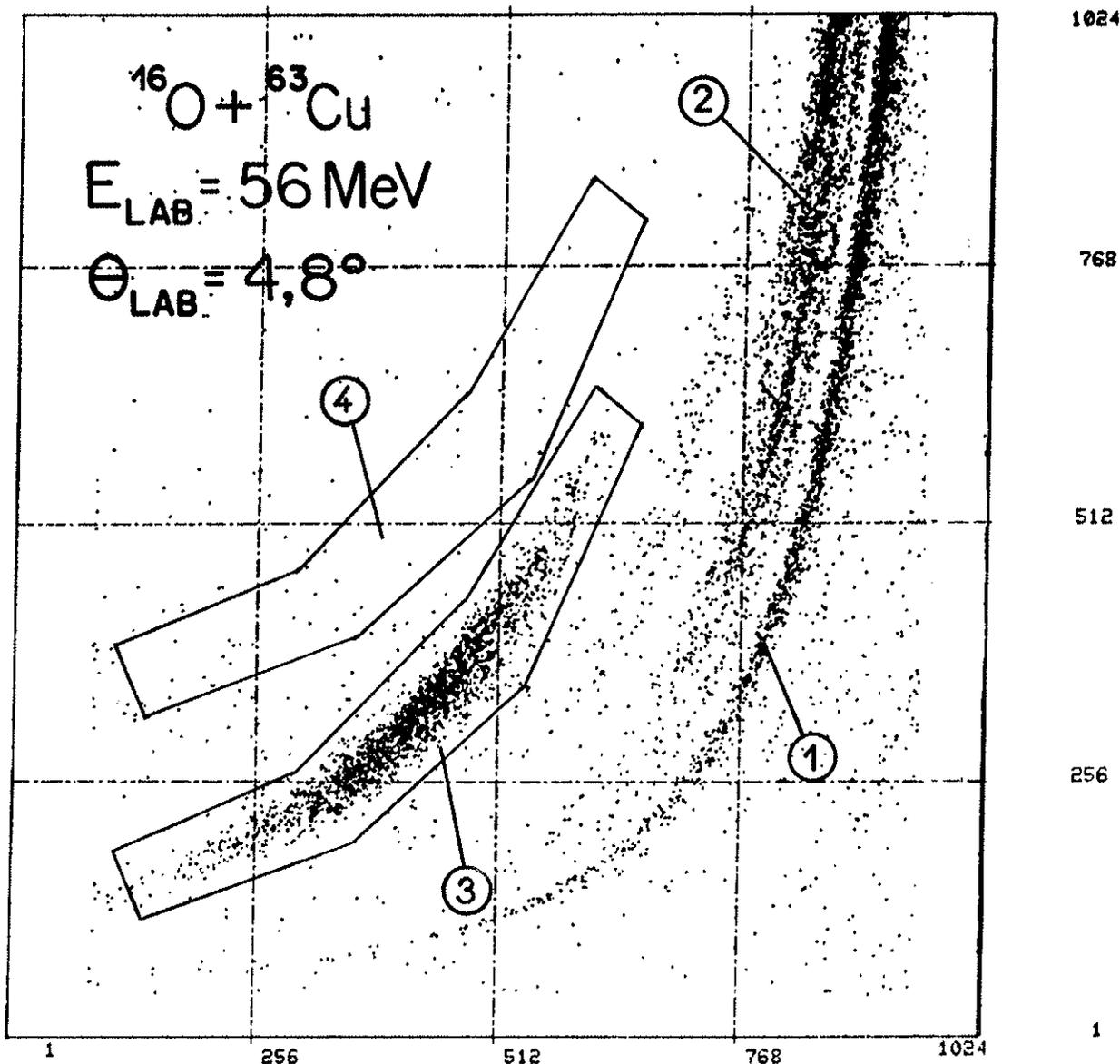


figura III.20 - Espectro típico de fusão obtido com o sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ no ângulo $\theta = 4,8^\circ$. A abcissa é proporcional ao tempo de voo e a ordenada é proporcional à energia.

As contagens de fusão do oxigênio com cobre podem ser obtidas através da integração da faixa marcada com (3), subtraindo-se as contagens de fundo, que podem ser estimadas a partir da faixa (4).

Através da manipulação do espectro original, pode-se obter outros tipos de espectros. Fazemos $P'_2 = P_2$, ou seja, a ordenada

continua sendo a energia; fazemos também, $P'_1 = c P_2 \left(T_0 - P_1 \right)^2$,
 dessa maneira a abscissa ficará proporcional à massa da partícula.
 O espectro da figura III.21 corresponde ao espectro da figura
 III.20, modificado como proposto acima. Podemos ver que não temos
 resolução suficiente para separar os resíduos de evaporação da
 fusão (centrada aproximadamente no canal 195) entre si; assim
 sendo, toda a análise dos dados de fusão foi feita de maneira
 inclusiva (considerando a soma de todos os resíduos).

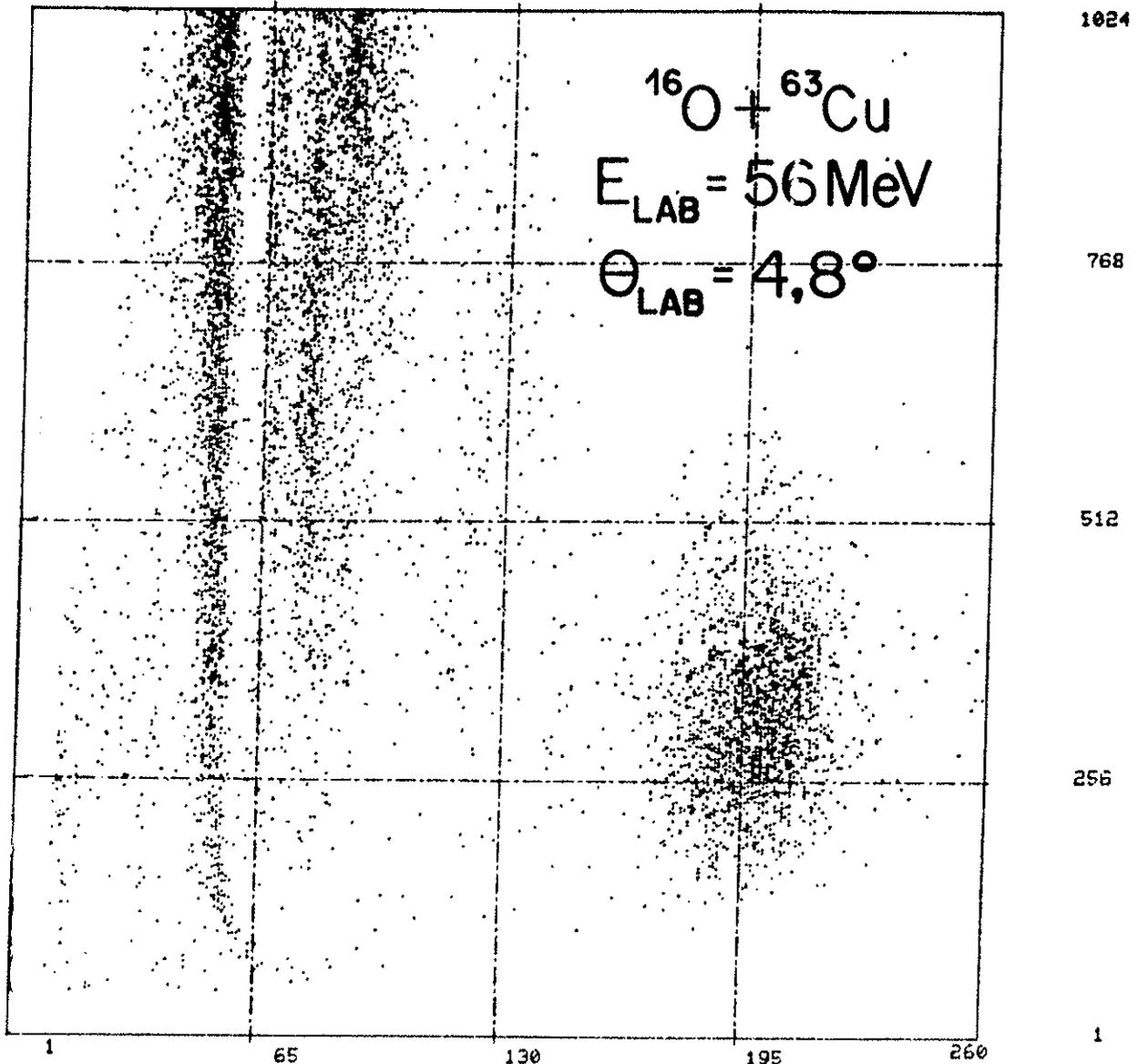


figura III.21 - Espectro típico de fusão obtido com o sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ no ângulo $\theta = 4,8^\circ$. A abscissa é proporcional à massa e a ordenada é proporcional à energia.

III.3) RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Nesse item vamos expor os resultados obtidos com as medidas de fusão nuclear e de espalhamento elástico.

III.3.a) Distribuições Angulares de Fusão

Levantamos, na energia de laboratório de 56 MeV, distribuições angulares de fusão para os sistemas $^{18}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$. A figura III.22 mostra a seção de choque diferencial $\frac{d\sigma}{d\theta}$ ($\frac{d\sigma}{d\theta} = 2\pi \sin\theta \frac{d\sigma}{d\Omega}$) em função do ângulo de laboratório θ_{LAB} , para os dois sistemas; as linhas cheias representam os ajustes utilizando a expressão (III.15).

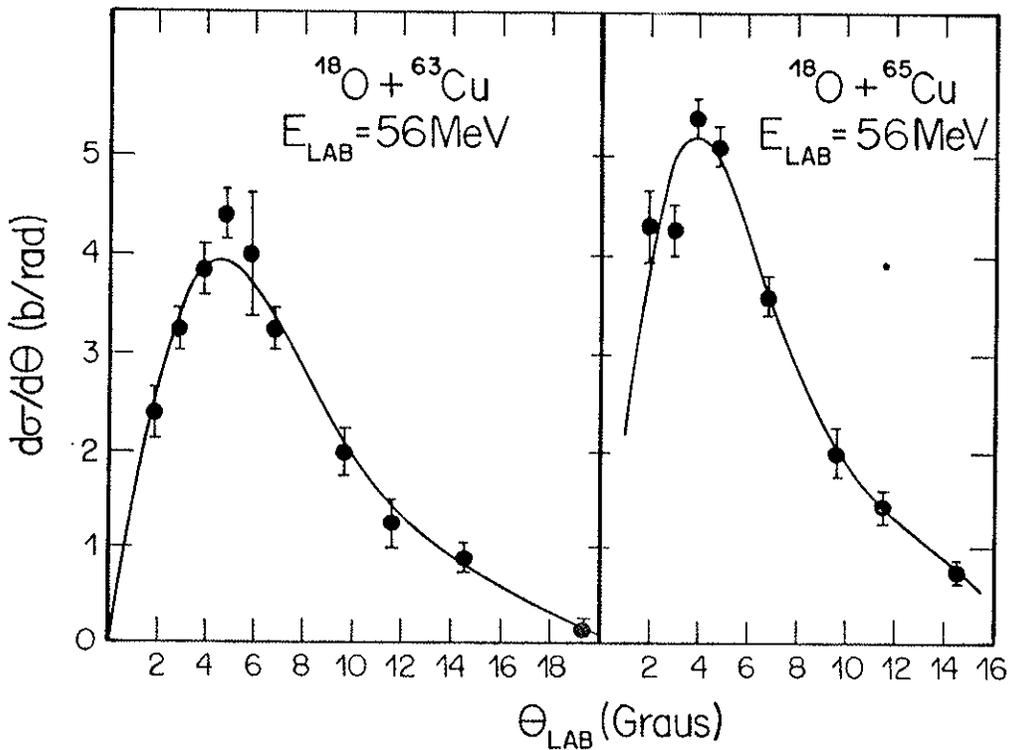


figura III.22 - Seção de choque diferencial de fusão para os sistemas $^{18}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$. As linhas cheias representam ajustes obtidos com a expressão (III.15).

III.3.b) Funções de Excitação da Fusão

As figuras III.23, III.24, III.25 e III.26 se referem respectivamente às funções de excitação de fusão dos sistemas $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$, $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$, $^{18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ e $^{18}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$.

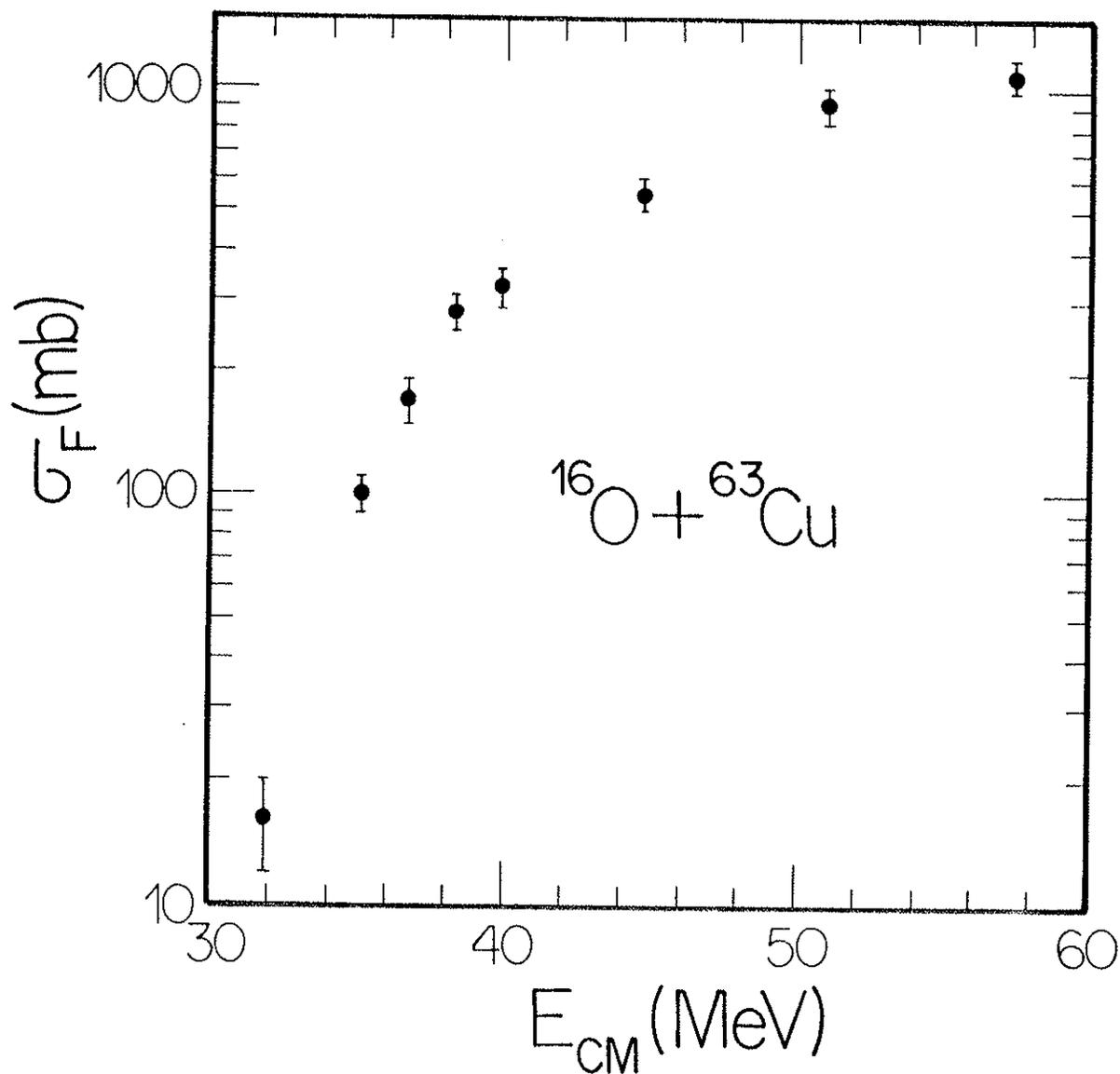


figura III.23 - Função de excitação de fusão para o sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$.

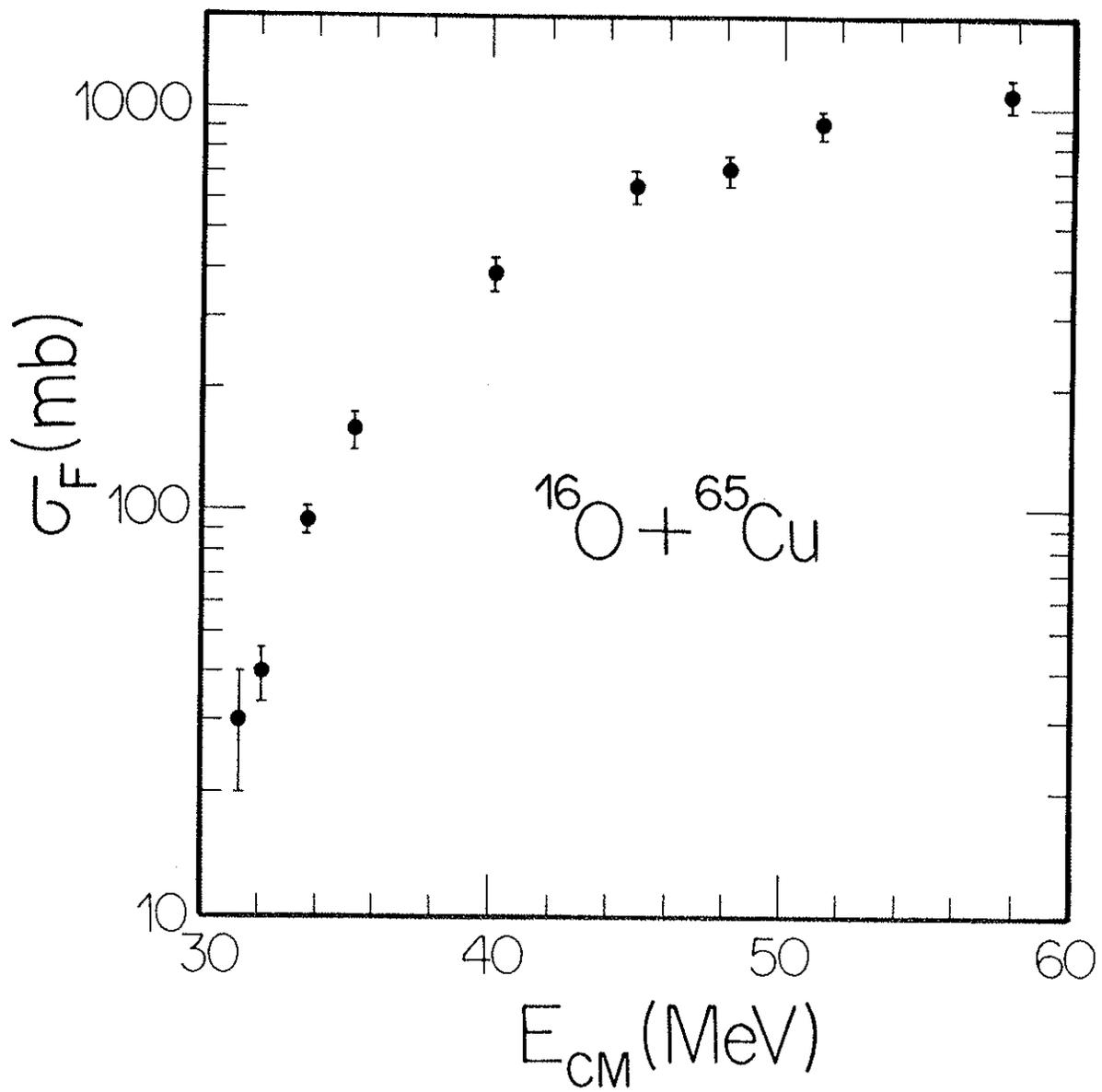


figura III.24 - Função de excitação de fusão para o sistema $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$

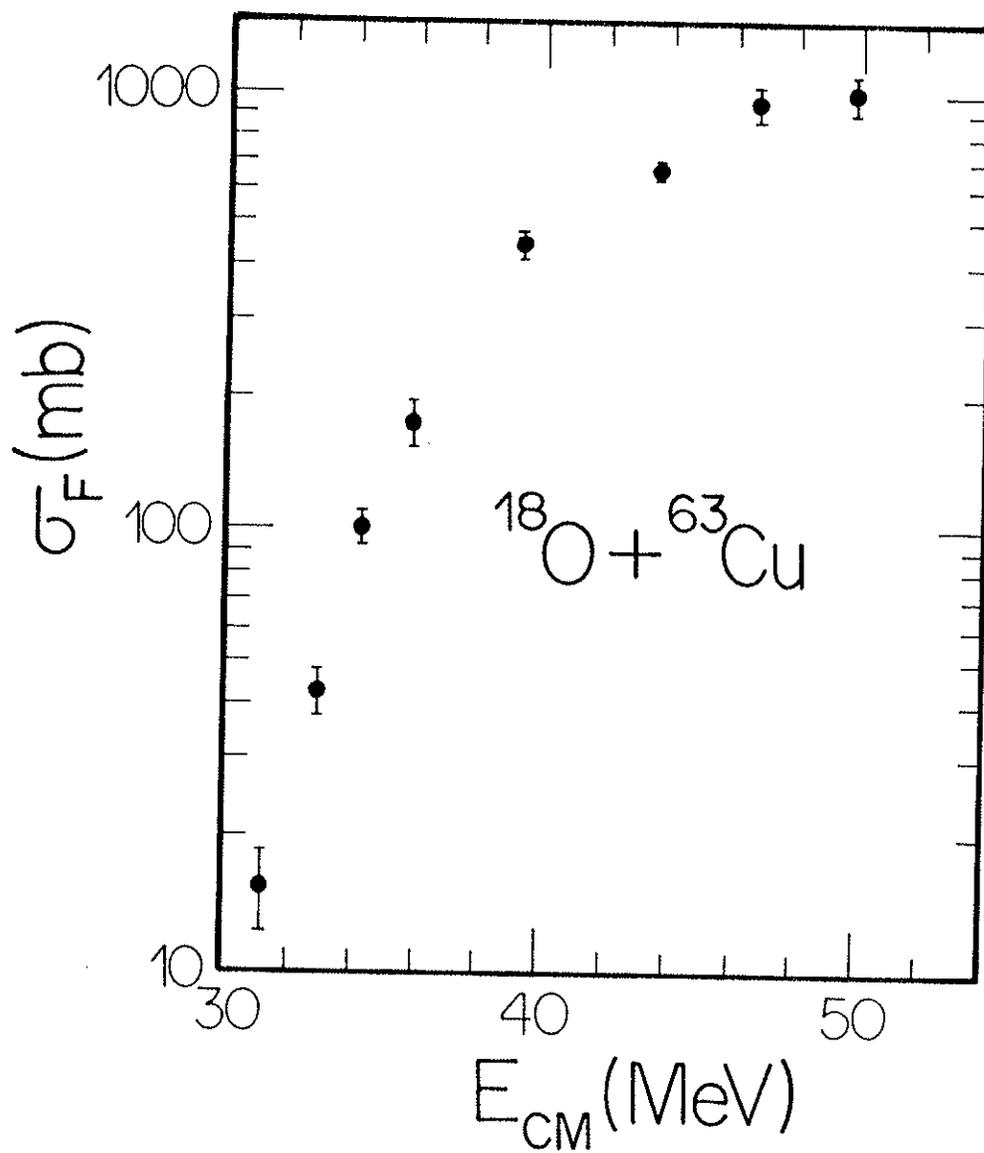


figura III.25 - Função de excitação de fusão para o sistema $^{18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$

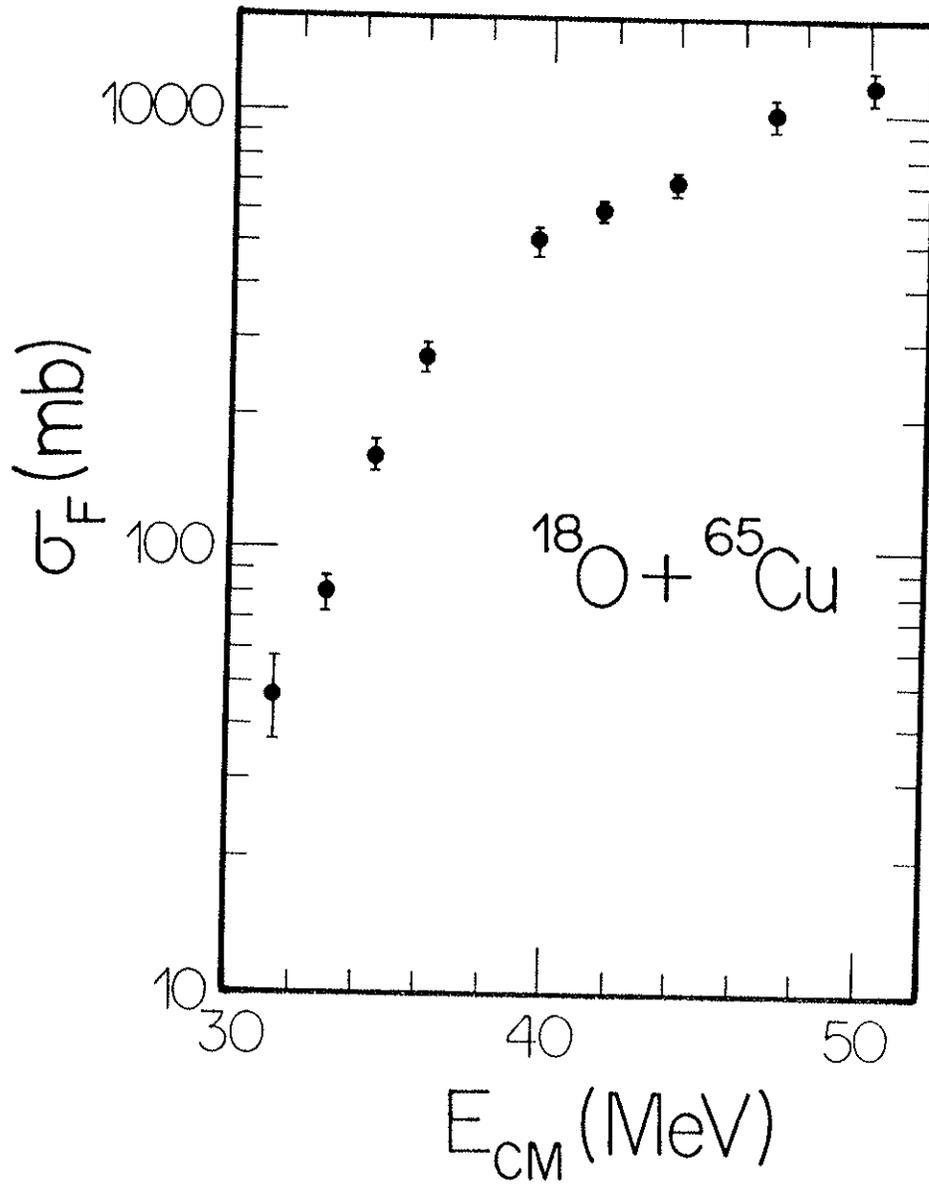


figura III.26 - Função de excitação de fusão para o sistema $^{18}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$

III.3.c) Distribuições Angulares de Espalhamento Elástico

Como foi explicado anteriormente, é importante, nas medidas de espalhamento elástico, utilizar alvos finos de modo a evitar "contaminação" dos picos de espalhamento elástico pelos picos de espalhamento inelástico. Foram feitas com alvos finos ($\epsilon \leq 60 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) as distribuições angulares de 39.0; 41.5; 42.5; 44.0; 46.0; 46.5; e 47.0 MeV no sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ e de 42.5 e 46.5 MeV no sistema $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$. Foram feitas com alvos grossos, porém foram medidos apenas ângulos dianteiros (onde a espessura dos alvos não é muito relevante), as distribuições de 56.0 e 64.0 MeV nos sistemas $^{16}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$. Finalmente, foram feitas com alvos grossos e ângulos tanto dianteiros como trazeiros as distribuições de 43.2; 44.9; 48.0 e 50.0 MeV no sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ e de 43.2 e 50.0 MeV no sistema $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$; essas distribuições foram analisadas utilizando o método descrito no item III.1.d.3. Todas as distribuições angulares estão expostas nas figuras seguintes.

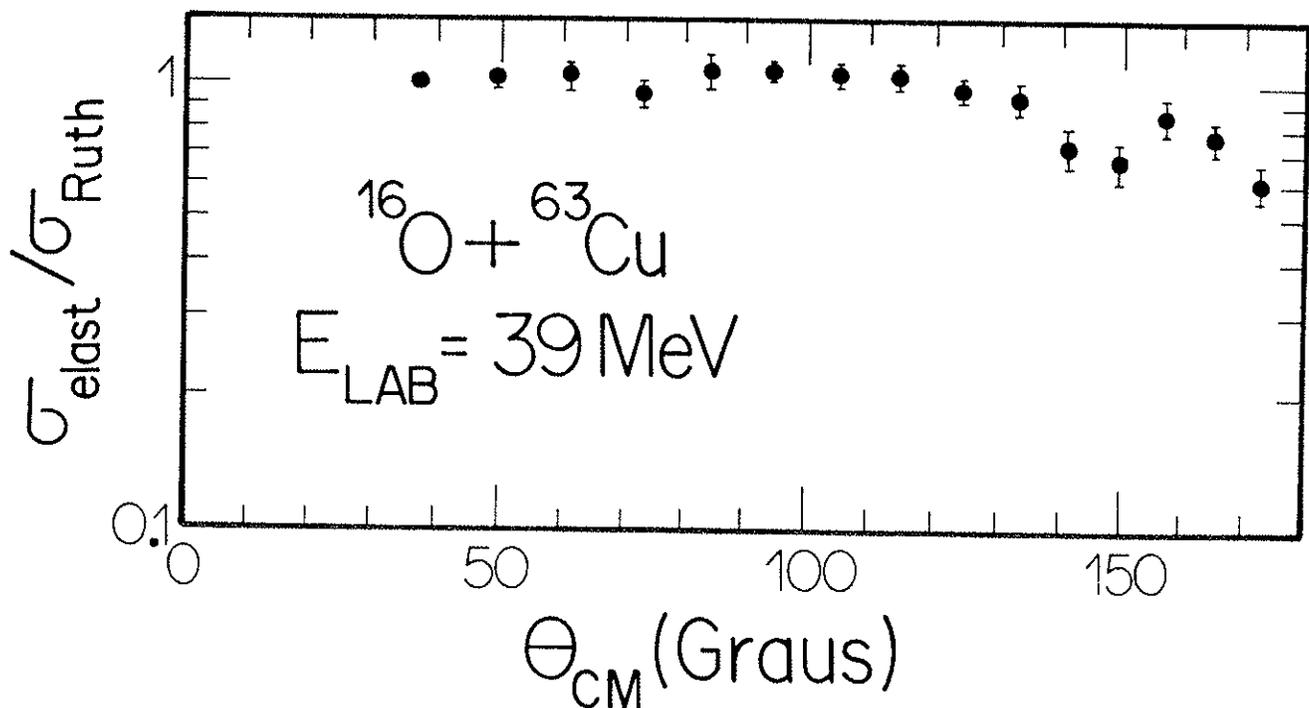


figura III.27 - Distribuição angular de espalhamento elástico.
Sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$. $E_{\text{LAB}} = 39 \text{ MeV}$.

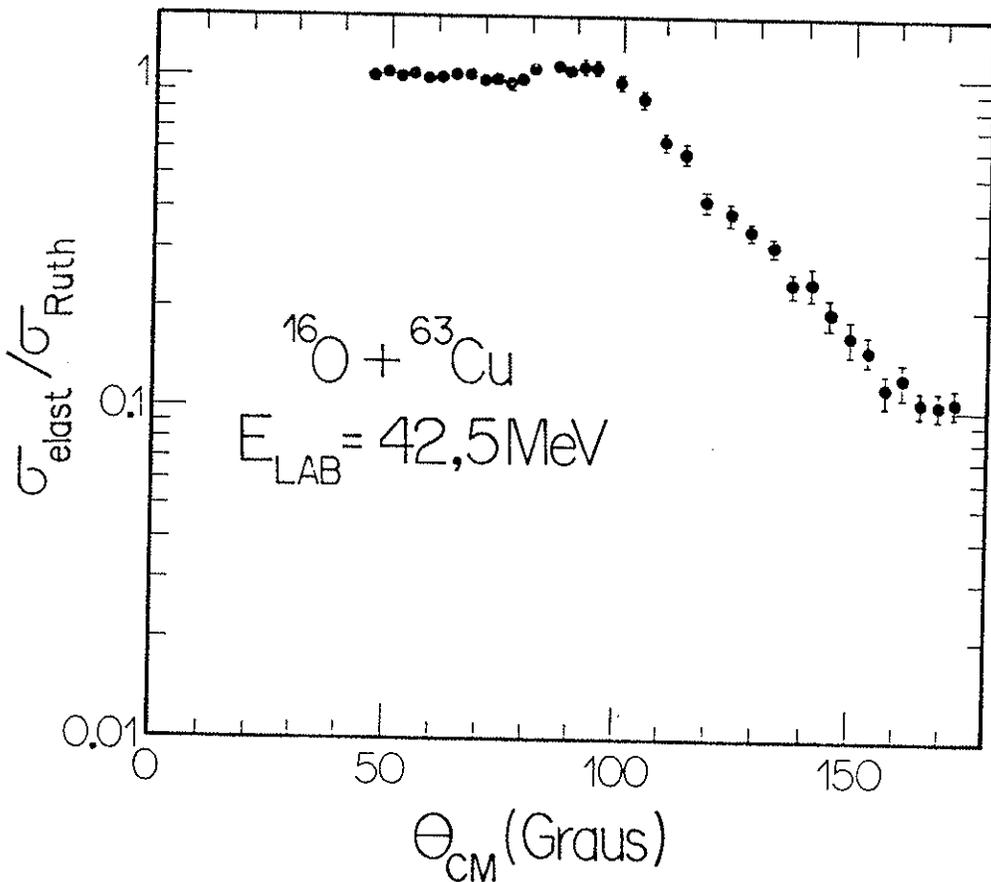
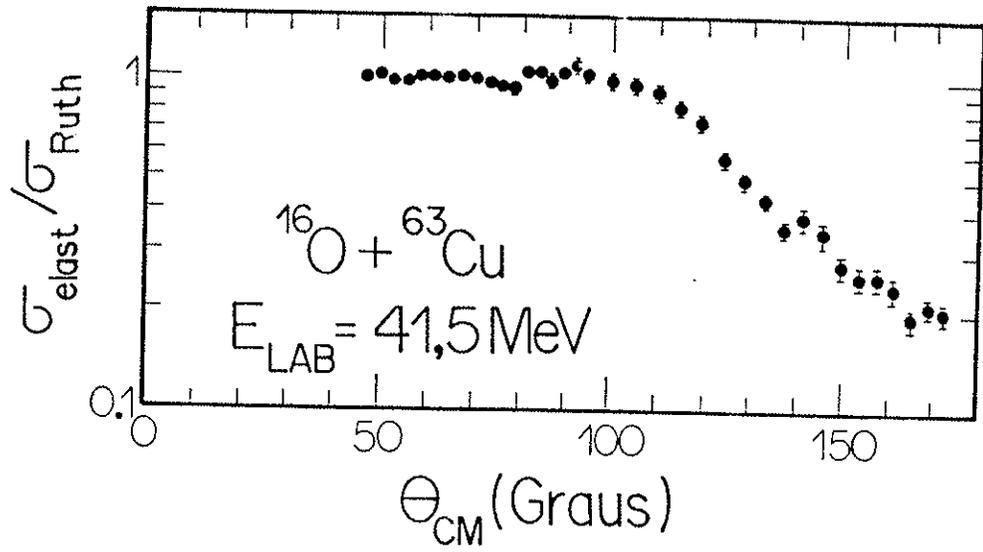


figura III.28 - Distribuições angulares de espalhamento elástico.
 Sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$. $E_{\text{LAB}} = 41.5$ e 42.5 MeV .

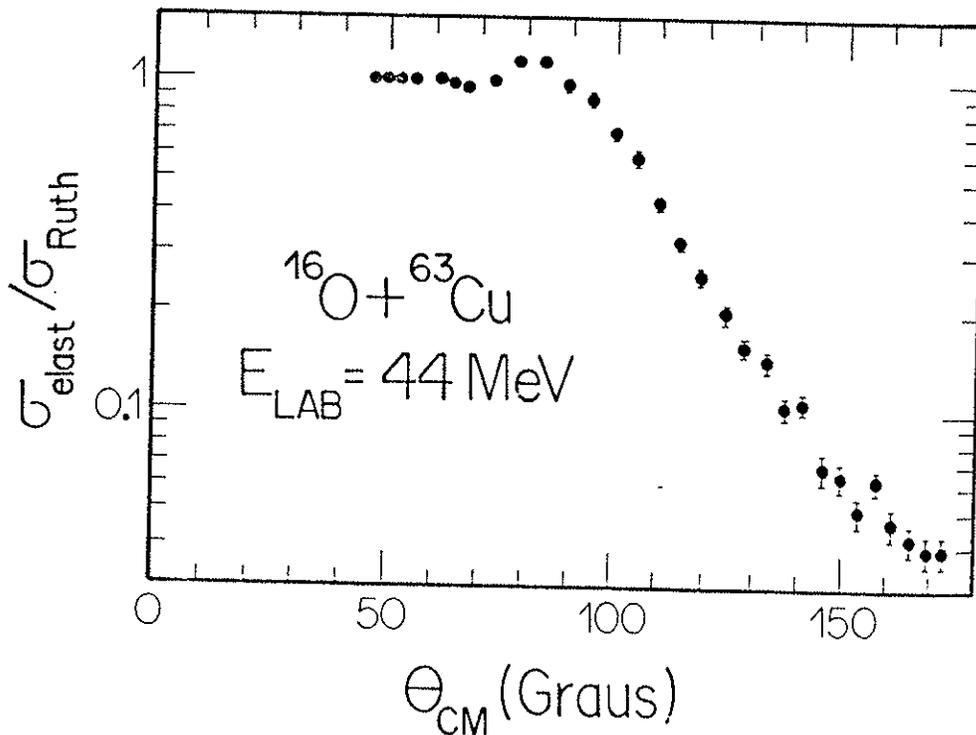
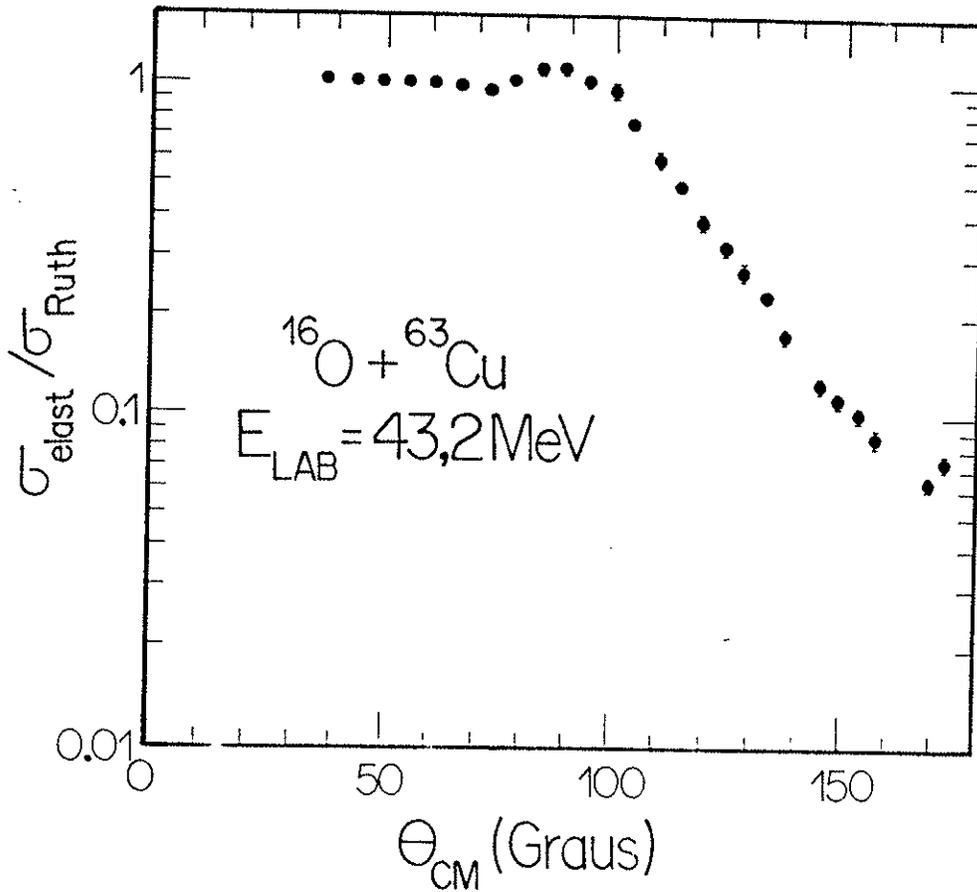


figura III.29 - Distribuições angulares de espalhamento elástico.
 Sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$. $E_{\text{LAB}} = 43.2$ e 44 MeV .

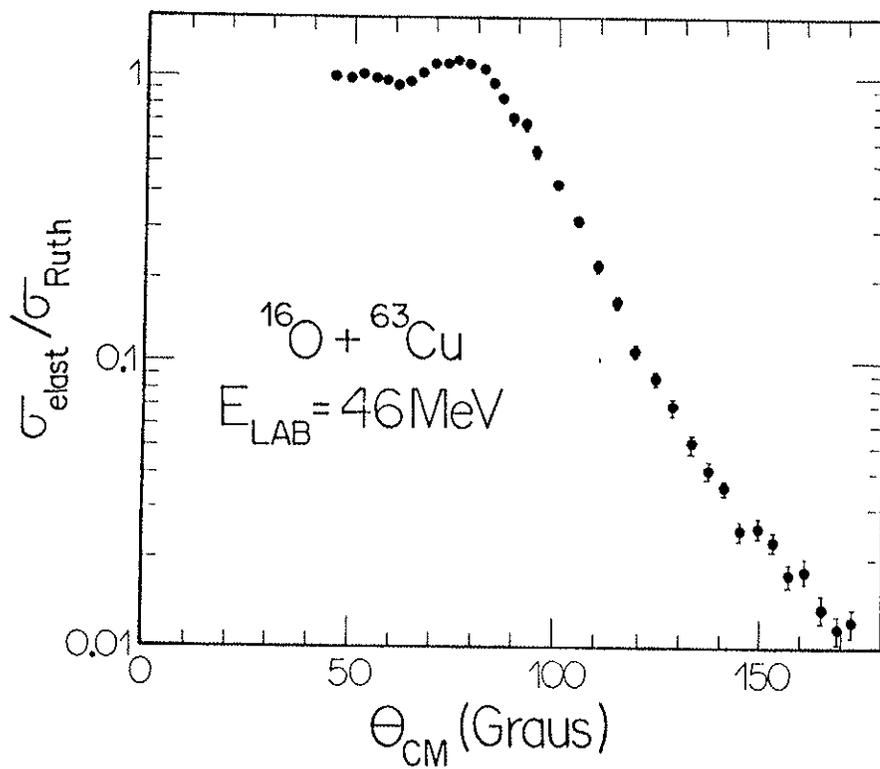
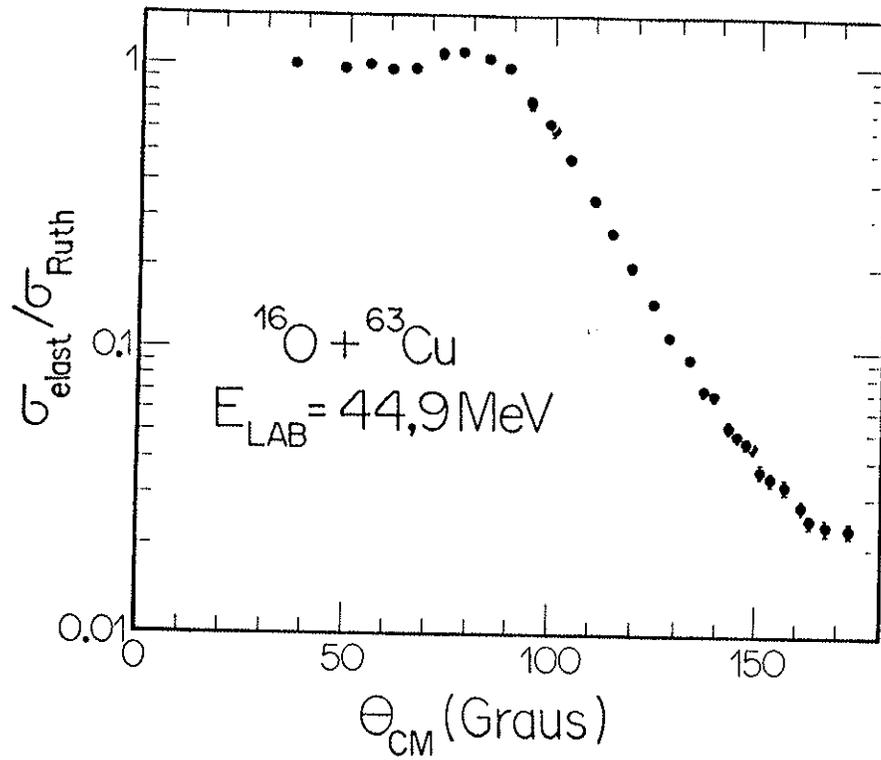


figura III.30 - Distribuições angulares de espalhamento elástico.
 Sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$. $E_{\text{LAB}} = 44.9$ e 46 MeV .

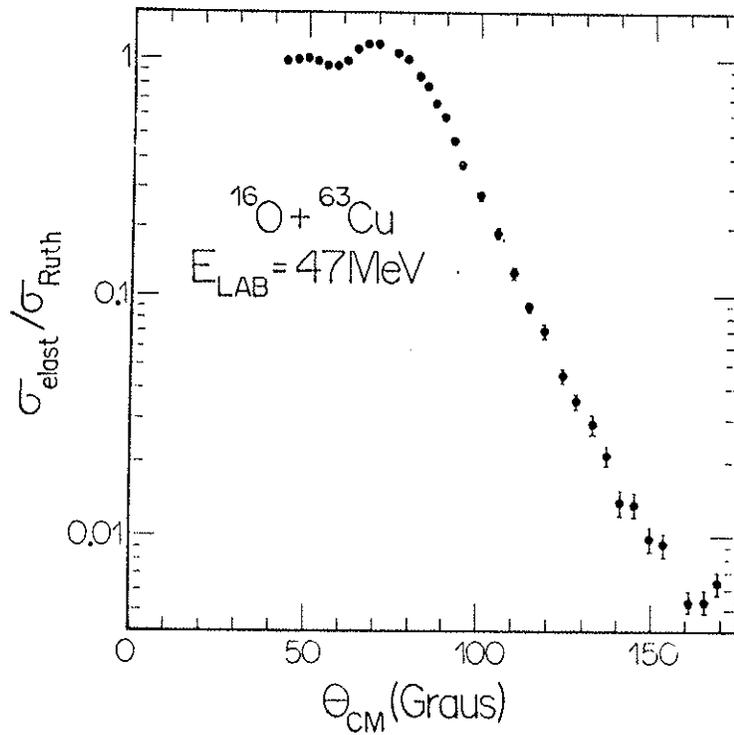
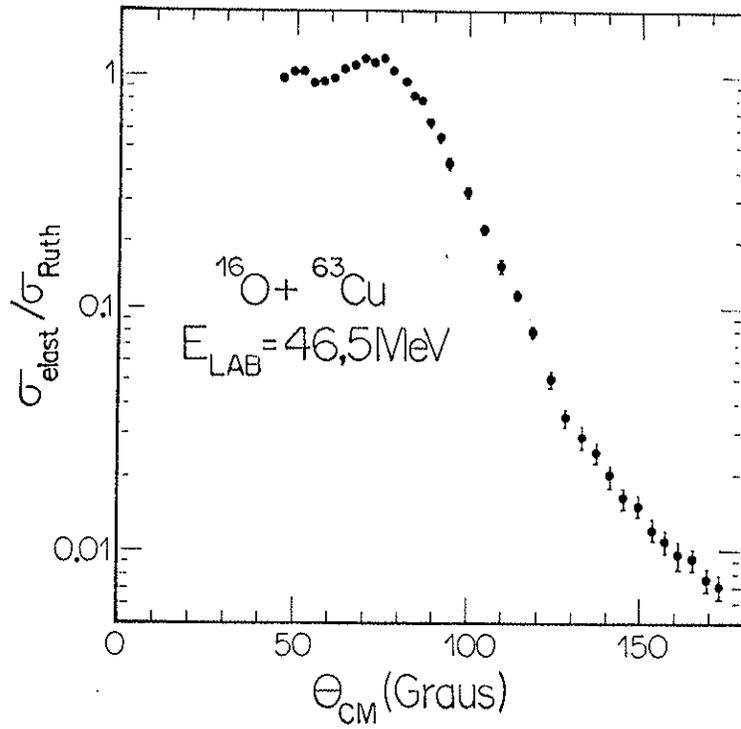


figura III.31 - Distribuições angulares de espalhamento elástico.
 Sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$. $E_{\text{LAB}} = 46.5$ e 47 MeV .

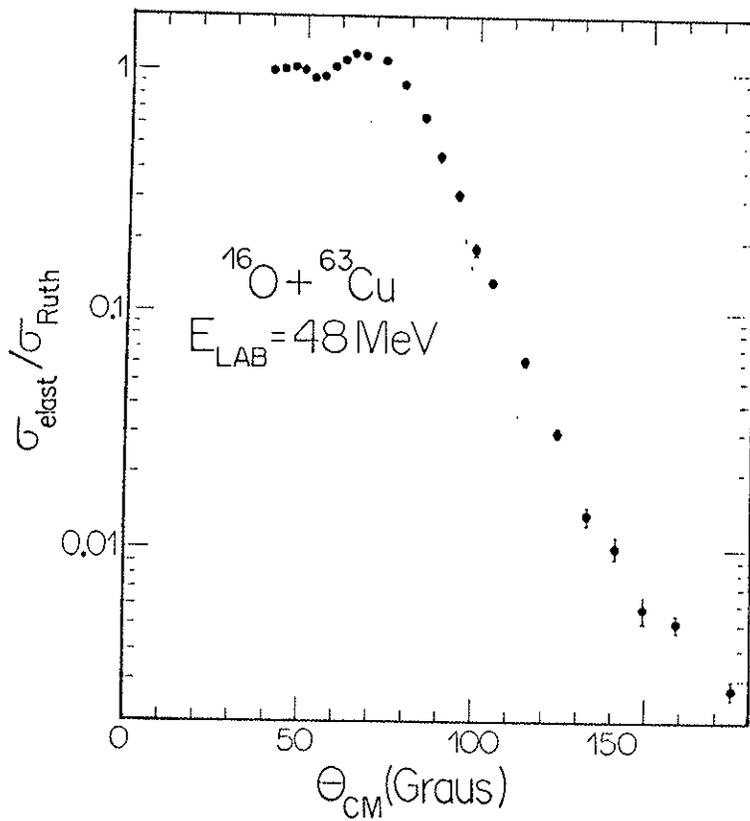
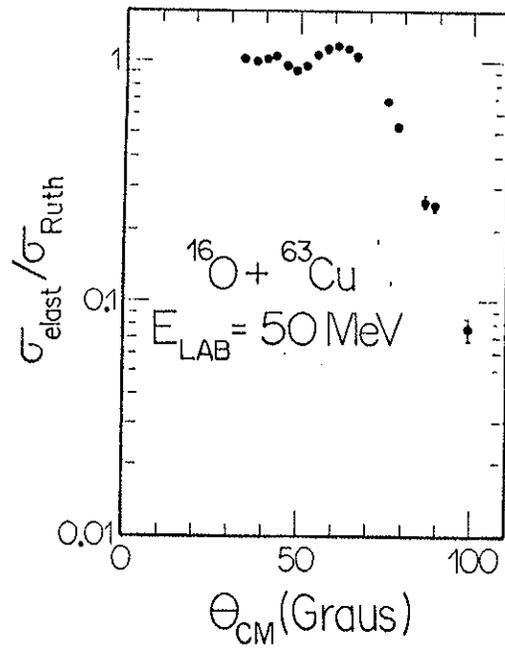


figura III.32 - Distribuições angulares de espalhamento elástico.
 Sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$. $E_{\text{LAB}} = 48$ e 50 MeV .

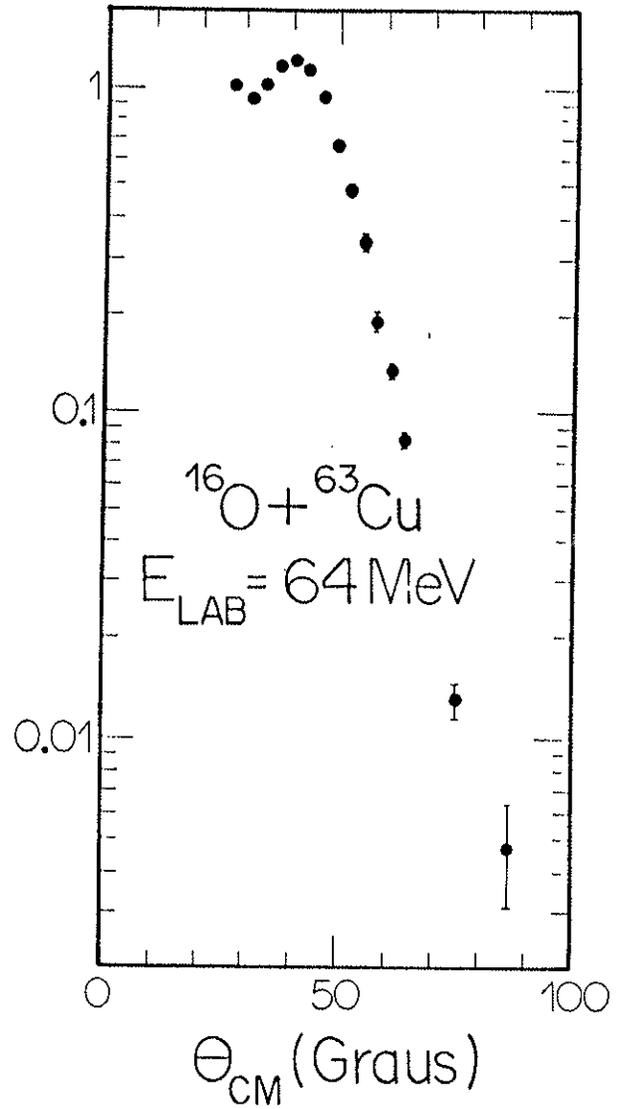
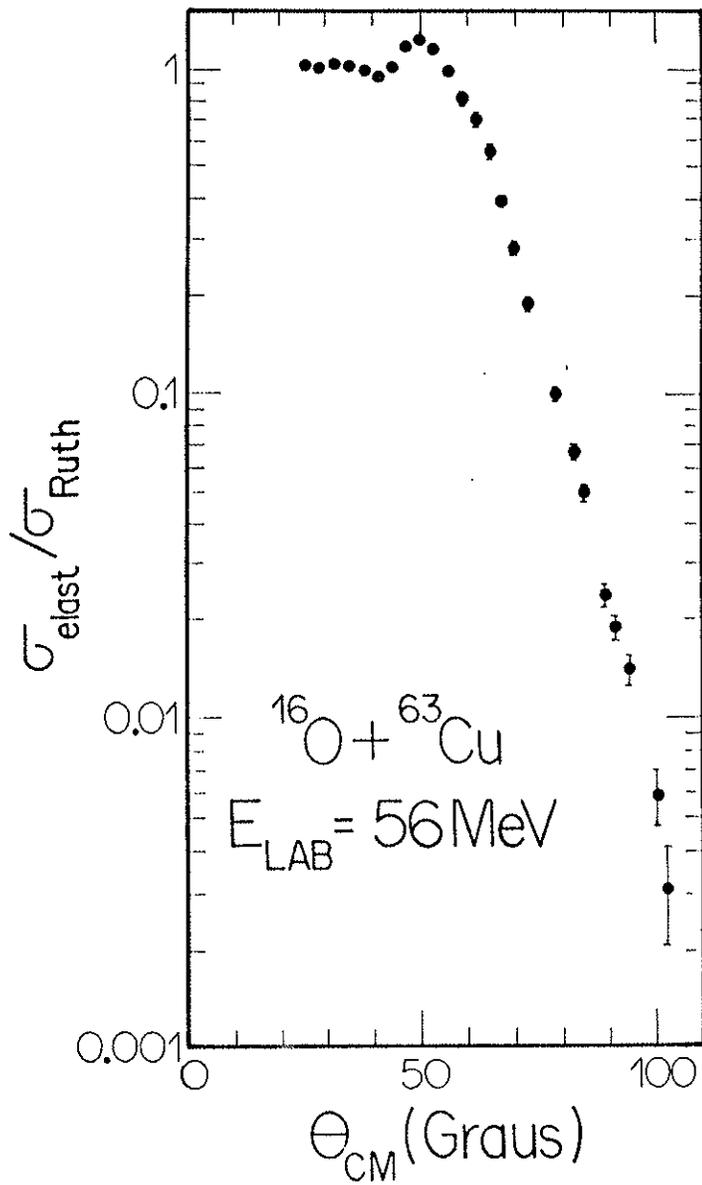


figura III.33 - Distribuições angulares de espalhamento elástico.
 Sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$. $E_{\text{LAB}} = 56$ e 64 MeV .

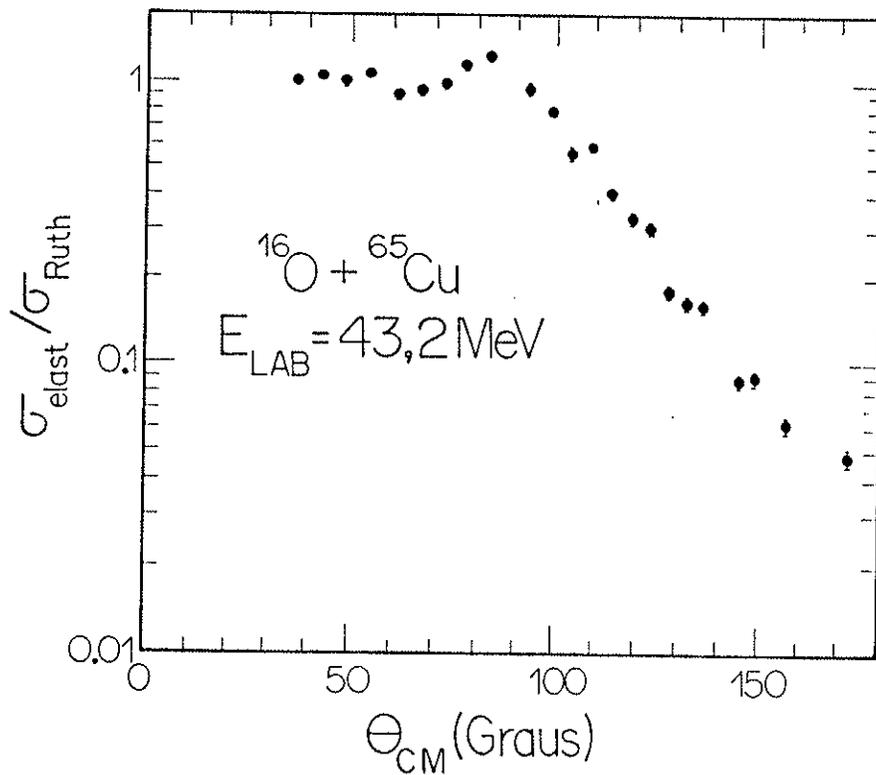
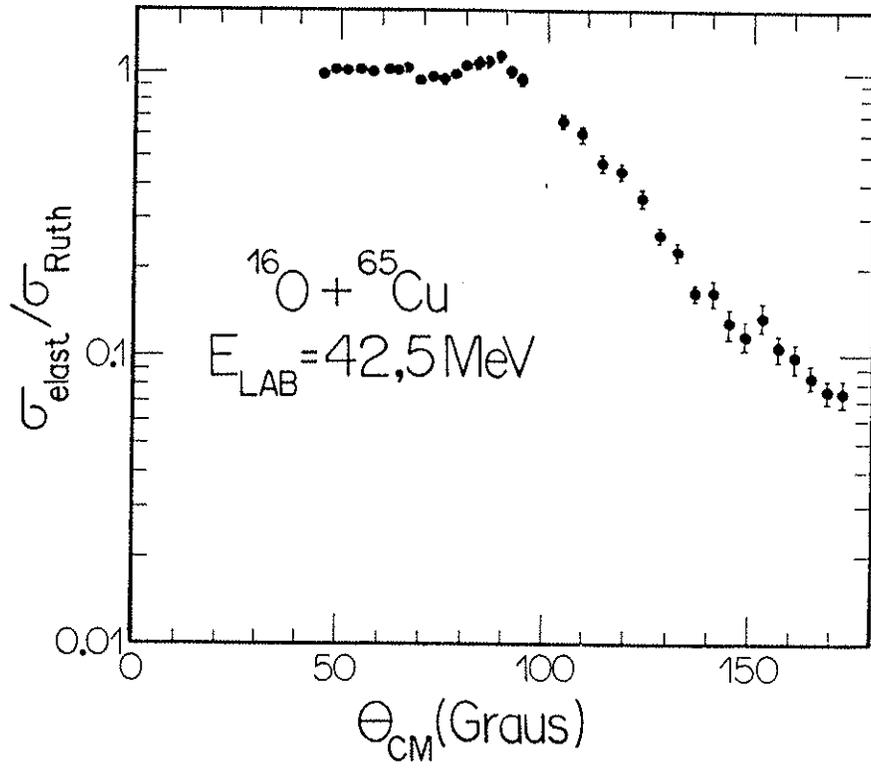


figura III.34 - Distribuições angulares de espalhamento elástico.
 Sistema $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$. $E_{\text{LAB}} = 42.5$ e 43.2 MeV .

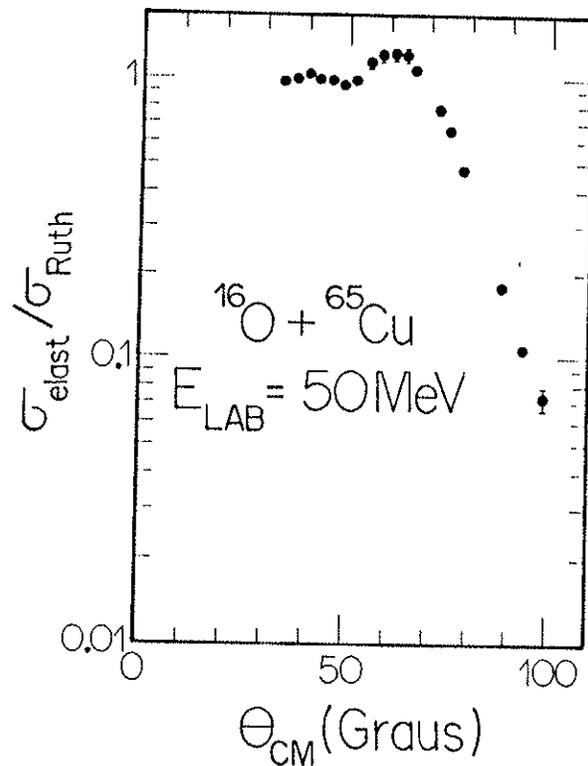
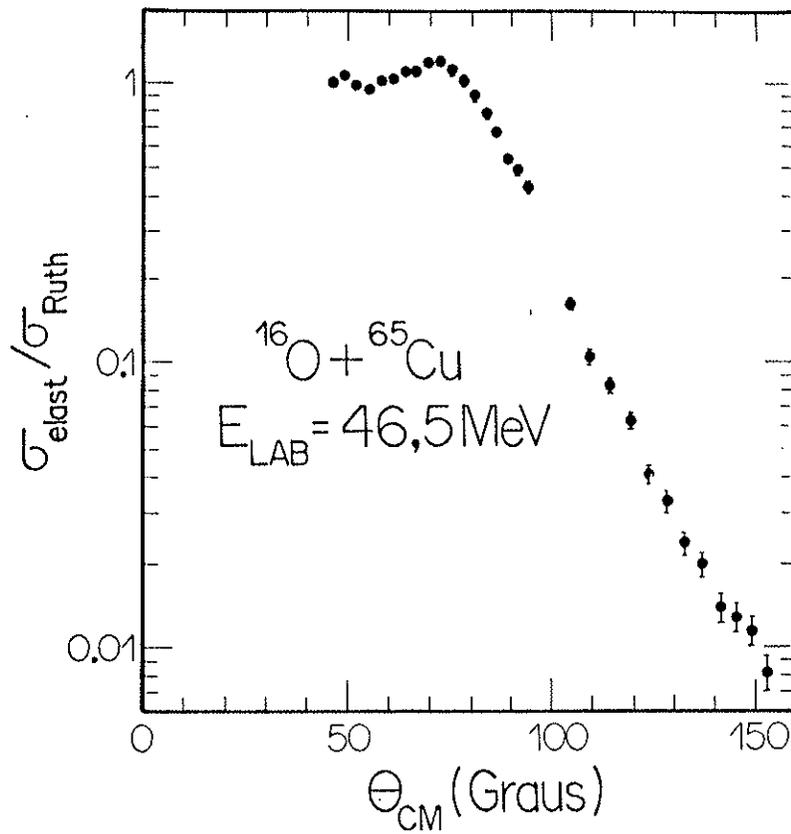


figura III.35 - Distribuições angulares de espalhamento elástico.
 Sistema $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$. $E_{\text{LAB}} = 46.5$ e 50 MeV .

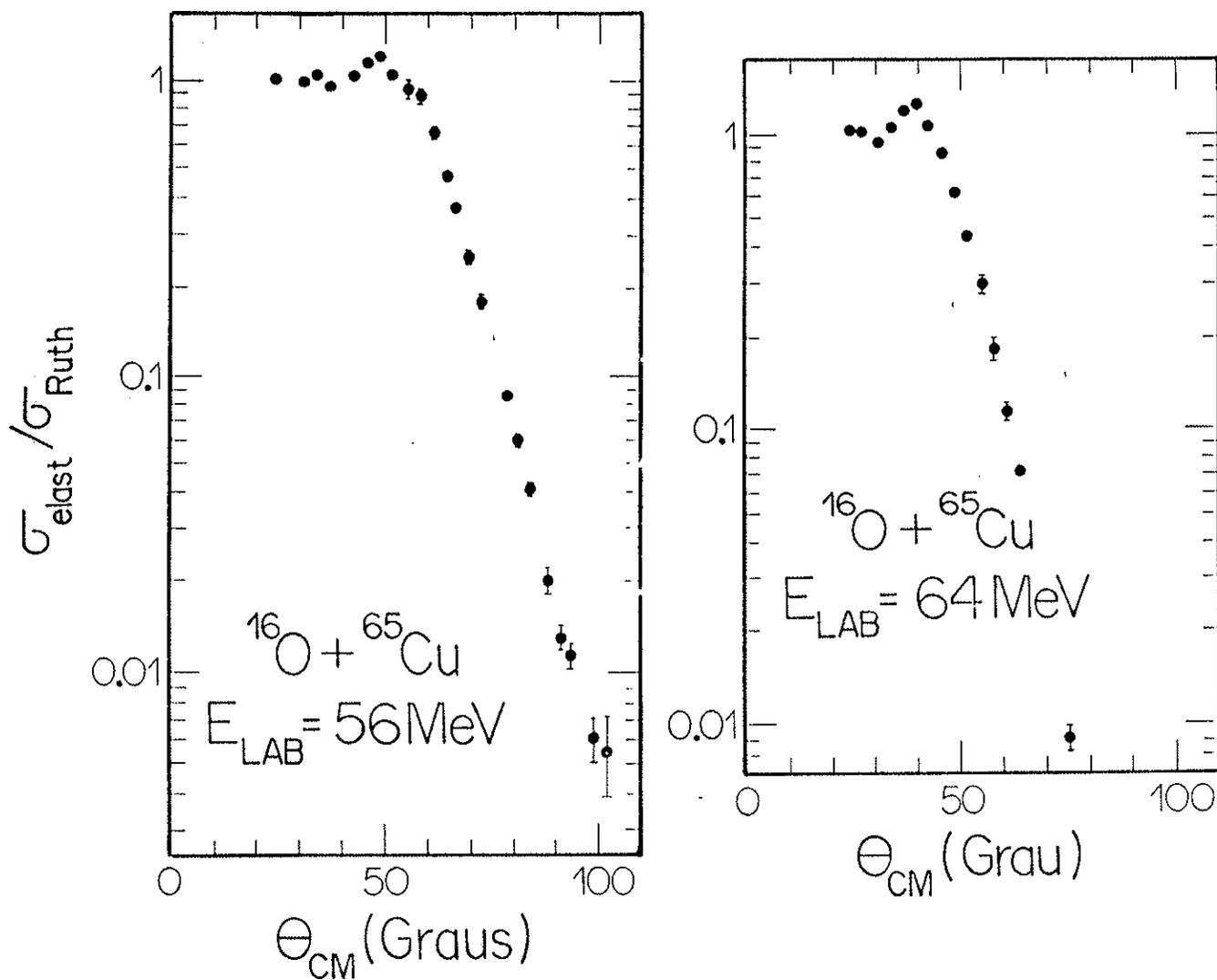


figura III.36 - Distribuições angulares de espalhamento elástico.
 Sistema $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$. $E_{\text{LAB}} = 56$ e 64 MeV .

III.3.d) Funções de Excitação de Espalhamento Elástico

As figuras III.37 e III.38 mostram funções de excitação de espalhamento elástico no sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ em cinco ângulos ($\theta_{\text{CM}} = 129^\circ, 141^\circ, 150^\circ, 157^\circ$ e 165°). O passo em energia (no sistema de laboratório) é de apenas 100 KeV! Os alvos utilizados tinham espessura de $50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$.

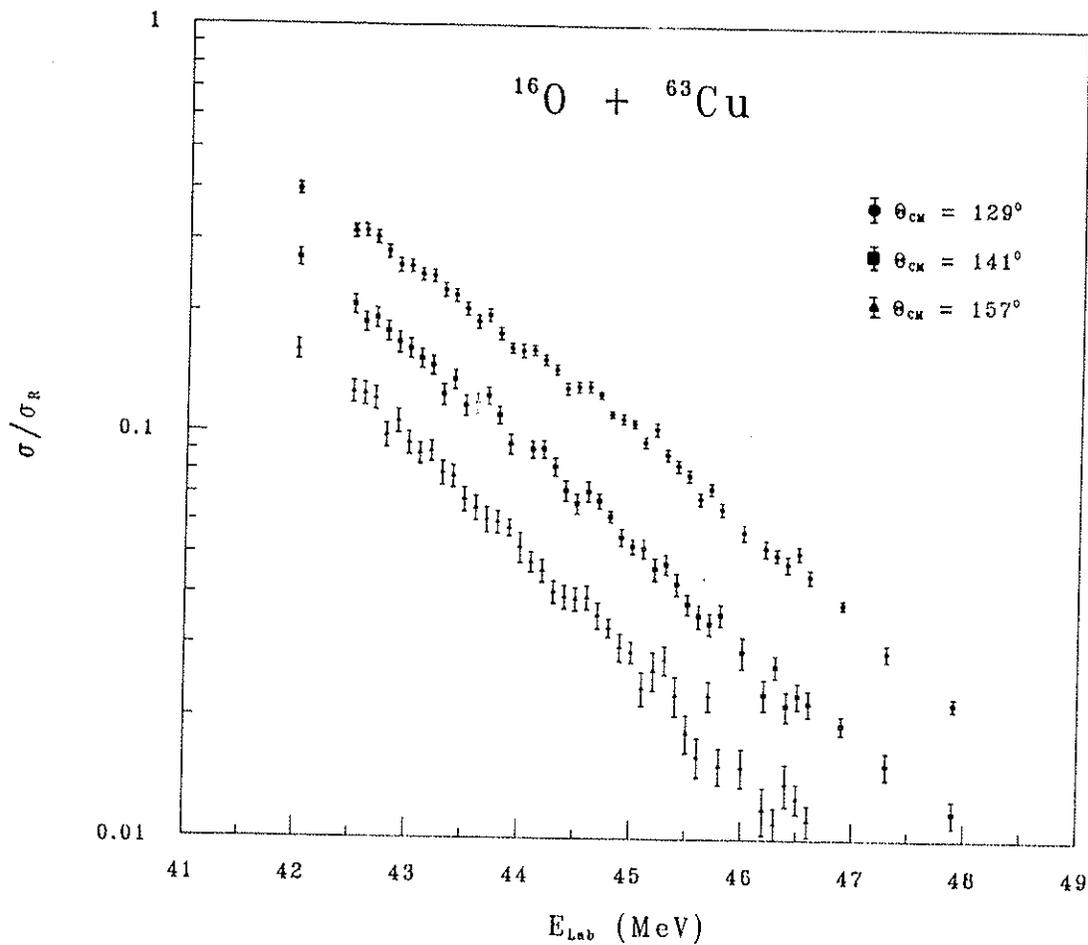


figura III.37 - Funções de excitação de espalhamento elástico para o sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$. Ângulos de centro de massa $129^\circ, 141^\circ$ e 157° .

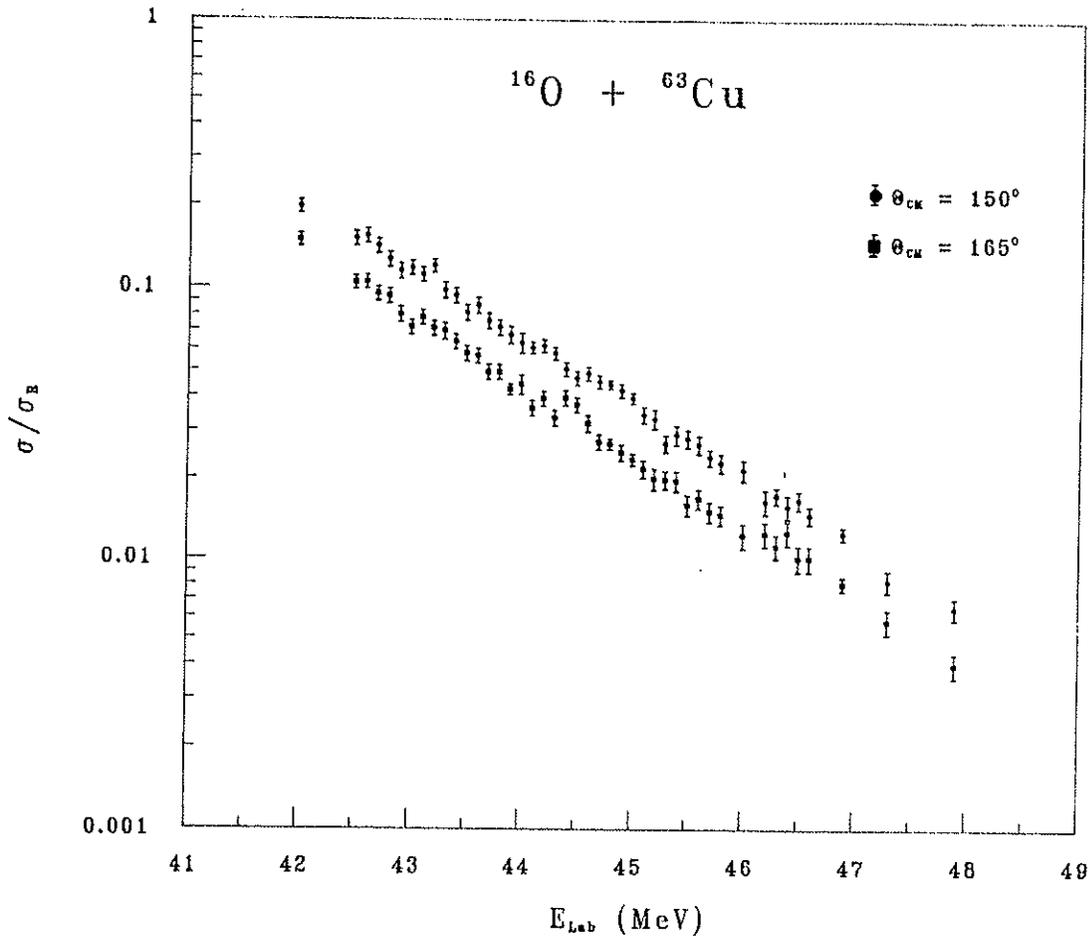


figura III.38 - Funções de excitação de espalhamento elástico para o sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$. Ângulos de centro de massa 150° e 165° .

IV - ANÁLISE DOS DADOS DE FUSÃO

Nesse capítulo vamos expor as análises que foram feitas com os dados de fusão. Inicialmente vamos abordar as distribuições angulares nos sistemas $^{18}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$. Em seguida, estudaremos as funções de excitação nos sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$.

IV.1) DISTRIBUIÇÕES ANGULARES

A figura IV.1 mostra uma comparação entre dados experimentais dos sistemas $^{18}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$, na energia de laboratório de 56 MeV, com uma previsão do código PACE (Ga80), o qual é baseado na teoria de decaimento seqüencial estatístico de Hauser-Feshbach (Vo68, Th68).

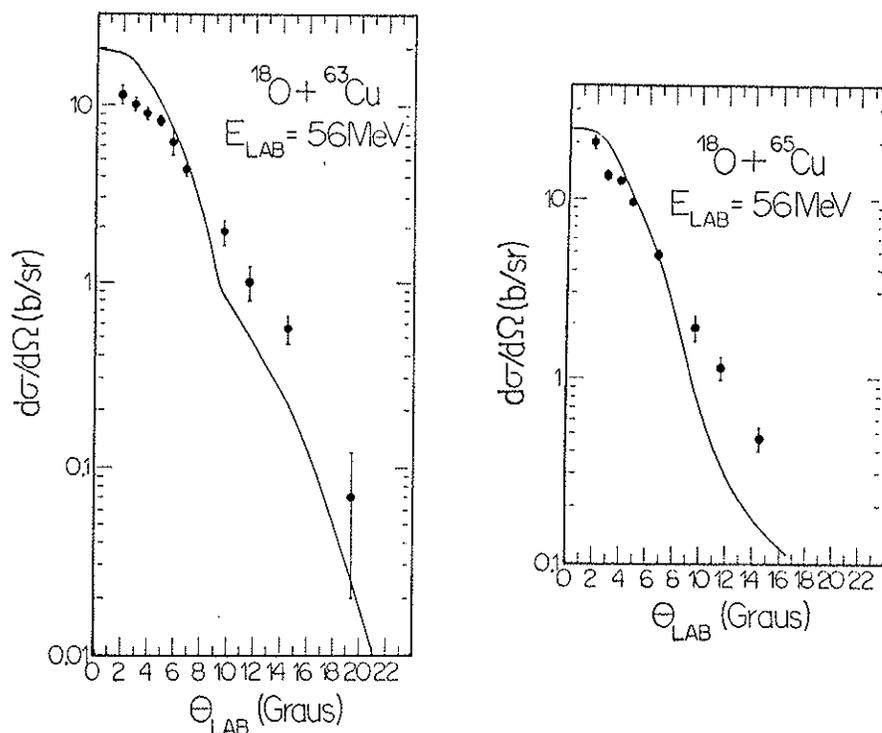


figura IV.1 - Distribuições angulares dos sistemas $^{18}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$.
As linhas cheias consistem em previsões do código PACE.

Qualitativamente, as curvas teóricas seguem os dados experimentais; quantitativamente, a concordância deixa a desejar. Isso é devido ao fato de termos mantido todos os parâmetros do código em forma "DEFAULT", sem tentar modificá-los para ajustar as curvas teóricas aos dados. Adotamos esse procedimento por considerar que, como já foi exposto, não tínhamos resolução suficiente para separar os resíduos de evaporação entre si, e a análise dos dados foi feita de forma inclusiva. Assim sendo, uma análise mais ampla com o código de decaimento estatístico não forneceria nada além de uma simples parametrização dos dados experimentais.

De maior importância, é a previsão do código em relação a dependência da distribuição angular com a energia. A seção de choque de fusão foi calculada através da expressão (III.18), que foi utilizada supondo que existia invariância da forma da distribuição angular com a energia. Esse procedimento foi baseado em dados experimentais de trabalhos anteriores (Ro87, Si90), no entanto o código PACE confirma essa hipótese (figura IV.2).

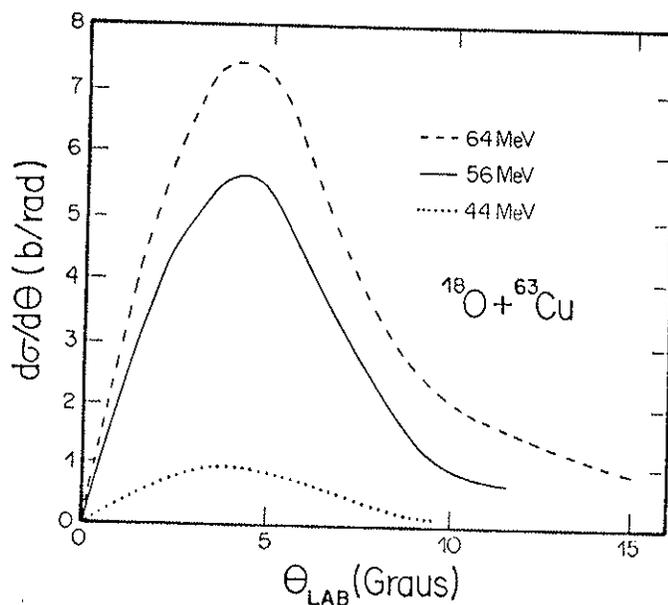


figura IV.2 - Previsão do código PACE para as distribuições angulares de fusão do sistema $^{18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ em três energias.

IV.2) ANÁLISE COM MODELOS UNIDIMENSIONAIS

Passaremos, agora, ao estudo das funções de excitação. Inicialmente, é instrutivo verificar o comportamento dos dados em relação ao tratamento puramente clássico (modelo de corte abrupto).

Na tabela IV.1 encontramos os melhores valores dos parâmetros R_0 e V_{B0} . Foram obtidos ajustando a equação (II.3) aos dados cujas energias de laboratório são iguais ou superiores à 44 MeV.

sistema	R_0 (fm)	V_{B0} (MeV)		χ^2
		CM	LAB	
$^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$	8.7 ± 0.6	33.7 ± 0.9	42.3 ± 1.1	1.2
$^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$	9.2 ± 0.9	34.3 ± 2.7	43.0 ± 3.4	0.4
$^{18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$	9.5 ± 0.3	33.1 ± 0.9	42.6 ± 1.2	1.8
$^{18}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$	9.6 ± 0.3	32.7 ± 0.9	41.7 ± 1.1	1.4

tabela IV.1: Valores dos parâmetros R_0 e V_{B0} nos sistemas de centro de massa (CM) e laboratório (LAB)

Os valores dos chi-quadrados dos ajustes são bons, entretanto as incertezas para R_0 e V_{B0} são suficientemente grandes para inviabilizar comparações mais profundas entre os sistemas.

A figura IV.3 e a tabela IV.2 mostram os dados experimentais e a previsão teórica do modelo unidimensional de penetração de barreira com o potencial de proximidade. Observamos que esse potencial não ajusta bem os dados, principalmente aqueles dos sistemas com projétil ^{18}O .

sistema	V_{B0} (MeV)	R_0 (fm)	$\hbar W_0$ (MeV)
$^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$	34.0	9.00	3.873
$^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$	33.8	9.06	3.845
$^{18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$	33.4	9.18	3.636
$^{18}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$	33.2	9.25	3.592

tabela IV.2: Valores de V_{B0} , R_0 e $\hbar W_0$ utilizando o potencial de proximidade

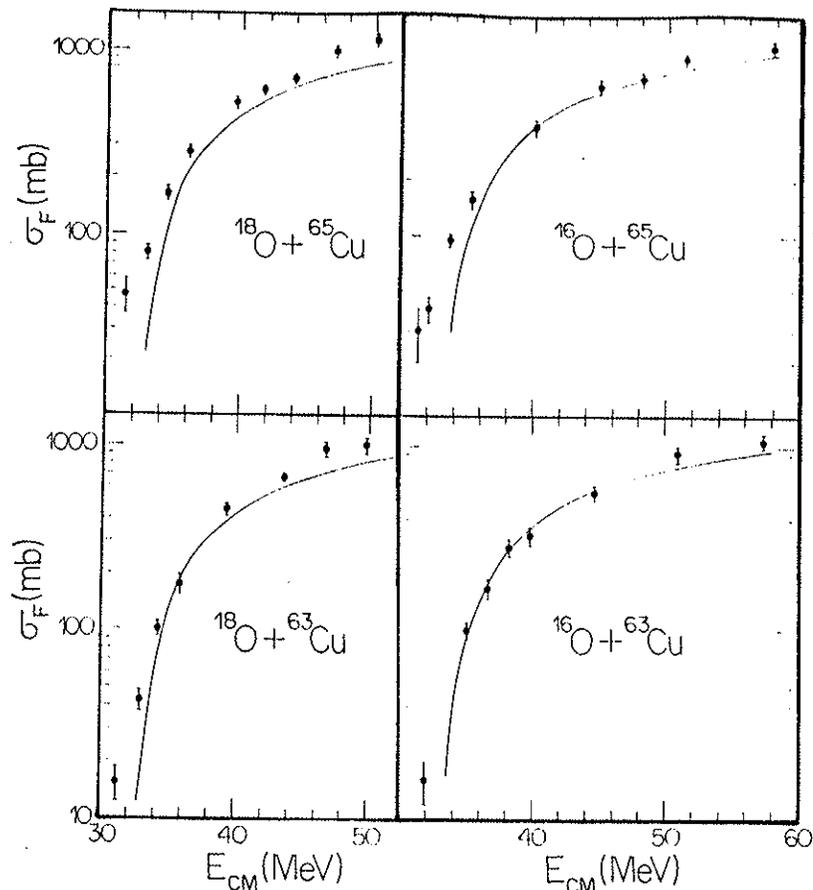


figura IV.3 - Previsão do modelo unidimensional de penetração de barreira utilizando o potencial de proximidade.

Aplicamos o método proposto por Vaz e Alexander (Va81 - vide cap. II) aos sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$. Apenas os dados com energia de laboratório iguais ou superiores à 44 MeV foram incluídos no ajuste. Na figura IV.4 os pontos não enegrecidos correspondem à sistemática levantada por Vaz. Os pontos semi-enegrecidos correspondem aos sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$. Os pontos enegrecidos correspondem a sistemas medidos no Pelletron e que estão na mesma região de massa dos estudados nesse trabalho.

Na tabela IV.3 encontramos os valores dos parâmetros ΔR , r_{ef} e r_{of} . Os valores de ΔR revelam algumas características que já podíamos observar na figura IV.3. Os sistemas com projétil ^{16}O necessitam de pequenos ΔR , isso indica que o potencial de proximidade "puro" (com $\Delta R=0$) é razoável para os sistemas $^{16}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$. Os sistemas com projétil ^{18}O têm maiores ΔR e, portanto, o cálculo com o potencial de proximidade subestima os dados. A adição de dois nêutrons, tanto no projétil como no alvo, sempre aumenta o valor de ΔR , ou seja, afasta os dados experimentais da previsão com o potencial de proximidade "puro".

sistema	ΔR (fm)	r_{ef} (fm)	r_{of} (fm)	χ^2
$^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$	-0.013	1.505	1.379	1.0
$^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$	0.029	1.524	1.399	0.6
$^{18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$	0.045	1.535	1.412	2.7
$^{18}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$	0.093	1.555	1.433	1.8

tabela IV.3: Parâmetros obtidos com o método de Vaz

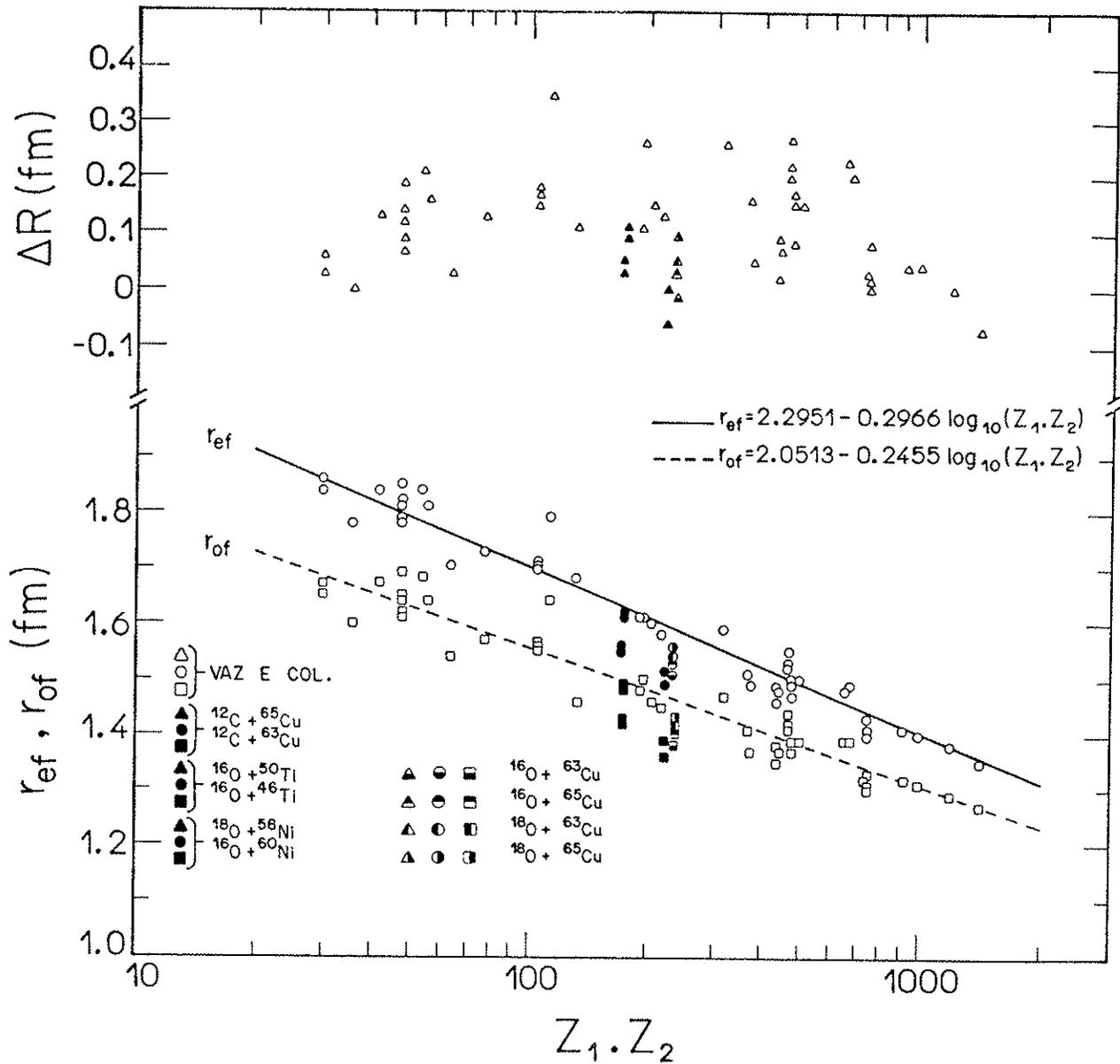


figura IV.4 - Comparação entre os valores de r_{ef} , r_{of} e ΔR para os sistemas estudados com os valores da compilação de Vaz (Va81)

A figura IV.5 mostra a previsão para a seção de choque de fusão dada pelo método de Vaz. Podemos verificar que para todos os sistemas, os dados experimentais, na região sub-Coulombiana, são subestimados pelo cálculo teórico. Efeito semelhante já havia sido relatado por Vaz para sistemas "pesados" (Va81).

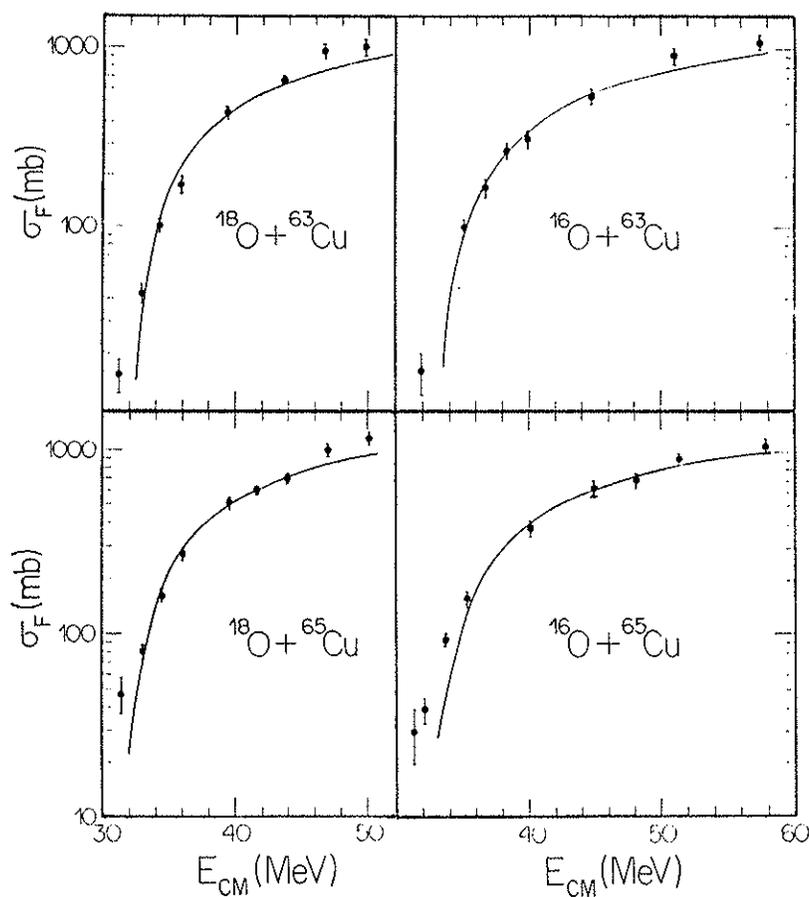


figura IV.5 - Previsão para a seção de choque de fusão obtida com o método de Vaz.

IV.3) COMPARAÇÃO ENTRE DADOS DE FUSÃO NOS SISTEMAS $^{16,18}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$

As figuras IV.6 e IV.7 mostram comparações entre os sistemas $^{16}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$ e $^{18}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$. Podemos ver que, em energias próximas da barreira Coulombiana, a seção de choque para os sistemas com alvo ^{65}Cu é superior à dos sistemas com alvo ^{63}Cu .

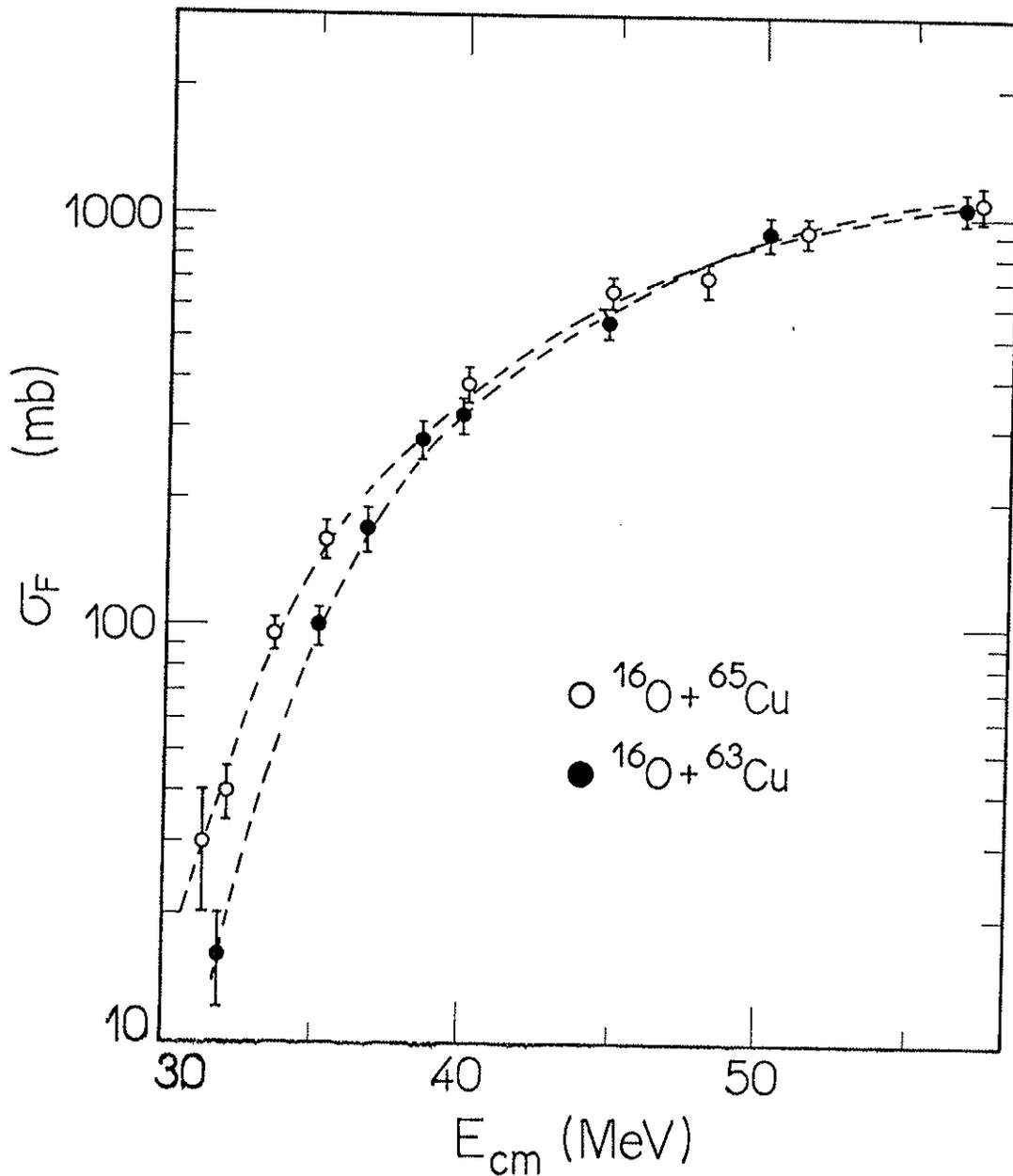


figura IV.6 - Seção de choque de fusão em função da energia para os sistemas $^{16}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$. As linhas tracejadas são guias visuais.

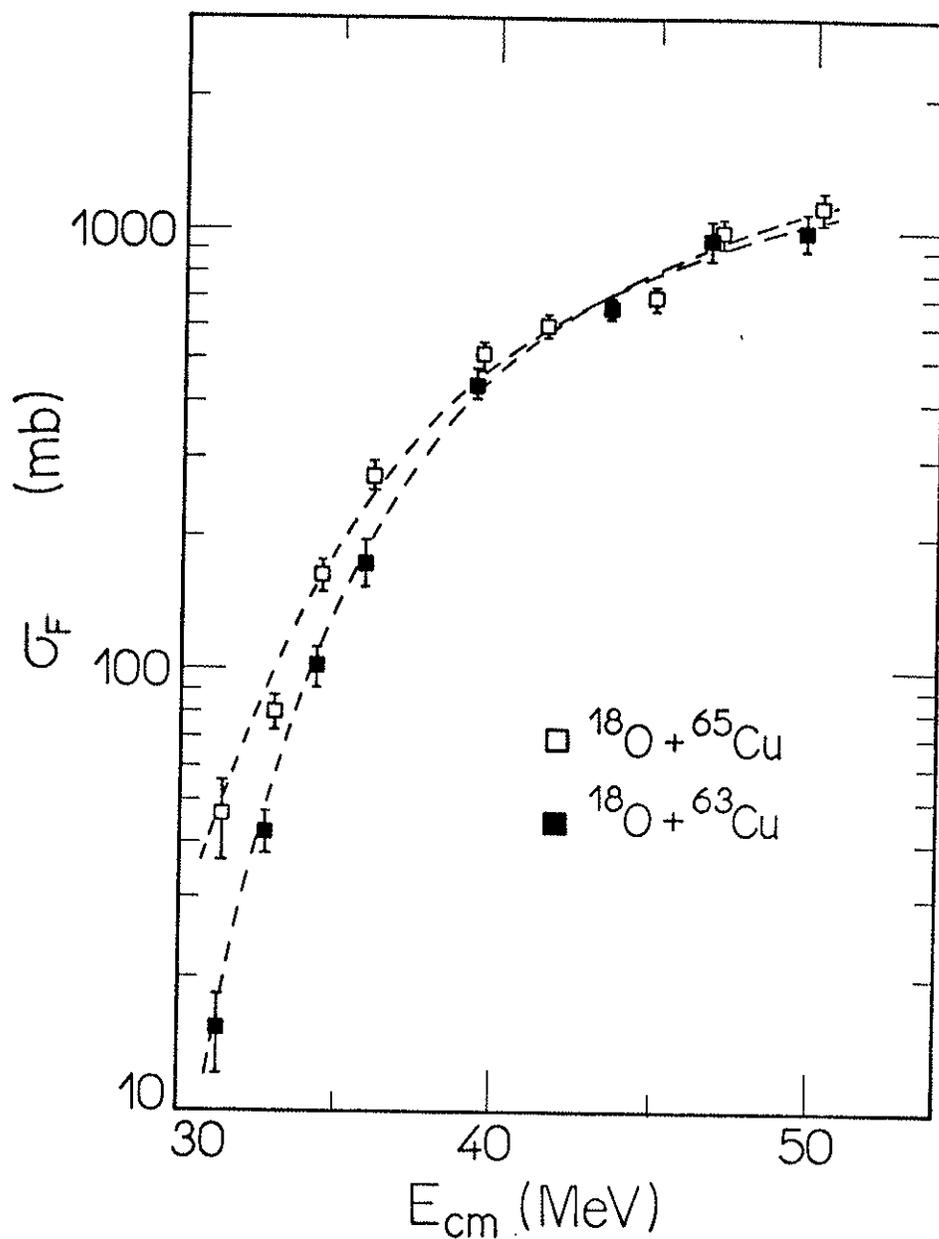


figura IV.7 - Seção de choque de fusão em função da energia para os sistemas $^{18}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$. As linhas tracejadas são guias visuais.

Seria interessante compararmos os projéteis mostrando, por exemplo, os sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ numa só figura. Infelizmente, as barreiras de fusão desses sistemas são bastante diferentes (tabela IV.2) e a comparação ficaria prejudicada. Para aprofundar a

análise, vamos utilizar um método que nos permitirá observar, com melhor precisão, as diferenças fundamentais entre os sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$.

A fórmula de Wong (expressão II.6) mostra que os potenciais unidimensionais fornecem três quantidades que determinam o comportamento da seção de choque de fusão; são elas: a altura (V_{BO}), o raio (R_0) e a curvatura ($\hbar W_0$) da barreira de momento angular nulo. Os potenciais unidimensionais prevêem diferenças entre os sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$, no que diz respeito à V_{BO} , R_0 e $\hbar W_0$ (por exemplo, tabela IV.2); tais diferenças são denominadas "geométricas".

É interessante trabalhar com grandezas que independem da "geometria" do sistema; a fórmula de Wong nos sugere as seguintes:

$$\text{seção de choque reduzida} = \sigma_{\text{RED}} = \frac{2 \sigma_F}{R_0^2 \hbar W_0} E_{\text{CM}} \quad (\text{IV.1})$$

$$\text{energia reduzida} = E_{\text{RED}} = \frac{E_{\text{CM}} - V_{\text{BO}}}{\hbar W_0} \quad (\text{IV.2})$$

Tanto σ_{RED} como E_{RED} são adimensionais. A fórmula de Wong passa a ser universal (independente do sistema) e pode ser escrita como:

$$\sigma_{\text{RED}} = \ln \left[1 + \exp \left(2\pi E_{\text{RED}} \right) \right] \quad (\text{IV.3})$$

A aplicação das expressões (IV.1) e (IV.2) é de pouca utilidade na comparação entre sistemas com números de massa do projétil ou alvo muito diferentes, porque, nesse caso, as grandezas σ_{RED} e E_{RED} dependem fortemente do potencial teórico utilizado. No nosso caso, porém, tanto projétil como alvo diferem no máximo por dois núcleons.

Na tabela IV.4 encontram-se os parâmetros V_{BO} , R_0 e $\hbar W_0$ de alguns potenciais unidimensionais.

potencial		PRT	WWP	KNS	BAS	DDS
sistema						
$^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$	V_{B0}	34.02	32.72	32.58	32.84	31.72
	R_0	9.00	9.23	9.40	8.57	9.97
	$\hbar W_0$	3.873	3.297	3.472	2.750	3.905
$^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$	V_{B0}	33.80	32.53	32.40	32.59	31.57
	R_0	9.06	9.29	9.46	8.65	10.02
	$\hbar W_0$	3.845	3.282	3.445	2.721	3.882
$^{18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$	V_{B0}	33.40	31.89	32.08	32.12	31.34
	R_0	9.18	9.49	9.57	8.81	10.10
	$\hbar W_0$	3.636	3.064	3.279	2.570	3.709
$^{18}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$	V_{B0}	33.20	31.73	31.90	31.88	31.20
	R_0	9.25	9.55	9.63	8.89	10.15
	$\hbar W_0$	3.592	3.051	3.252	2.543	3.686

tabela IV.4: Valores de V_{B0} (MeV), R_0 (fm) e $\hbar W_0$ (MeV).

PRT = potencial de proximidade (Bl77)

WWP = Siwek-Wilczynska, Wilczynski (Wi78)

KNS = Krappe, Nix, Sierk (Kr79)

BAS = Potencial de Bass (Ba74)

DDS = Densidade de Energia (Ng75a, Ng75b)

Quando utilizamos as expressões (IV.1) e (IV.2) para efeito de comparação entre dois sistemas, são importantes as relações:

$$R_{12} = \frac{\left[R_0^2 \hbar W_0 \right]_2}{\left[R_0^2 \hbar W_0 \right]_1} ; \quad V_{12} = V_{B0_2} - V_{B0_1} ; \quad H_{12} = \frac{\hbar W_{0_2}}{\hbar W_{0_1}} \quad (\text{IV.4})$$

onde os índices 1 e 2 representam os sistemas em comparação.

A tabela IV.5 fornece essas relações considerando como sistema "1" $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ e como sistema "2" os demais. Podemos verificar que a mudança do potencial quase não altera R_{12} , V_{12} e

H_{12} . Por exemplo, considerando como sistema "2" $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$, as relações estão contidas dentro dos limites $R_{12} = 1.006 \pm .002$; $V_{12} = (0.20 \pm 0.05) \text{ MeV}$ e $H_{12} = 0.992 \pm 0.003$, ou seja, enquanto R_{12} e H_{12} variam menos que 0.5 %, V_{12} é estabelecida com uma precisão de 50 KeV !

sistema 2	$^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$			$^{18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$			$^{18}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$		
	R_{12}	V_{12}	H_{12}	R_{12}	V_{12}	H_{12}	R_{12}	V_{12}	H_{12}
PRT	1.006	0.22	0.993	0.977	0.62	0.939	0.980	0.82	0.927
WWP	1.008	0.19	0.995	0.982	0.83	0.929	0.991	0.99	0.925
KNS	1.005	0.18	0.992	0.979	0.50	0.944	0.983	0.68	0.937
BAS	1.008	0.25	0.989	0.988	0.72	0.935	0.995	0.96	0.925
DDS	1.004	0.15	0.994	0.975	0.38	0.950	0.978	0.52	0.944

tabela IV.5: Valores de R_{12} , V_{12} e H_{12} (vide texto)

PRT = potencial de proximidade (Bl77)

WWP = Siwek-Wilczynska, Wilczynski (Wi78)

KNS = Krappe, Nix, Sierk (Kr79)

BAS = Potencial de Bass (Ba74)

DDS = Densidade de Energia (Ng75a, Ng75b)

Essas considerações mostram que as comparações entre os sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$, utilizando as expressões (IV.1) e (IV.2), praticamente independem do potencial teórico utilizado. Em nossos cálculos para seção de choque reduzida utilizaremos o potencial de proximidade.

A eliminação dos efeitos "geométricos" permite estudarmos com detalhes as diferenças entre os sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$. Na figura IV.8 os pontos brancos correspondem a sistemas cujo alvo é ^{65}Cu e pontos pretos são relativos ao ^{63}Cu ; círculos e quadrados dizem respeito a sistemas que têm como projétil respectivamente ^{16}O e ^{18}O . A linha cheia representa a equação (IV.3).

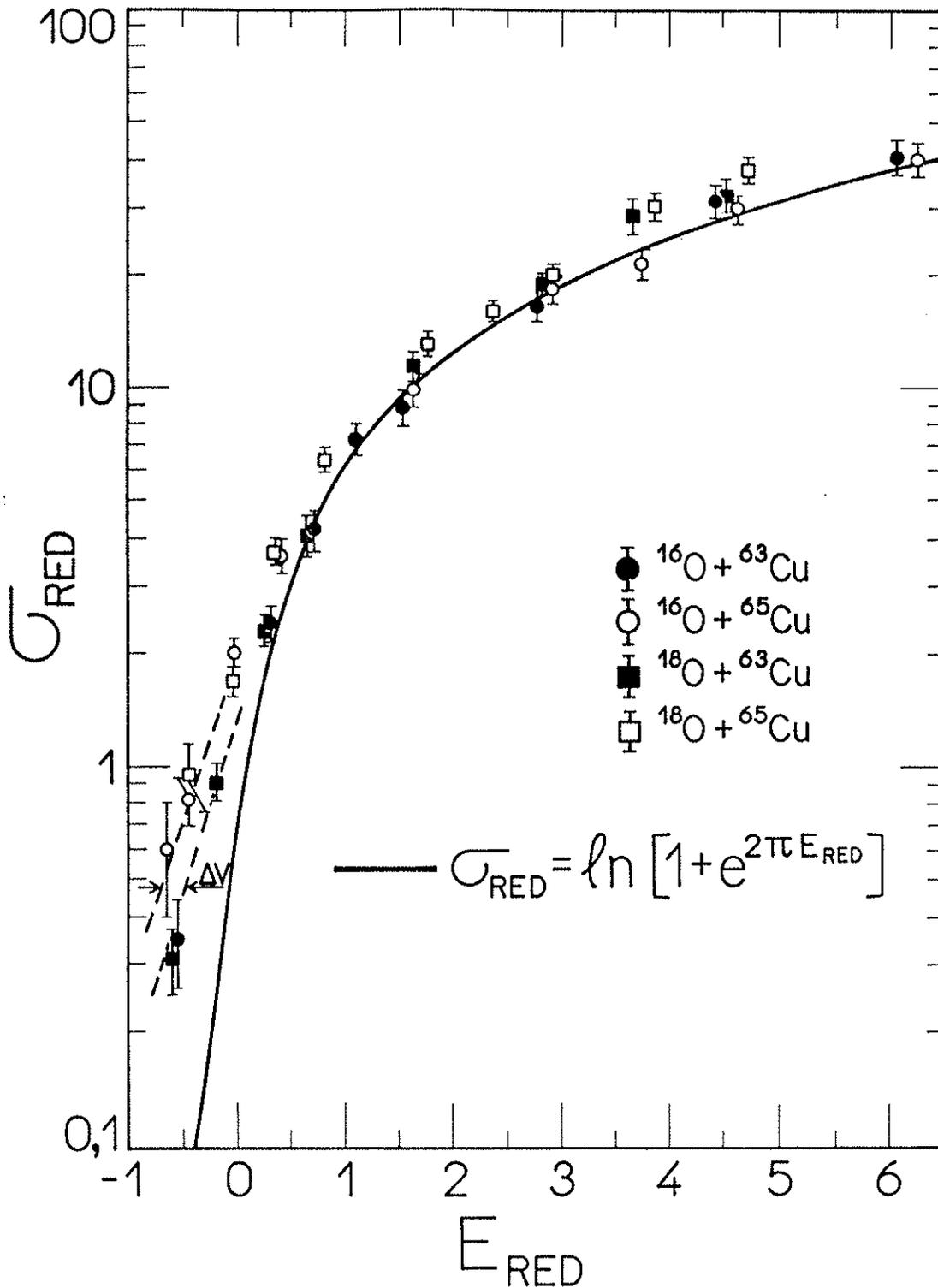


figura IV.8 - Comparação entre todos os sistemas utilizando grandezas reduzidas. A linha cheia corresponde à fórmula de Wong e as linhas tracejadas são guias visuais. Em energias próximas da barreira de fusão existe, entre os sistemas com alvo ^{65}Cu e ^{63}Cu , uma diferença $\Delta V \approx 0.8$ MeV.

Podemos observar que, em energias altas ($E_{RED} > 1.5$), todos os sistemas têm aproximadamente o mesmo comportamento e a previsão teórica do potencial unidimensional é razoável. Quando nos aproximamos da barreira ($E_{RED} = 0$), os sistemas com alvo ^{65}Cu têm maior seção de choque de fusão reduzida do que sistemas com ^{63}Cu .

No item anterior verificamos que, em energias altas, existe uma simetria em relação ao projétil e alvo; a adição de dois nêutrons sempre implica em aumento do parâmetro ΔR . Agora verificamos que, próximo da barreira, a simetria é quebrada, ou seja, apesar de todos os sistemas apresentarem dados que se afastam da previsão do potencial unidimensional, a diferença é bem maior em sistemas com alvo ^{65}Cu do que com ^{63}Cu (independentemente do projétil).

Efeito semelhante já havia sido observado em um trabalho anterior de nosso grupo (Ra87). A figura IV.9 mostra dados de transferência de núcleons para os sistemas $^{16}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$. Quando a energia diminui, a seção de choque para o sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ diminui mais rapidamente que para o sistema $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$.

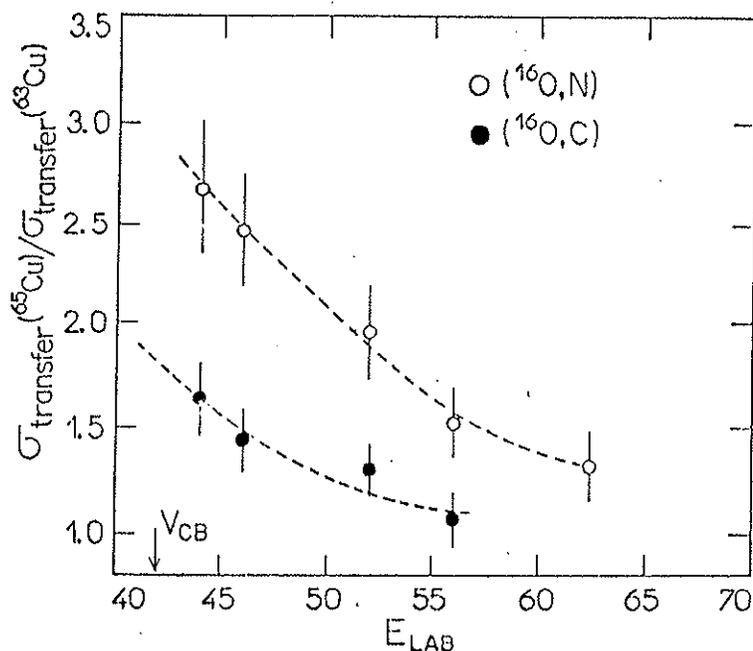


figura IV.9 - Seção de choque de transferência de núcleons para os sistemas $^{16}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$

IV.4) A FALHA DOS MODELOS TEÓRICOS TRADICIONAIS

Diversos modelos têm como objetivo explicar os fenômenos ligados à fusão sub-Coulombiana. Cabe questionar, como poderiam explicar as diferenças observadas entre os sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ e $^{16,18}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$.

IV.4.a) Deformações Estáticas

Com esse modelo (St80, St81) poderíamos explicar, se existissem, diferenças entre os projéteis, pois os parâmetros de deformação do ^{16}O e ^{18}O são muito diferentes. No entanto, os parâmetros de deformação do ^{63}Cu e ^{65}Cu , respectivamente 0.24 e 0.20, são muito semelhantes, e, inclusive, o ^{63}Cu é algo mais deformado (portanto, segundo o modelo, deveria ter maior seção de choque).

IV.4.b) Deformações Dinâmicas

Os modelos que tratam de deformações dinâmicas geralmente estão baseados no modelo da gota líquida e envolvem a evolução de um "pescoço". É difícil imaginar porque o "pescoço" dos sistemas $^{16}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$ seria diferente do "pescoço" dos sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$.

O "pescoço" teria o efeito de uma diminuição da barreira por uma quantidade ΔV_B . Estabeleceu-se uma sistemática, para sistemas simétricos, com o objetivo de obter expressões empíricas para ΔV_B (Ag87), com o seguinte resultado:

$$\Delta V_B = \alpha \rho_{ef}^\beta \quad (IV.5)$$

$$\text{com } \alpha = 0.0016 \text{ MeV} \quad ; \quad \beta = 2.5 \quad ; \quad \rho_{ef} = \frac{4 Z_1 Z_2}{\left[A_1^{1/3} A_2^{1/3} \left(A_1^{1/3} + A_2^{1/3} \right) \right]}$$

Para os sistemas que estamos estudando os ΔV_B calculados com a expressão (IV.5) são aproximadamente iguais (tabela IV.6). No entanto, nossos dados experimentais indicam uma diferença $\Delta V \approx 0.8$ MeV entre os sistemas com alvo ^{63}Cu e ^{65}Cu (figura IV.8). Fica estabelecido assim que, dificilmente um modelo com deformações dinâmicas explicaria nossos dados.

sistema	ρ_{ef}	ΔV_B (MeV)
$^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$	14.24	1.22
$^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$	13.48	1.07
$^{18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$	14.00	1.17
$^{18}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$	13.26	1.02

tabela IV.6 - *Varição da barreira de fusão devido à deformações dinâmicas*

IV.4.c) Movimento de Ponto Zero

A variação do raio nuclear devido ao movimento de ponto zero dos núcleos em seu estado fundamental, conseguiu explicar dados experimentais de fusão, em energias sub-Coulombianas, para alguns sistema pesados (Es81). No caso dos sistemas que estamos estudando parece improvável que os núcleos ^{63}Cu e ^{65}Cu sejam muito diferentes sob o aspecto de vibração do estado fundamental, apesar de que essa hipótese poderia explicar as diferenças entre os sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ e $^{16,18}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$.

IV.4.d) Canais Acoplados

Os programas de canais acoplados que existem atualmente, como, por exemplo, o código CCFUS (Da86), não podem explicar os nossos dados de fusão. Isso é devido ao fato de que esses códigos, por uma necessidade prática, consideram o acoplamento de somente alguns poucos canais, e não existe nenhum canal que diferencie fortemente os sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ e $^{16,18}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$.

Os canais de transferência de núcleons dependem fortemente do projétil (mostramos que a seção de choque reduzida é independente do projétil); por exemplo, a transferência de dois nêutrons "stripping" poderia ser importante nos sistemas $^{18}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$, mas dificilmente nos sistemas $^{16}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$ (os valores Q dessas reações encontram-se na tabela IV.7).

tipo de transferência	sistema			
	$^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$	$^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$	$^{18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$	$^{18}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$
+ 2n	-7.6	-5.6	-8.2	-6.3
- 2n	-11.1	-12.7	+5.6	+4.0
+ 1p	-5.5	-6.9	+1.9	+0.5
- 1p	-4.4	-3.2	-8.2	-7.0
+ α	-1.0	-2.0	+3.9	+2.9
- α	-3.4	-2.7	-2.5	-1.7

tabela IV.7 - Valores Q de reação para transferências para o estado fundamental. O sinal (+) significa transferências para o projétil (pick-up) e o sinal (-) o contrário (stripping). Os valores de Q estão em MeV.

Por outro lado, o acoplamento por transições inelásticas para estados excitados dos núcleos ^{63}Cu e ^{65}Cu não diferenciam nossos sistemas, pois, como podemos observar na tabela IV.8, os primeiros estados excitados do ^{63}Cu são muito semelhantes aos do ^{65}Cu no que se refere à energia de excitação, spin e parâmetro de deformação.

núcleo	J^π	E^* (MeV)	β	$t_{1/2}$ (ps)
^{63}Cu	$1/2^-$	0.67	0.243	0.20
	$5/2^-$	0.96	0.265	0.60
	$7/2^-$	1.33	0.234	0.60
	$5/2^-$	1.41	0.110	1.10
^{65}Cu	$1/2^-$	0.77	0.200	0.09
	$5/2^-$	1.12	0.220	0.26
	$7/2^-$	1.48	0.195	0.33
	$5/2^-$	1.62	0.078	0.90

tabela IV.8 - Dados referentes a estados excitados.

Os dados foram obtidos da referência Nu67.
 J^π = spin e paridade; E^* = energia de excitação;
 β = parâmetro de deformação; $t_{1/2}$ = vida média.

É interessante observar que as vidas-médias dos estados excitados do ^{63}Cu são aproximadamente duas vezes mais longas do que do ^{65}Cu (consequentemente a largura em energia dos níveis do ^{63}Cu é metade do que para o ^{65}Cu). No entanto, as vidas-médias dos estados excitados não são levadas em conta em nenhum cálculo de canais acoplados da atualidade.

IV.5) SÍNTESE

Podemos resumir os principais resultados desse capítulo da seguinte maneira:

a) Para os sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$, os potenciais unidimensionais ajustados por um parâmetro livre (método de Vaz), subestimam a seção de choque de fusão, em energias sub-Coulombianas.

b) A redução dos dados, eliminando efeitos "geométricos", mostra que existem diferenças importantes, em energias próximas da barreira de fusão, entre os sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ e $^{16,18}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$.

c) Os modelos teóricos mais utilizados para explicar dados de fusão em energias sub-Coulombianas, dificilmente poderiam explicar as diferenças do item b.

Voltaremos a tratar de fusão no capítulo VI, onde será proposto um modelo teórico para explicar as diferenças observadas entre os sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ e $^{16,18}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$.

V - ANÁLISES DE MODELO ÓTICO

Nesse capítulo, vamos expor as análises que foram realizadas com as distribuições angulares de espalhamento elástico dos sistemas $^{16}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$.

Os ajustes dos parâmetros do potencial ótico foram obtidos utilizando o código PTOLEMY, desenvolvido no Laboratório Nacional de Argonne (Illinois - Estados Unidos), o qual possui sub-rotinas bastante poderosas (em termos de tempo de processamento) para ajustes pelo método dos mínimos quadrados.

O potencial ótico é do tipo Woods-Saxon (expressão II.21). Fixo o potencial, o programa resolve, por integração numérica, a equação estacionária de Schrodinger (II.10) sujeita a condições de contorno na origem e na região assintótica ($r \rightarrow \infty$). Dessa forma, obtém-se a função de onda e, conseqüentemente, a amplitude de espalhamento. O programa fornece a matriz S , a seção de choque de espalhamento elástico e a seção de choque de reação.

O ajuste de parâmetros livres e a obtenção de suas respectivas incertezas foram realizados com o método dos mínimos quadrados (Be69). O potencial Woods-Saxon tem diversos parâmetros ajustáveis e, em um espaço multidimensional, existem diversos mínimos locais. Para garantir que todos os mínimos sejam encontrados é necessário partir (o código PTOLEMY) de diversos pontos iniciais; no estudo das dezenove distribuições angulares usamos, aproximadamente, 70000 pontos de partida !

Também fizemos diversos cálculos que normalmente não são realizados pelos programas de modelo ótico (por exemplo, o teste de notch, que necessita de uma "cunha" no potencial ótico). Para realizar esses cálculos necessitávamos de um código em que tivéssemos acesso ao programa fonte (que não é o caso do PTOLEMY) de maneira que pudéssemos introduzir as modificações que fossem necessárias; para essa finalidade usamos o código DWUCK.

Em nossas análises encontramos uma série de resultados sutis

que, para serem bem entendidos, devem ser apresentados de forma detalhada; assim sendo, vamos dividir a exposição em duas partes. Na primeira tomaremos uma única distribuição angular (que será usada como exemplo) e mostraremos, com riqueza de detalhes, todos os resultados que obtivemos com sua análise. Na segunda parte, vamos tomar todo o conjunto de distribuições angulares mostrando como os parâmetros do potencial ótico variam com a energia e enfatizando a comparação entre os sistemas $^{16}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$.

No restante desse capítulo adotaremos as seguintes notações:

$$\chi^2 = \text{chi-quadrado} = \sum_{i=0}^N \left[\frac{\sigma_i - \sigma_T(\vartheta_i)}{\Delta\sigma_i} \right]^2$$

$$\chi_p^2 = \text{chi-quadrado por ponto} = \frac{\chi^2}{N}$$

$$\chi_{\text{red}}^2 = \text{chi-quadrado reduzido} = \frac{\chi^2}{N-n}$$

com σ_i e $\Delta\sigma_i$ = seção de choque experimental no ângulo ϑ_i e respectiva incerteza;

$\sigma_T(\vartheta_i)$ = seção de choque teórica (modelo ótico) no ângulo ϑ_i ;

N = número de pontos experimentais;

n = número de parâmetros ajustados.

V.1) ANÁLISE DETALHADA DE UMA DISTRIBUIÇÃO ANGULAR

Nessa seção vamos expor, com bastante detalhe, a análise de uma única distribuição angular; escolhemos, para esse fim, a distribuição angular do sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ na energia $E_{\text{LAB}} = 46$ MeV. Devemos ressaltar que essa distribuição nada tem de especial em relação as demais, tendo sido escolhida para servir de exemplo, apenas por estar aproximadamente no centro da região de energia estudada nesse trabalho.

Um potencial do tipo Woods-Saxon (expressão II.21) tem seis parâmetros ajustáveis: V_0 , r_0 , A , W_0 , r_{10} e A_I , nessas condições existem diversos mínimos locais (mínimos da função chi-quadrado) e a exploração de todos esses mínimos requer muitas "sementes" (pontos de partida para o ajuste de dados). Assim, na maioria dos ensaios, tivemos o cuidado de estabelecer uma "grade" (conjunto de pontos de partida), onde alguns parâmetros foram mantidos fixos enquanto outros foram ajustados. Esse procedimento permitiu estabelecer as regiões em que os parâmetros podiam ser variados sem comprometer o ajuste dos dados experimentais.

V.1.a) A Região de Sensibilidade do Potencial Ótico

Inicialmente vamos definir que região do potencial ótico influi no ajuste de dados experimentais.

A tabela V.1 mostra o resultado de diversos ajustes nos quais r_{10} foi fixado em 1.2 fm. Para cada par de valores de r_0 e A (que não eram parâmetros livres) ajustou-se V_0 , W_0 e A_I , de forma a obter o menor valor para χ_p^2 .

Fixemos nossa atenção em uma linha dessa tabela de maneira que a difusividade real (A) seja constante. Os valores de A_I , W_0 e χ_p^2 são aproximadamente independentes de r_0 , o mesmo não acontece com relação à V_0 que depende fortemente de r_0 . Para entendermos esse resultado vamos observar as figuras V.1 e V.2.

A	$r_0 = 1.15$				$r_0 = 1.20$				$r_0 = 1.25$			
	V_0	A_I	W_0	χ_p^2	V_0	A_I	W_0	χ_p^2	V_0	A_I	W_0	χ_p^2
.70	57	.46	73	1.10	37	.46	72	1.11	23	.46	68	1.13
.60	109	.41	127	1.00	64	.41	130	1.01	38	.41	132	1.02
.50	281	.37	239	0.92	148	.36	258	0.92	79	.36	293	0.93
.40	1118	.36	141	0.85	497	.36	152	0.85	222	.35	182	0.85

tabela V.1 - Valores dos parâmetros V_0 (MeV), A_I (fm) e W_0 (MeV) que forneceram os melhores ajustes para determinados r_0 (fm) e A (fm).

Na figura V.1 temos a parte real do potencial ótico ($V(r)$ da expressão II.21) em função do raio. A difusividade real foi mantida fixa em $A = 0.70$ fm e utilizamos os valores de V_0 que forneceram os melhores ajustes (os parâmetros da parte imaginária, W_0 e A_I , também foram ajustados para fornecer os menores valores de chi-quadrado). Todas as curvas (cada curva corresponde a um diferente valor de r_0) se sobrepõem na região $9.5 \leq r \leq 11.5$ fm.

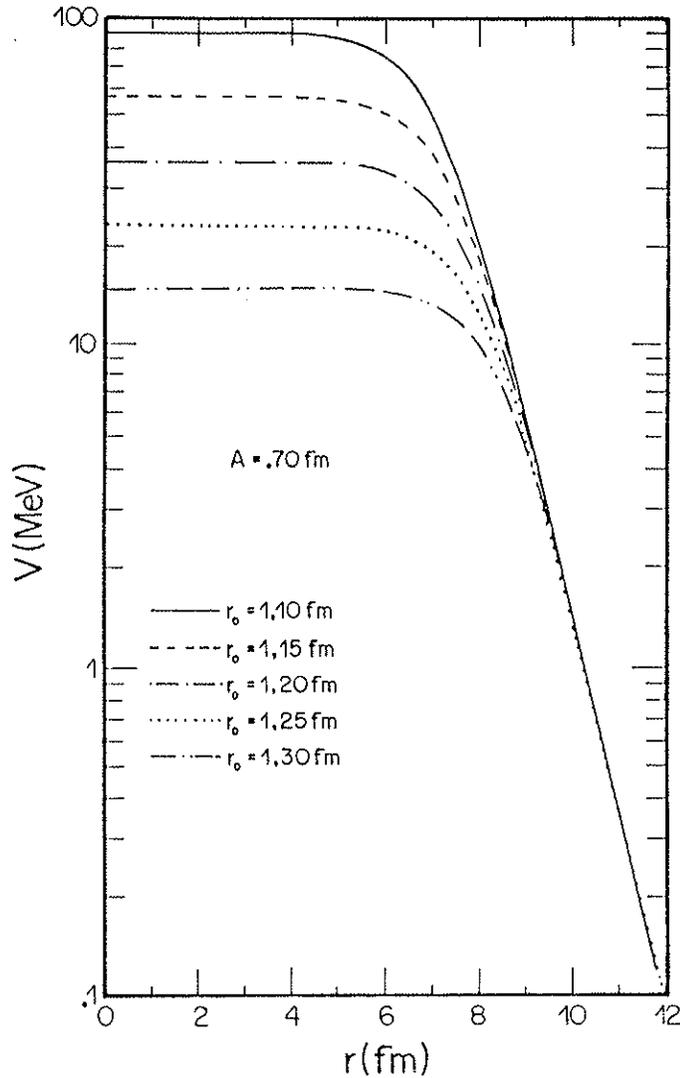


figura V.1 - Parte real do potencial ótico em função do raio. Cada curva corresponde a um diferente valor de r_0 . A difusividade real é $A = 0.70$ fm e V_0 foi ajustado para fornecer o melhor chi-quadrado.

Como a qualidade do ajuste (χ_p^2) independe de r_0 (tabela V.1) e como o potencial real na superfície ($9.5 \leq r \leq 11.5$ fm) também independe de r_0 (fig. V.1), deduzimos que a qualidade do ajuste depende basicamente do potencial ótico na superfície. Uma prova bastante conclusiva dessa afirmação será obtida com o teste de notch (que será abordado na seção V.1.d). Assim sendo, o estudo do espalhamento elástico nessa região de energia só pode fornecer informações sobre a região superficial do potencial ótico.

Na figura V.2 temos novamente a parte real do potencial ótico em função do raio, porém, para essa figura, variamos a difusividade real A ao invés de r_0 , que foi mantido fixo em 1.25 fm (no entanto, qualquer valor de r_0 resultaria na mesma figura, pois já vimos que o potencial na superfície independe de r_0). Novamente os parâmetros V_0 , W_0 e A_I foram otimizados (ajustados para fornecer os menores valores de χ_p^2).

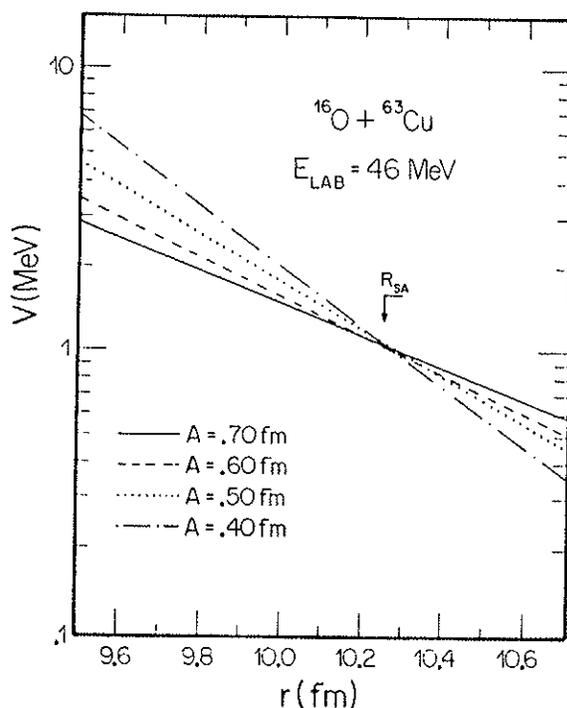


figura V.2 - Parte real do potencial ótico em função do raio. Cada linha corresponde a uma diferente difusividade real. O valor de r_0 é 1.25 fm e V_0 foi ajustado para fornecer o menor valor de χ_p^2 .

Podemos notar que existe um ponto em torno de $r = 10.25$ fm para o qual todas as curvas se cruzam, esse ponto é conhecido como raio de absorção forte (R_{SA} - "Strong Absorption Radius").

Devido a essa propriedade do ponto de absorção forte, os parâmetros V_0 e r_0 (e analogamente W_0 e r_{I0}) estão correlacionados pela equação (V.1), portanto, dois dos seis parâmetros livres do potencial de Woods-Saxon são supérfluos. No restante da análise fixamos $r_0 = r_{I0} = 1.20$ fm.

$$V(R_{SA}) = \frac{V_0}{1 + \exp\left[\frac{R_{SA} - R_0}{A}\right]} = \text{constante} \quad (\text{V.1})$$

$$\text{com: } R_0 = r_0 \left[A_1^{1/3} + A_2^{1/3} \right]$$

V.1.b) A Importância da Difusividade Real para o Ajuste de Dados

No que se refere à parte real do potencial, a qualidade do ajuste dos dados experimentais é definida por duas quantidades. A primeira é a intensidade do potencial no raio de absorção forte $V(R_{SA})$; a segunda é a difusividade real.

Vamos examinar a tabela V.1 fixando nossa atenção nas colunas em que temos $r_0 = 1.20$ fm. Qualquer valor de A fornece bons χ_p^2 , no entanto, quanto menor esse valor, menor é χ_p^2 .

A figura V.3 mostra a variação de χ_p^2 com A (todos os outros parâmetros foram ajustados para minimizar o chi-quadrado). Valores de A menores do que 0.32 fm fornecem ajustes muito ruins ($\chi_p^2 \gg 1$). O mínimo de χ_p^2 acontece para $A = 0.37$ fm e vale $\chi_p^2 = 0.83$, o que equivale a um $\chi_{red}^2 = 0.93$.

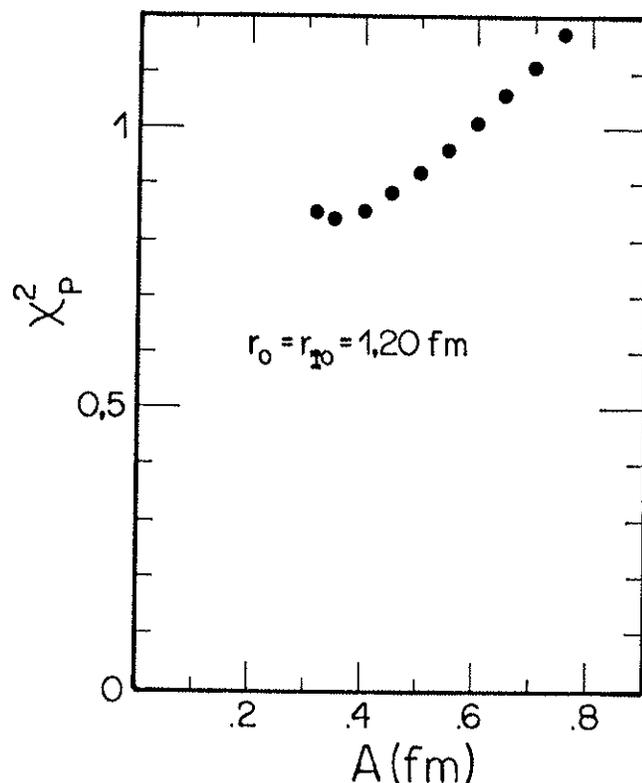


figura V.3 - Variação do chi-quadrado como função da difusividade real.

Na figura V.4, temos A_I em função de A . Para cada valor de A otimizou-se (minimizando o χ_p^2) os valores de A_I , V_0 e W_0 , o que possibilitou construir a curva A_I (ótimo) versus A . As "barras de erro" indicam a faixa em que o valor de χ^2 (observe que esse é o chi-quadrado total e não o χ_p^2) aumenta de uma unidade em relação ao mínimo; sendo assim, as "barras de erro" indicam uma região "aceitável" para A_I (uma região que proporciona um bom ajuste de dados).

Alguns autores (por exemplo Ra87, Wo78) utilizam a geometria da parte imaginária do potencial idêntica à geometria da parte real. Isso equivale a tomar a linha tracejada da figura, o que, em geral, não proporciona os melhores ajustes.

Podemos observar (fig V.4) que, quanto menor a difusividade real, maior é a incerteza (região aceitável) da difusividade imaginária. Em particular, no ponto de mínimo ($A = 0,37$ fm) praticamente qualquer A_I fornece o mesmo valor de chi-quadrado.

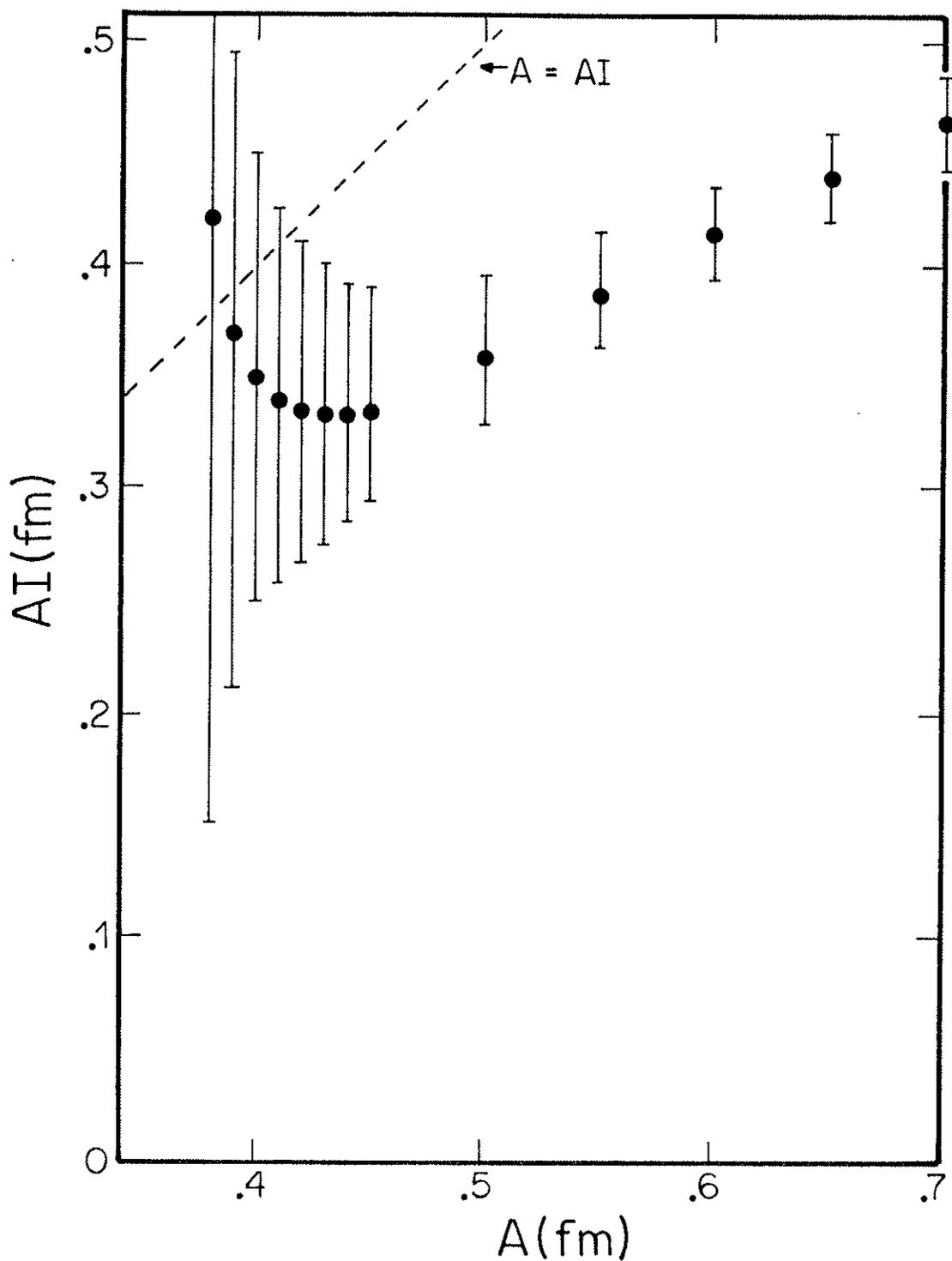


figura V.4 - Difusividade imaginária em função da difusividade real. A linha tracejada corresponde a reta $A = A_I$.

O raio de absorção forte é o ponto em que existe menor ambiguidade com relação à intensidade da parte real do potencial (vide fig. V.2).

É interessante verificar como se comporta a parte imaginária do potencial no raio de absorção forte. A figura V.5 mostra $W(R_{SA})$ em função da difusividade real (novamente os parâmetros V_0 , W_0 e A_I foram ajustados para minimizar o valor de chi-quadrado e as "barras de erro" indicam a faixa em que χ^2 aumenta de uma unidade). Para difusividades altas ($A \geq 0.50$ fm) $W(R_{SA})$ é praticamente constante ($W(R_{SA}) \approx 0.30$ MeV). Quando diminuimos o valor de A , $W(R_{SA})$ também diminui; sendo que em baixas difusividades $W(R_{SA})$ fica próximo de zero !

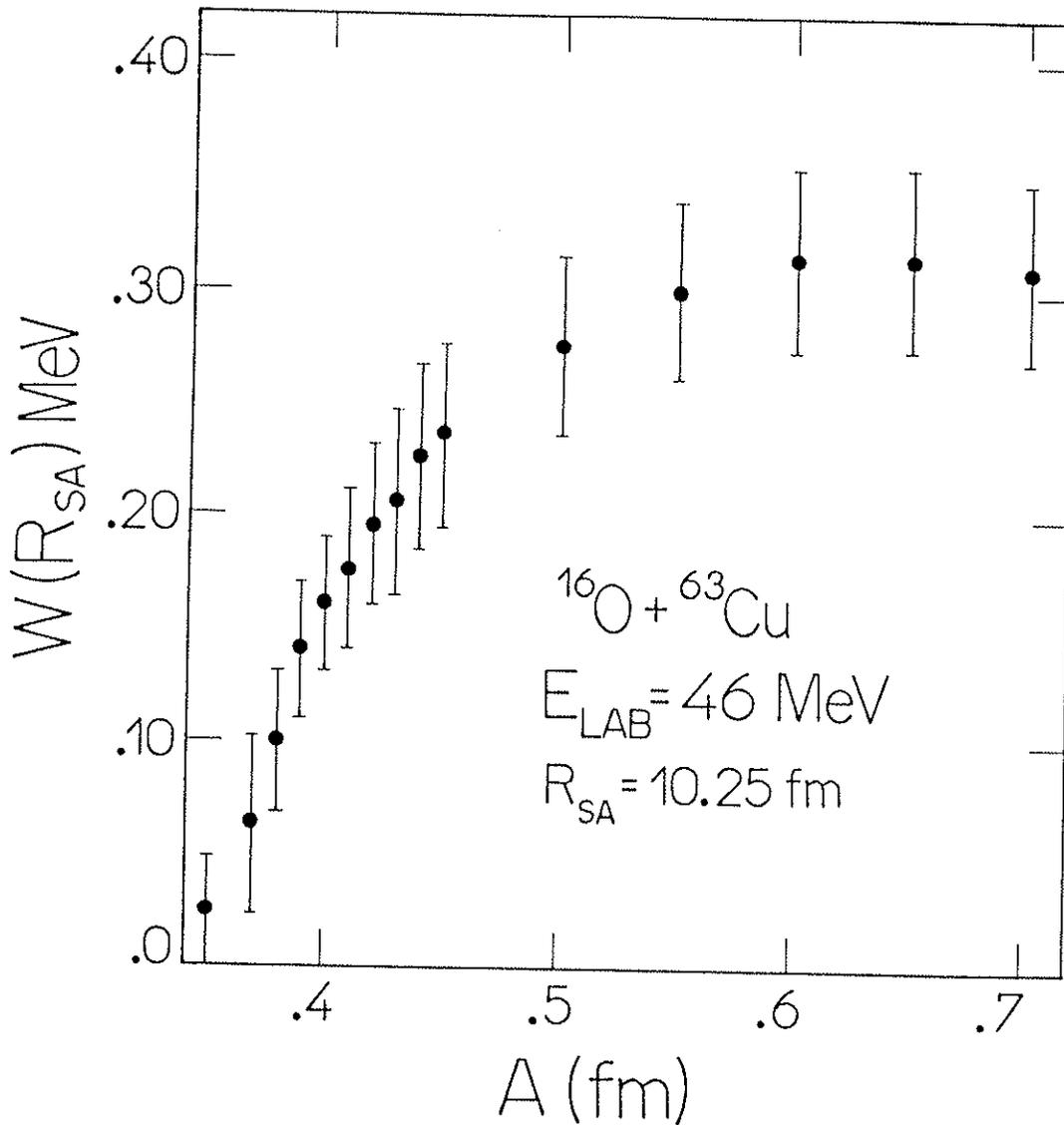


figura V.5 - Parte imaginária do potencial no raio de absorção forte em função da difusividade real

Os resultados obtidos até aqui sugerem que se faça uma divisão das difusividades reais em dois grandes grupos com características distintas. O primeiro grupo consiste de difusividades reais grandes ($A \geq 0.50$ fm) e o segundo de difusividades reais pequenas ($0.32 \leq A < 0.50$ fm).

O grupo de difusividades reais grandes tem como característica principal uma absorção superficial grande ($W(R_{SA}) \approx 0.30$ MeV) e, no raio de absorção forte, a parte imaginária do potencial ótico tem um valor constante (independente do valor da difusividade - vide fig. V.5). Outra característica desse grupo é que fixo o valor da difusividade real o valor da difusividade imaginária é bem definido (mantém-se dentro de limites pequenos - vide fig. V.4).

O grupo de difusividades reais pequenas é o que fornece os melhores ajustes dos dados (vide fig. V.3). Tem como característica uma forte dependência de $W(R_{SA})$ com a difusividade (vide fig. V.5). A existência desse segundo grupo mostra que a intensidade da parte imaginária do potencial ótico depende da geometria adotada para esse potencial mesmo no raio de absorção forte (até esse raio é sujeito a ambiguidades). Não temos conhecimento que esse tipo de resultado (a nosso ver bastante importante) tenha sido relatado anteriormente para qualquer sistema.

Esse último grupo contém uma região de difusividades reais bastante baixas ($A \leq 0.40$ fm) que tem fraca absorção superficial ($W(R_{SA}) \approx 0$ - vide fig. V.5) e difusividade imaginária indefinida (vide fig. V.4). Nessa região está contida a difusividade real $A = 0.37$ fm que fornece o menor valor de chi-quadrado; em seguida estudaremos melhor as características dessa difusividade.

Fixamos a difusividade real no valor $A = 0.37$ fm e o parâmetro V_0 no valor que fornece o melhor chi-quadrado ($V_0 = 788$ MeV). Para cada A_I (fizemos o ensaio para $A_I = 0.25, 0.30, 0.35, 0.45, 0.50$ e 0.55 fm) variamos W_0 e calculamos o χ_p^2 correspondente (observe que nenhum parâmetro foi ajustado). O resultado encontra-se na figura V.6.

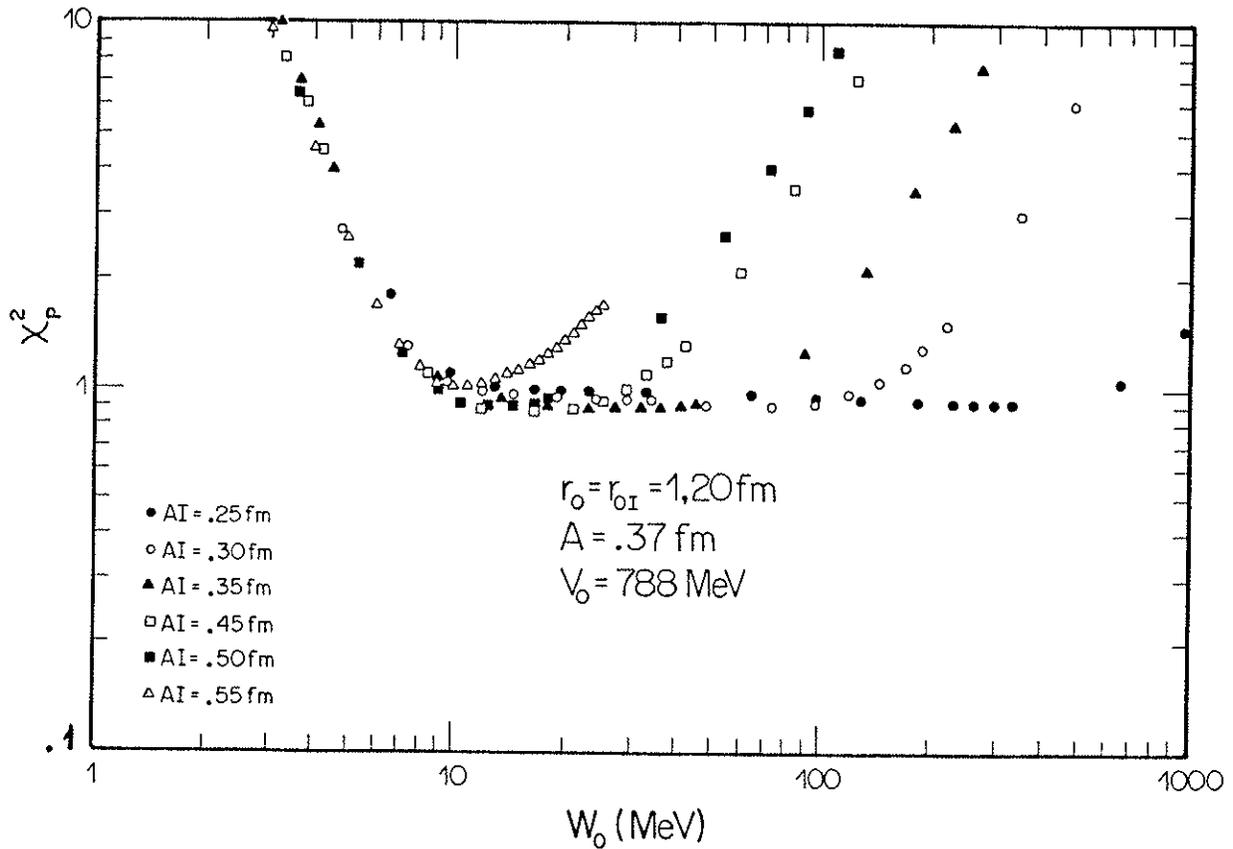


figura V.6 - Variação do chi-quadrado com W_0 para diversas difusividades imaginárias. A difusividade real foi mantida fixa em 0.37 fm. O valor de V_0 é 788 MeV.

Existe (fig V.6) um valor mínimo de W_0 (em torno de 10 MeV) abaixo do qual o ajuste deteriora (independentemente de A_I). O fato desse valor mínimo não depender da difusividade A_I sugere que tal valor está ligado à região interna do potencial. A existência de um limite inferior para $W(r)$ na região interna é entendida pela necessidade de um mínimo de absorção para que ondas que atravessam a barreira Coulombiana não sejam refletidas internamente.

A figura V.6 mostra que, para cada difusividade, existe um limite superior para W_0 , acima do qual o ajuste deteriora. O fato do máximo de W_0 depender de A_I sugere que esse limite tem relação com a região superficial. A figura V.7 mostra a parte imaginária do potencial em função do raio. Foram utilizadas as difusividades $A_I = 0.25, 0.35$ e 0.45 fm e para W_0 tomamos os limites superiores da figura V.5 (respectivamente $W_0 = 500, 60$ e 25 MeV).

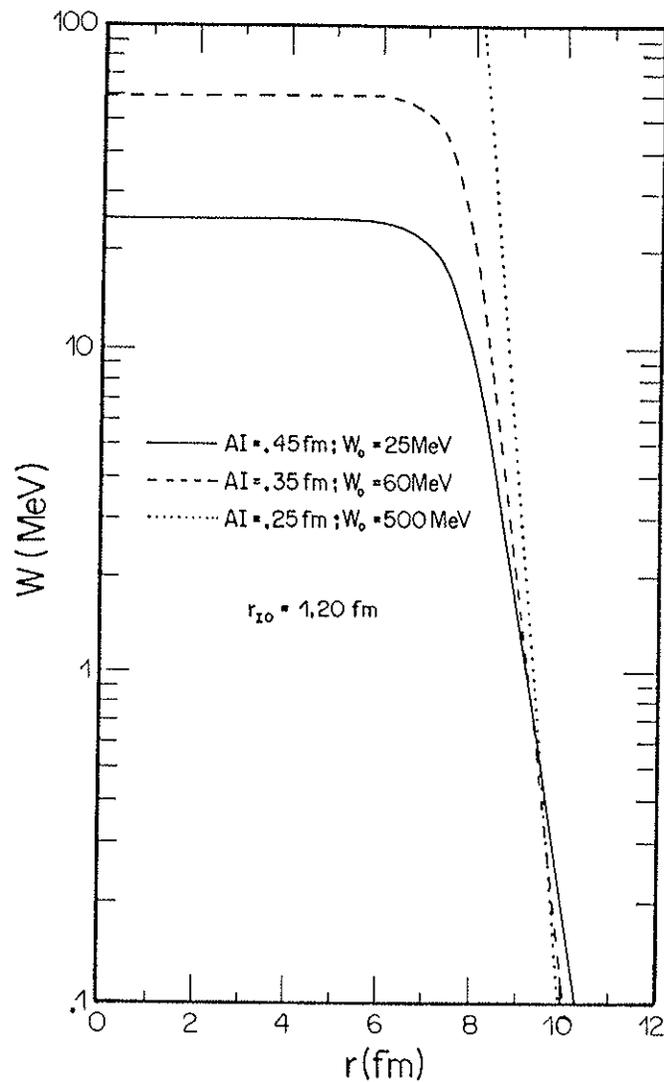


figura V.7 - Parte imaginária do potencial em função do raio para três difusividades. Para W_0 utilizou-se os limites superiores da figura V.6. Tomamos $r_{10} = 1.20$ fm.

As três linhas (figura V.7) se aproximam na região superficial em torno de 10 fm. Assim sendo, existe um valor máximo de $W(r)$ na superfície que não pode ser ultrapassado sob pena de comprometer o ajuste dos dados. Vimos anteriormente (fig. V.5) que esse valor máximo é muito pequeno, indicando que com a difusividade real $A = 0.37$ fm temos pouca absorção na região superficial.

A figura V.4 nos mostra que para $A = 0.37$ fm a difusividade imaginária (A_I) é de pouca importância para o ajuste de dados (qualquer A_I fornece praticamente o mesmo valor de chi-quadrado). A interpretação das figuras V.5 e V.7 é de que existe um valor máximo para a parte imaginária do potencial na superfície (que não pode ser ultrapassado sob pena de comprometer o ajuste de dados), valor esse que é bastante pequeno. Esses dois fatos sugerem que para a difusividade real $A = 0.37$ fm a parte imaginária do potencial deve ser pequena (superficialmente) e de pouca importância, sendo que a parte real do potencial deve ser a grande responsável pelo ajuste de dados. Veremos que os próximos ensaios confirmarão esse quadro.

A figura V.8 mostra o potencial real efetivo (expressão II.1) em função do raio para algumas difusividades reais (utilizamos para V_0 os valores que minimizam o chi-quadrado). Para o momento angular $\ell = 17$ a difusividade $A = 0.37$ fm fornece uma barreira de altura igual à energia de centro de massa. Veremos, em seguida, que para essa onda ($\ell = 17$) o modelo ótico fornece um coeficiente de transmissão que vale 0.5. No formalismo unidimensional de penetração de barreira, o coeficiente de transmissão para uma barreira com $V_{B\ell} = E_{CM}$ é $T_\ell = 0.5$ (equação II.5); assim, aparentemente, a difusividade $A = 0.37$ fm é tal que os tratamentos via modelo ótico e via penetração de barreira são equivalentes.

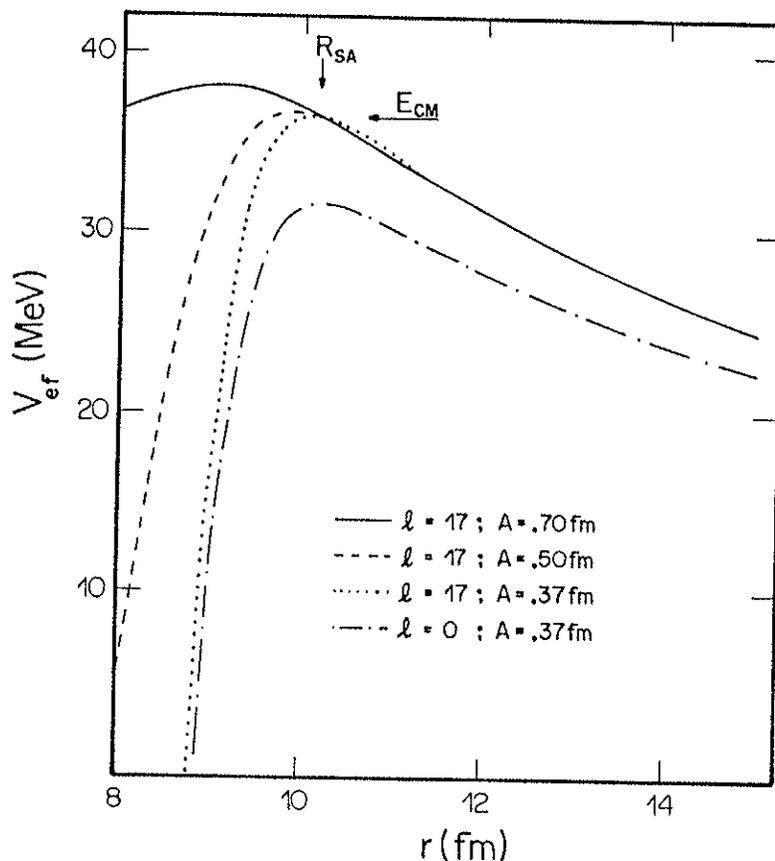


figura V.8 - Potencial efetivo para diversas difusividades reais. Para a difusividade $A = 0.37 \text{ fm}$ a barreira da onda com momento angular $\ell = 17$ tem o mesmo valor da energia de centro de massa.

A figura V.9 mostra o coeficiente de transmissão da barreira de onda ℓ calculado de duas maneiras distintas. No primeiro cálculo o coeficiente de transmissão é fornecido pelo modelo unidimensional de penetração de barreira (expressão II.5) em que se utilizou a parte real do potencial ótico para o potencial nuclear; no segundo o coeficiente de transmissão é obtido via modelo ótico (expressão V.2).

$$T_{\ell} = 1 - |S_{\ell}|^2 \quad (\text{V.2})$$

Podemos verificar que o modelo ótico e o de penetração de barreira fornecem resultados distintos para $A = 0.60 \text{ fm}$ e semelhantes para $A = 0.37 \text{ fm}$.

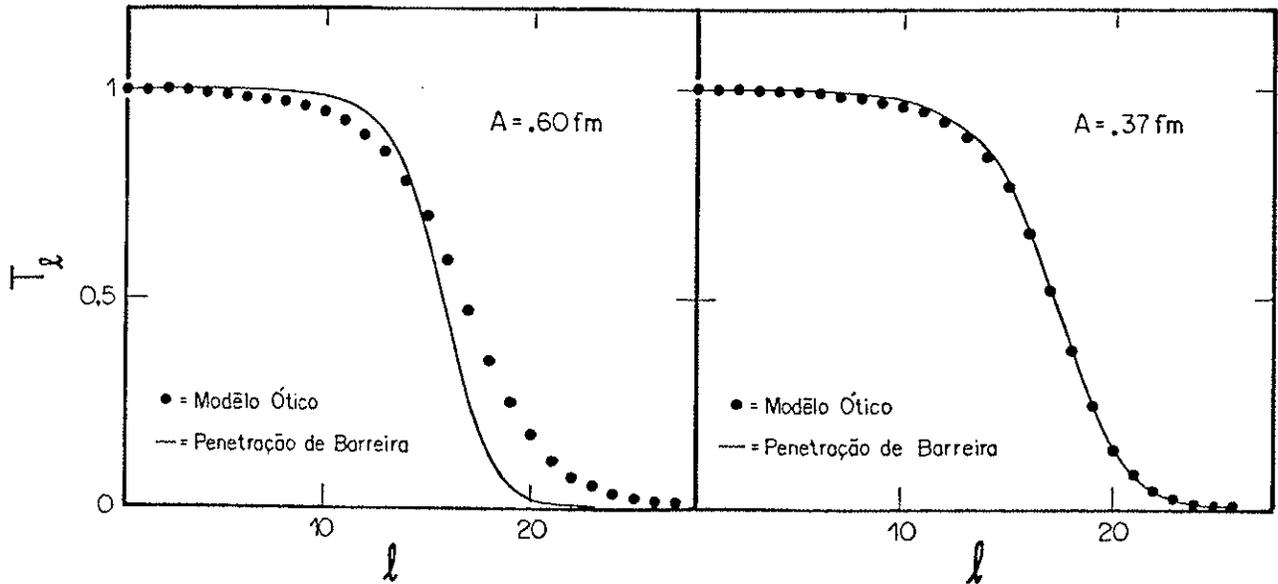


figura V.9 - Coeficiente de transmissão calculado através do modelo ótico e do modelo de penetração de barreira

Fica clara, assim, a interpretação da figura V.5. Para difusividades reais grandes, a parte real do potencial não consegue, através do modelo de penetração de barreira, fornecer a matriz S necessária para ajustar os dados; sendo necessário, então, a presença da parte imaginária. Para difusividades pequenas, a parte imaginária do potencial é praticamente nula, e a parte real fornece a matriz S correta, simplesmente através de penetração de barreira ($W(r)$ é pequeno na superfície e grande no interior de maneira a garantir a absorção da onda penetrante).

Podemos entender, também, porque para difusividades muito baixas ($A < 0.32$ fm) o ajuste dos dados torna-se ruim. Para essas difusividades a curvatura das barreiras (vide fig. V.8) torna-se muito grande, nesse caso o modelo de penetração de barreira fornece um resultado semelhante ao modelo de corte abrupto ($T_l=1$ para $l < l_{cr}$ e $T_l=0$ para $l > l_{cr}$) impossibilitando a obtenção da difusividade correta para a matriz S (vide fig. V.9).

V.1.c) O Teste de Notch

Um método interessante (Cr80) pode ilustrar algumas idéias. Consiste na inserção de uma perturbação gaussiana no potencial ótico, centrada em um raio, que vamos denominar raio de notch (R_{Not}); conforme equações (V.3).

$$\left. \begin{aligned} U_{\text{N}}(r) &= - \left[V_{\text{Not}}(r) + iW_{\text{Not}}(r) \right] \\ V_{\text{Not}}(r) &= V(r) \left\{ 1 + S_{\text{R}} \exp \left[\left(\frac{r - R_{\text{Not}}}{\sigma_{\text{R}}} \right)^2 \right] \right\} \\ W_{\text{Not}}(r) &= W(r) \left\{ 1 + S_{\text{I}} \exp \left[\left(\frac{r - R_{\text{Not}}}{\sigma_{\text{I}}} \right)^2 \right] \right\} \end{aligned} \right\} \quad (\text{V.3})$$

Fizemos diversos ensaios calculando χ_{p}^2 em função de R_{Not} . Na figura V.10 a perturbação só foi aplicada na parte real ($S_{\text{R}} = 0.1$ e $S_{\text{I}} = 0$). Podemos verificar que, independentemente da difusividade, toda a região superficial (não somente o raio de absorção forte) é importante para o ajuste dos dados.

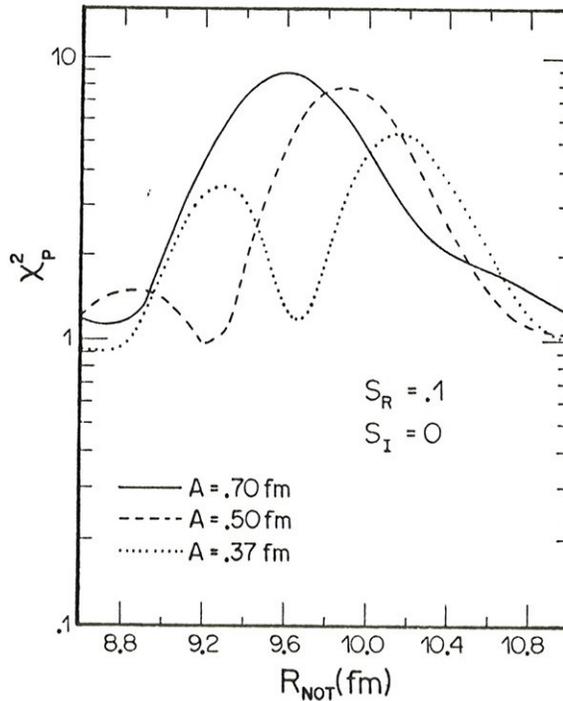


figura V.10 - Teste de notch aplicado à parte real do potencial para diversas difusividades reais

A figura V.11 mostra ensaios em que a perturbação só foi aplicada na parte imaginária ($S_R = 0$ e $S_I = 0.1$). Para pequenas difusividades reais a parte imaginária do potencial praticamente não influi no ajuste de dados (confirmando que para essas difusividades só a parte real do potencial é importante).

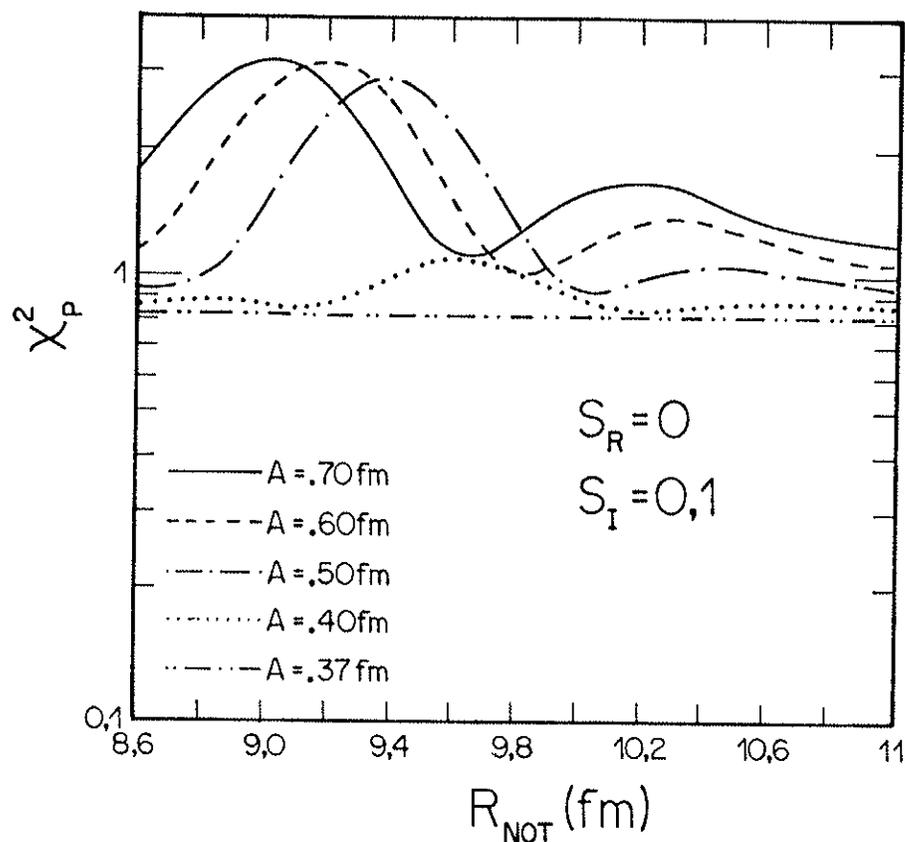


figura V.11 - Teste de notch aplicado à parte imaginária do potencial para diversas difusividades reais

V.1.d) A Seção de Choque de Reação

Finalizaremos a análise desta distribuição angular destacando alguns resultados que consideramos importantes.

A figura V.12 mostra os dados experimentais e os ajustes de modelo ótico correspondentes as difusividades $A = 0.60 \text{ fm}$ e $A = 0.37 \text{ fm}$. Os dois ajustes são equivalentes para ângulos

superiores à $\theta_{CM} = 80^\circ$. Para ângulos dianteiros a difusividade de 0.37 fm é superior (para o ajuste dos dados) à difusividade de 0.60 fm. Entretanto, as duas difusividades proporcionam bons ajustes (com valores de chi-quadrados reduzidos muito próximos de 1), sendo perigoso afirmar que uma dada geometria seja muito melhor que outra. É interessante, então, trabalhar com grandezas que independem da geometria adotada para o potencial ótico. Uma grandeza importante, que tem essa propriedade, é a seção de choque de reação.

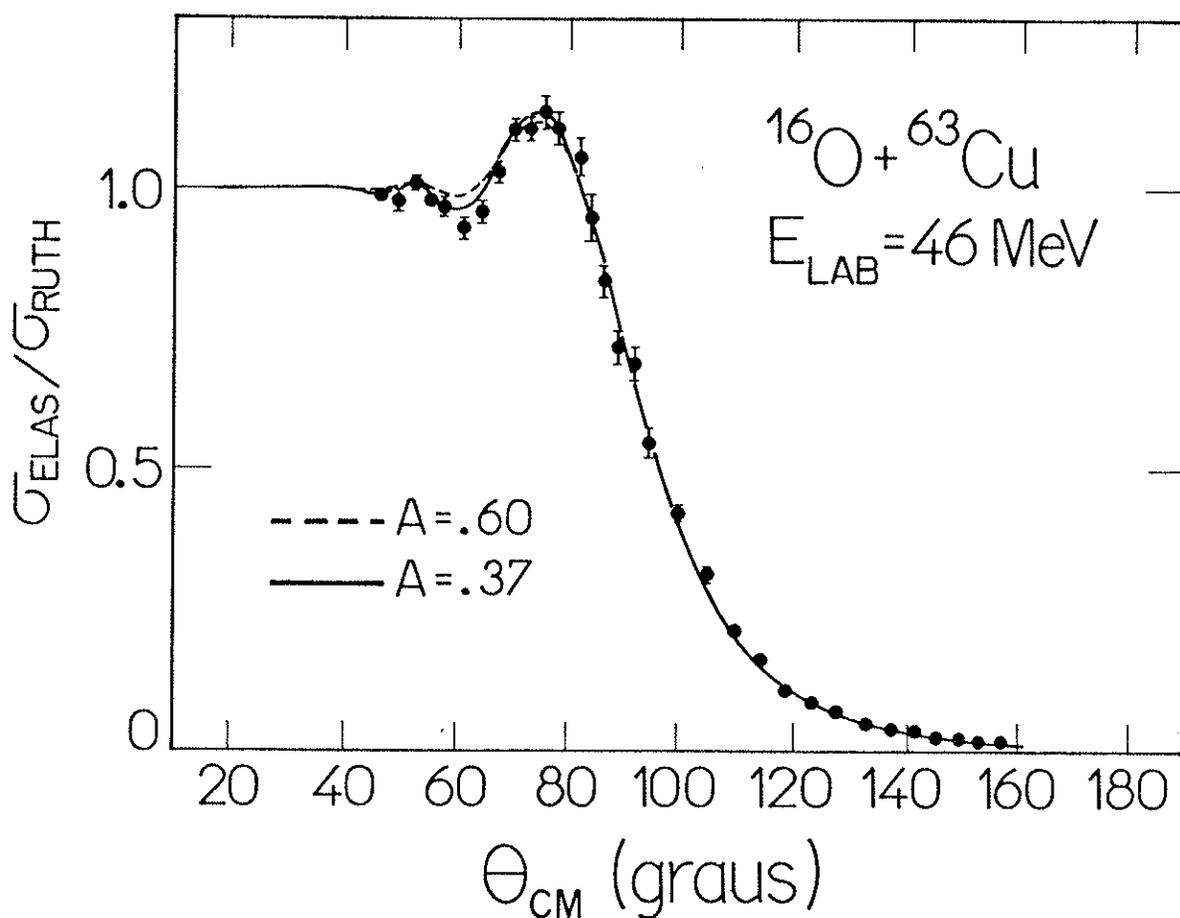


figura V.12 - Distribuição angular para o sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ na energia de laboratório de 46 MeV. As linhas são ajustes de modelo ótico com diferentes difusividades reais.

Os valores obtidos para a seção de choque de reação em função da difusividade real estão contidos na tabela V.2. A seção de choque de reação varia de 430 mb até 443 mb. Podemos fazer $\sigma_R = (437 \pm 7)$ mb, determinando σ_R com precisão melhor que 2 % !

A (fm)	.70	.65	.60	.55	.50	.45	.40	.37	.35
σ_R (mb)	430	433	435	437	439	441	443	442	441

tabela V.2 - Seção de choque de reação em função da difusividade.

A seção de choque de reação para o sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ na energia de laboratório de 46 MeV é $\sigma_R = (437 \pm 7)$ mb, enquanto que a seção de choque de fusão é $\sigma_F = (170 \pm 20)$ mb, ou seja, a fusão é responsável por aproximadamente 40 % da reação.

No modelo unidimensional de penetração de barreira está implícito que a seção de choque total (somatória da seção de choque de todas as ondas parciais) corresponde à seção de choque de fusão, ou seja, "toda onda que atravessa a barreira funde". Por outro lado verificamos que a difusividade $A = 0.37$ fm fazia equivaler o tratamento dado pelo modelo ótico com o de penetração de barreira. Será que a grande diferença entre a seção de choque de reação e de fusão invalida a solução $A = 0.37$ fm ?

Para responder a questão acima vamos utilizar dados referentes ao espalhamento inelástico. Não temos resolução suficiente para separar o espalhamento correspondente à excitação dos primeiros estados do ^{63}Cu entre si, contudo podemos obter, de maneira aproximada, a soma das contagens (de um espectro) relativas à excitação dos cinco primeiros estados do ^{63}Cu (obtemos essa soma através da cinemática da reação que informa qual a região de energia em que se encontram esses eventos). Assim sendo, podemos calcular a soma das seções de choque dos cinco primeiros inelásticos (cinco primeiros estados excitados do ^{63}Cu).

Em nossa versão do programa PTOLEMY é possível conseguir, utilizando DWBA (Aproximação de Born de Ondas Distorcidas), previsões para seções de choque de espalhamento inelástico, com a restrição de que os núcleos envolvidos não possuam spins semi-inteiros. O ^{63}Cu possui spin semi-inteiro e, portanto, não podemos utilizá-lo em cálculos com o PTOLEMY. Contornamos esse problema estudando a reação $^{62}\text{Ni}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O})^{62}\text{Ni}^*$ (2^+ , 1.34 MeV) ao invés da reação $^{63}\text{Cu}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O})^{63}\text{Cu}^*$, supondo que a excitação $0^+ 2^+$ no caroço (^{62}Ni) é distribuída entre os primeiros estados do ^{63}Cu devido ao acoplamento fraco entre o próton ($p3/2$) e o caroço.

Na figura V.13 temos os dados experimentais de espalhamento inelástico (soma dos cinco primeiros estados do ^{63}Cu) e a previsão do código PTOLEMY (como explicado acima) para dois potenciais óticos de diferentes difusividades reais (utilizamos, tanto para o canal de entrada, como para o canal de saída, o potencial que ajusta os dados de espalhamento elástico).

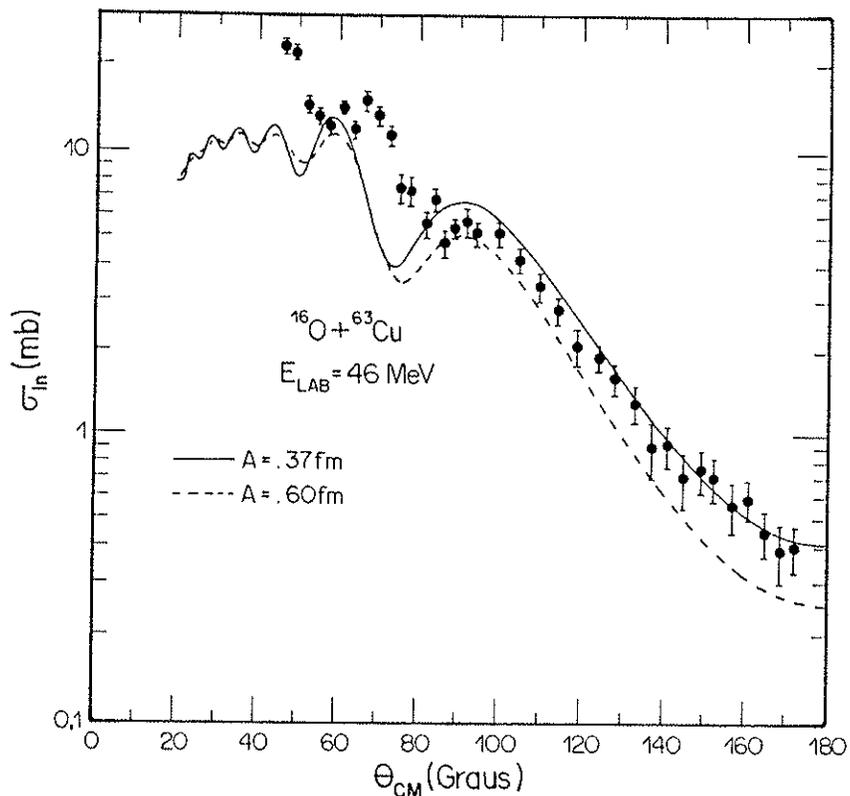


figura V.13 - Distribuição angular de espalhamento inelástico e previsões do código PTOLEMY

O ajuste de dados é apenas razoável. Acreditamos que seja devido às seguintes razões:

1) Forma aproximada com que foram obtidos os dados experimentais (principalmente em ângulos dianteiros onde o canal elástico, por ser extremamente intenso com relação aos canais inelásticos, pode "contaminar" os dados).

2) Utilização, no cálculo teórico do PTOLEMY, da reação $^{62}\text{Ni}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O})^{62}\text{Ni}^*$ ao invés de $^{63}\text{Cu}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O})^{63}\text{Cu}^*$.

A seção de choque inelástica total (integrada), fornecida pelo PTOLEMY, é aproximadamente 85 mb qualquer que seja a difusividade real utilizada. Mesmo com pequena absorção na superfície, a solução $A = 0.37$ fm mostra que a fusão não é o único canal importante, já que o modelo ótico prevê que temos 85 mb (20 % de σ_R) somente com os primeiros inelásticos. Isso demonstra que a grande diferença entre a seção de choque de reação e de fusão não invalida a solução com $A = 0.37$ fm.

A resolução do paradoxo reside em não tomarmos $P_\ell = 1$ na equação (II.2) do modelo de penetração de barreira, ou seja, "nem tudo que ultrapassa a barreira funde".

V.2) SISTEMAS $^{16}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$: O POTENCIAL ÓTICO NA REGIÃO DE ENERGIA $39 \leq E_{\text{lab}} \leq 64$ MeV

Na seção V.1 estudamos uma única distribuição angular com grande detalhe. Nessa seção estudaremos todo o conjunto de distribuições dos sistemas $^{16}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$. Daremos ênfase tanto na comparação entre esses sistemas como na variação com a energia das principais grandezas.

V.2.a) A Seção de Choque de Reação

As figuras V.14 e V.15 mostram a seção de choque de reação e a seção de choque de fusão em função da energia de centro de massa para os dois sistemas. As linhas cheias são o melhor ajuste obtido com o modelo de corte abrupto (expressão II.3); os parâmetros desse ajuste estão na tabela V.3.

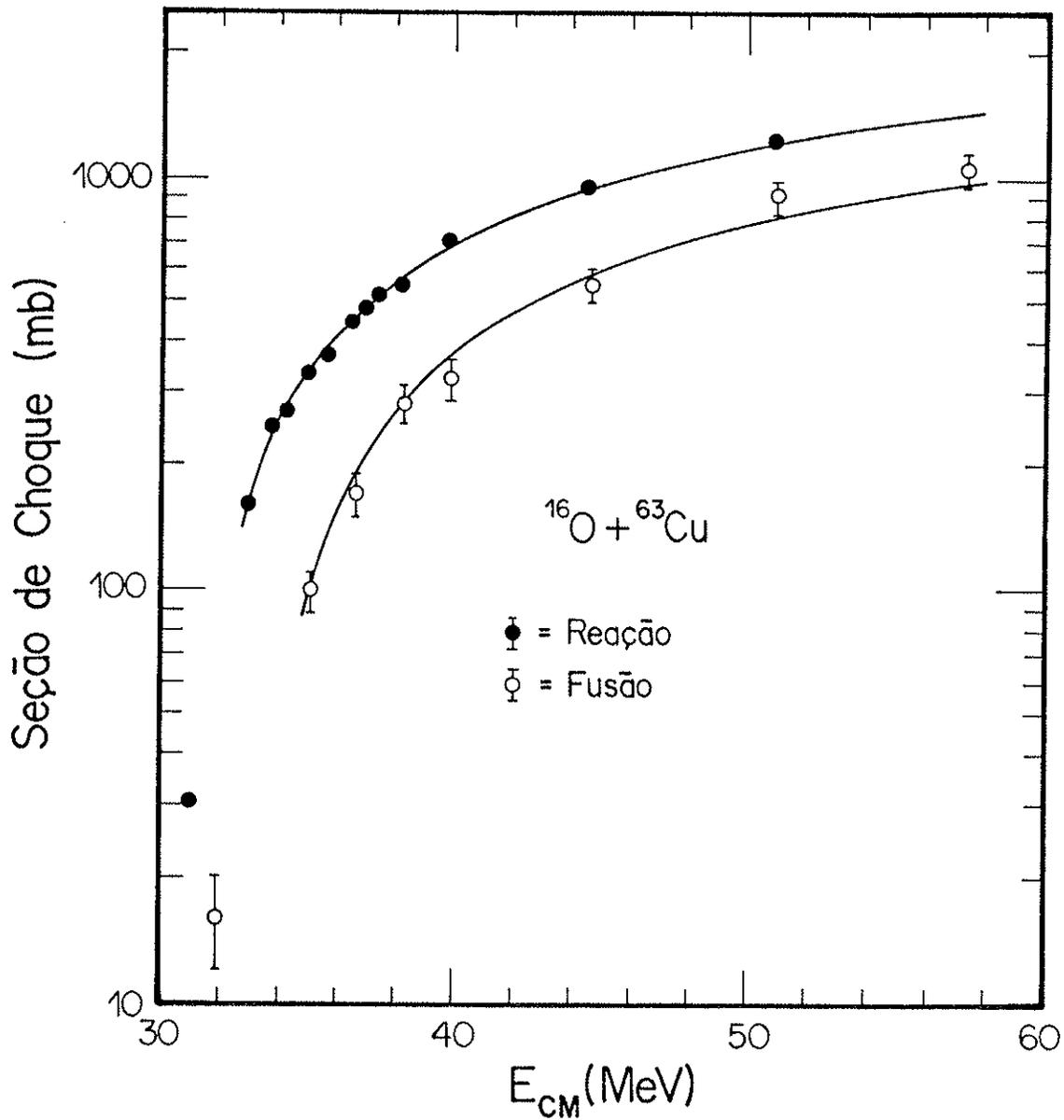


figura V.14 - Seções de choque de reação e fusão em função da energia de centro de massa para o sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$.

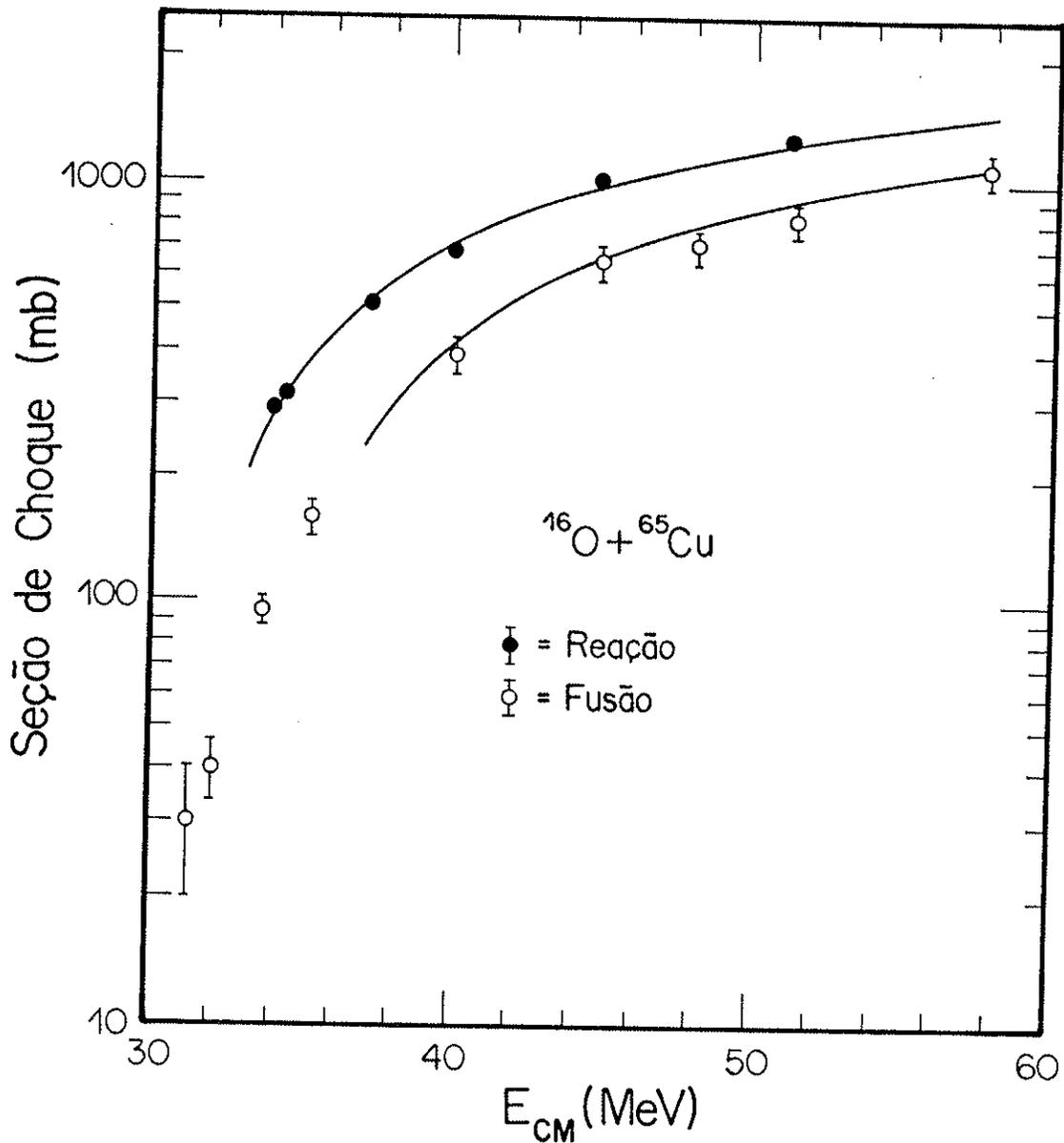


figura V.15 - Seções de choque de reação e fusão em função da energia de centro de massa para o sistema $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$.

sistema	REAÇÃO			FUSÃO		
	R_B (fm)	V_B (MeV)	χ_{red}^2	R_B (fm)	V_B (MeV)	χ_{red}^2
$^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$	10.05 ± 1.0	31.34 ± 3.1	1.4	8.7 ± 1.6	33.7 ± 0.9	1.2
$^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$	10.05 ± 1.6	30.98 ± 5.2	1.4	9.2 ± 1.9	34.3 ± 2.7	0.4

tabela V.3 - Parâmetros do modelo de corte abrupto

De um ponto de vista puramente geométrico a relação entre os raios e a diferença entre as barreiras dos sistemas $^{16}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$ deveriam ser dadas pelas expressões (V.4) e (V.5).

$$\frac{R_{B_{63}}}{R_{B_{65}}} = \frac{A_{16}^{1/3} + A_{63}^{1/3}}{A_{16}^{1/3} + A_{65}^{1/3}} = 0.994 \quad (\text{V.4})$$

$$V_{B_{63}} - V_{B_{65}} \approx \frac{Z_8 Z_{29} e^2}{r_0 \left[A_{16}^{1/3} + A_{63}^{1/3} \right]} - \frac{Z_8 Z_{29} e^2}{r_0 \left[A_{16}^{1/3} + A_{65}^{1/3} \right]} \approx 0.20 \text{ MeV} \quad (\text{V.5})$$

Dos valores da tabela V.3 obtemos:

$$\text{reação: } \frac{R_{B_{63}}}{R_{B_{65}}} = (1.00 \pm 0.02) ; \quad V_{B_{63}} - V_{B_{65}} = (0.36 \pm 0.61) \text{ MeV}$$

$$\text{fusão: } \frac{R_{B_{63}}}{R_{B_{65}}} = (0.95 \pm 0.11) ; \quad V_{B_{63}} - V_{B_{65}} = (-0.60 \pm 2.85) \text{ MeV}$$

No estudo da fusão (Cap. IV) fizemos uma correção eliminando efeitos geométricos através da seção de choque reduzida, com isso foi possível observar com mais clareza as diferenças entre os sistemas estudados. Vamos fazer uma correção análoga para a seção de choque de reação, utilizando as expressões (IV.1) e (IV.2) com os parâmetros da tabela V.4 (potencial de Christensen e Winther (Ch76), que é baseado em dados de espalhamento elástico).

sistema	V_{B_0} (MeV)	R_0 (fm)	$\hbar W_0$ (MeV)
$^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$	32.28	9.674	4.018
$^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$	32.08	9.739	3.981

tabela V.4 - Parâmetros de barreira do potencial de Christensen e Winther

A figura V.16 mostra a seção de choque de reação reduzida em função da energia reduzida. Observamos que, ao contrário da fusão, a reação não apresenta diferenças importantes com relação ao núcleo alvo.

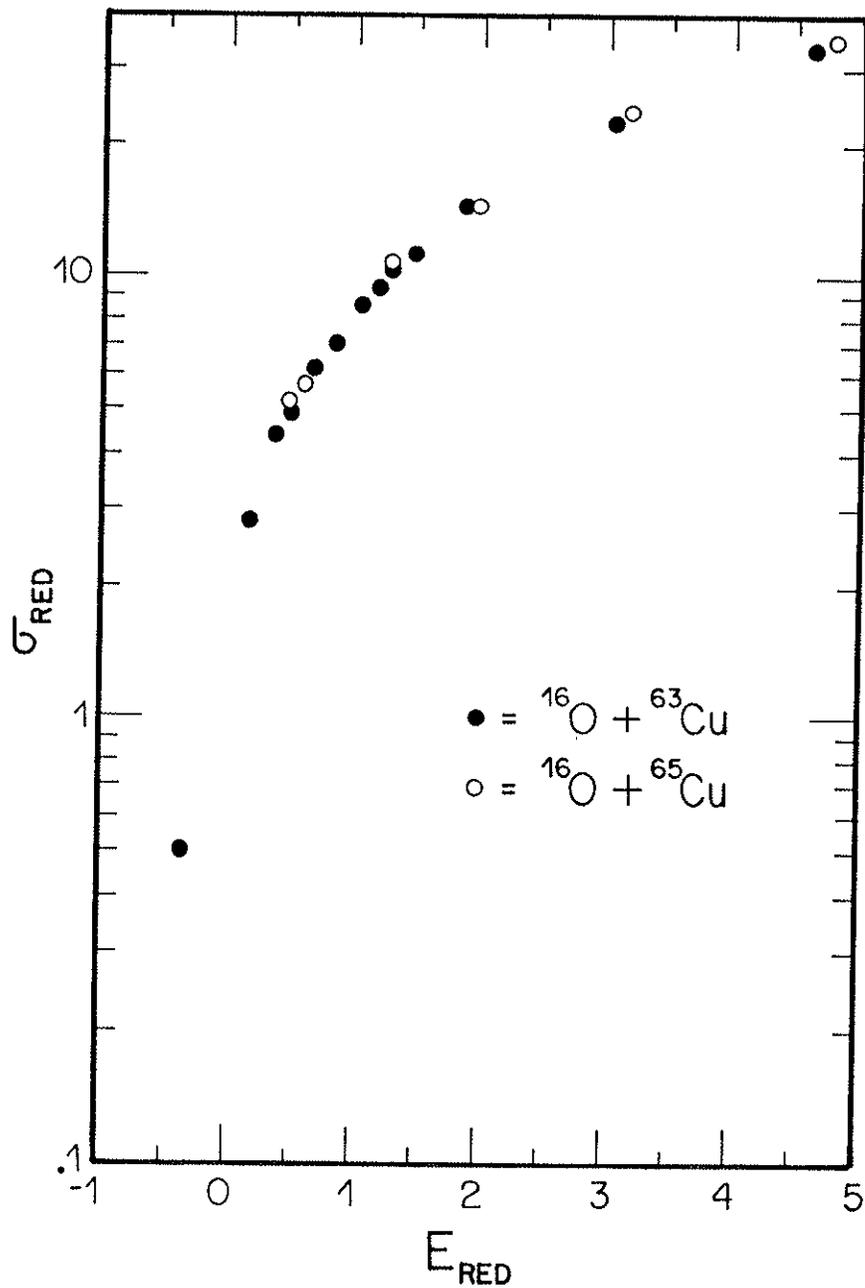


figura V.16 - Seção de choque de reação reduzida em função da energia reduzida

V.2.b) O Ajuste dos Dados Experimentais: As figuras V.17 à V.26 mostram os ajustes, obtidos com o modelo ótico, que forneceram os melhores chi-quadrados. As tabelas V.5a e V.5b dão os valores de χ_{red}^2 desses ajustes.

E_{LAB} (MeV)	χ_{red}^2
39.0	1.12
41.5	0.86
42.5	0.71
43.2	0.87
44.0	1.01
44.9	0.95
46.0	0.93
46.5	0.86
47.0	0.79
48.0	1.02
50.0	1.01
56.0	1.34
64.0	0.87

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

E_{LAB} (MeV)	χ_{red}^2
42.5	0.98
43.2	3.39
46.5	1.11
50.0	1.17
56.0	2.07
64.0	1.72

b) $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$

tabela V.5: Chi-quadrado reduzido para os sistemas estudados

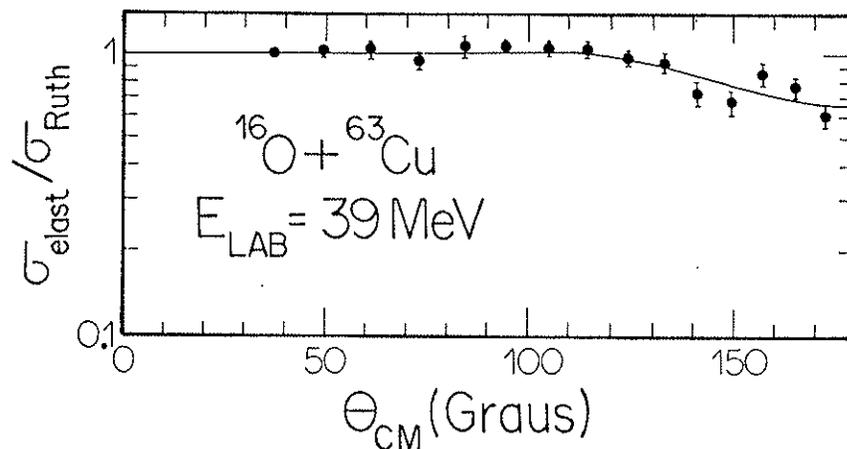


figura V.17 - Distribuição angular de espalhamento elástico. Sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$. $E_{LAB} = 39 \text{ MeV}$.

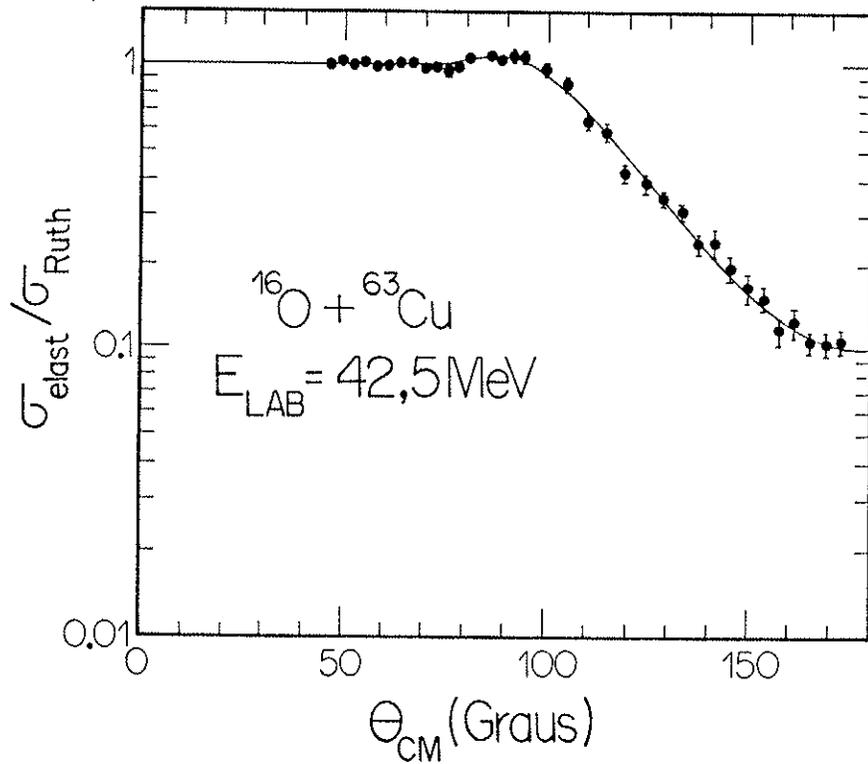
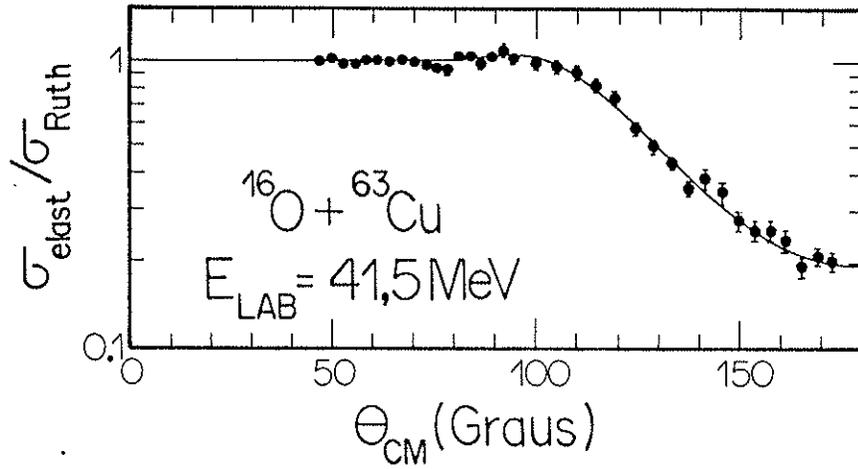


figura V.18 - Distribuições angulares de espalhamento elástico.
 Sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$. $E_{\text{LAB}} = 41.5$ e 42.5 MeV .

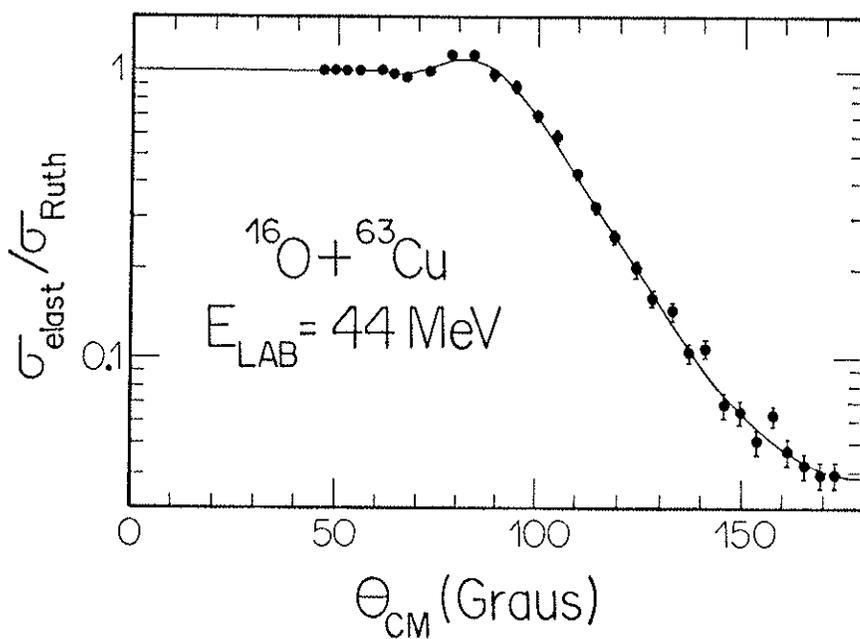
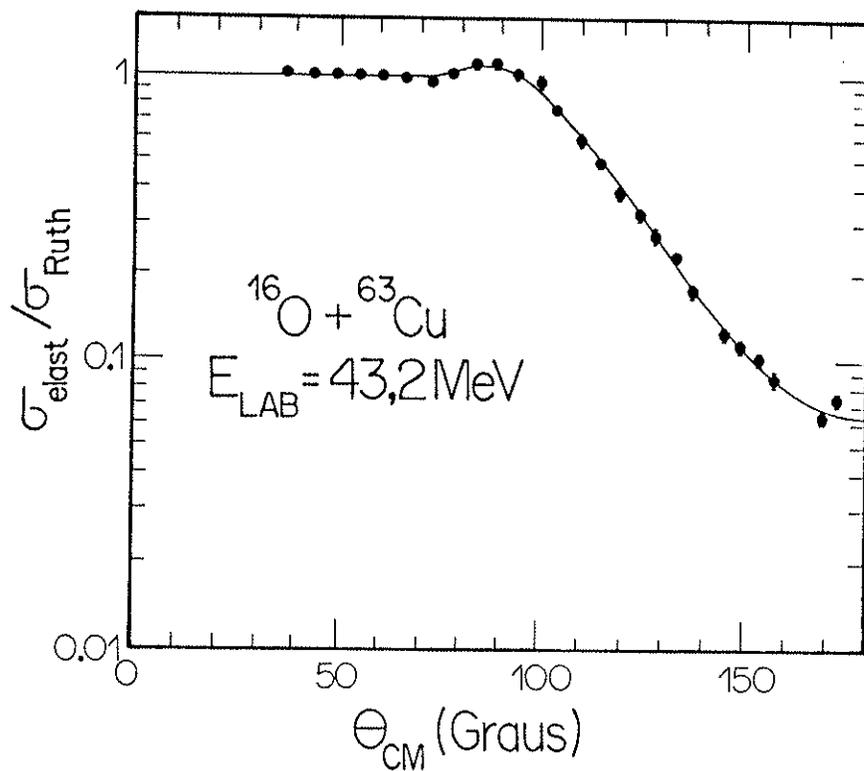


figura V.19 - Distribuições angulares de espalhamento elástico.
 Sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$. $E_{\text{LAB}} = 43.2$ e 44 MeV .

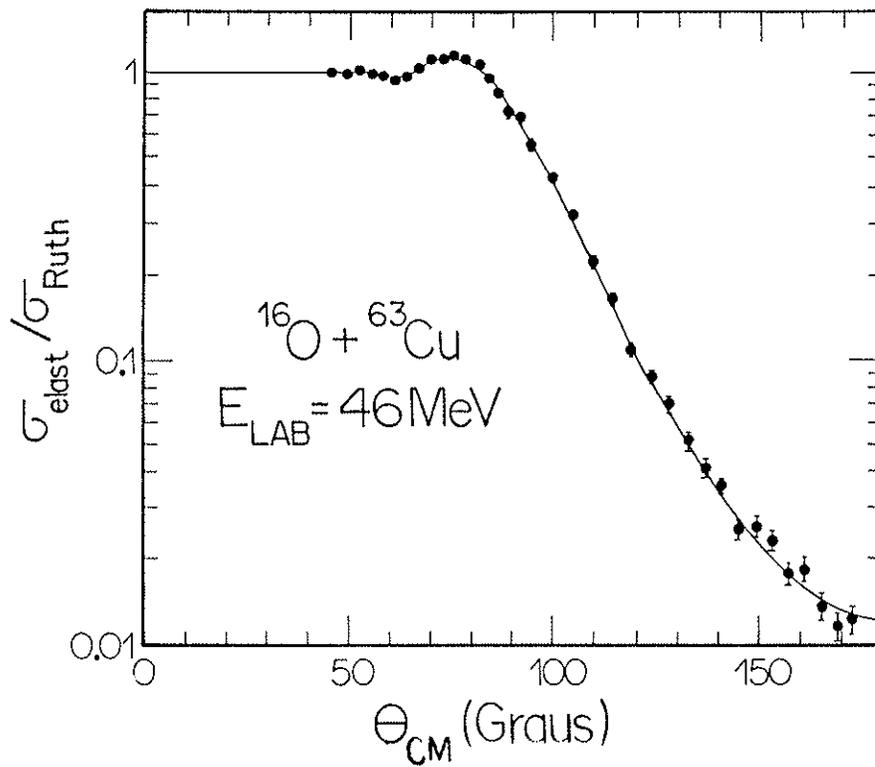
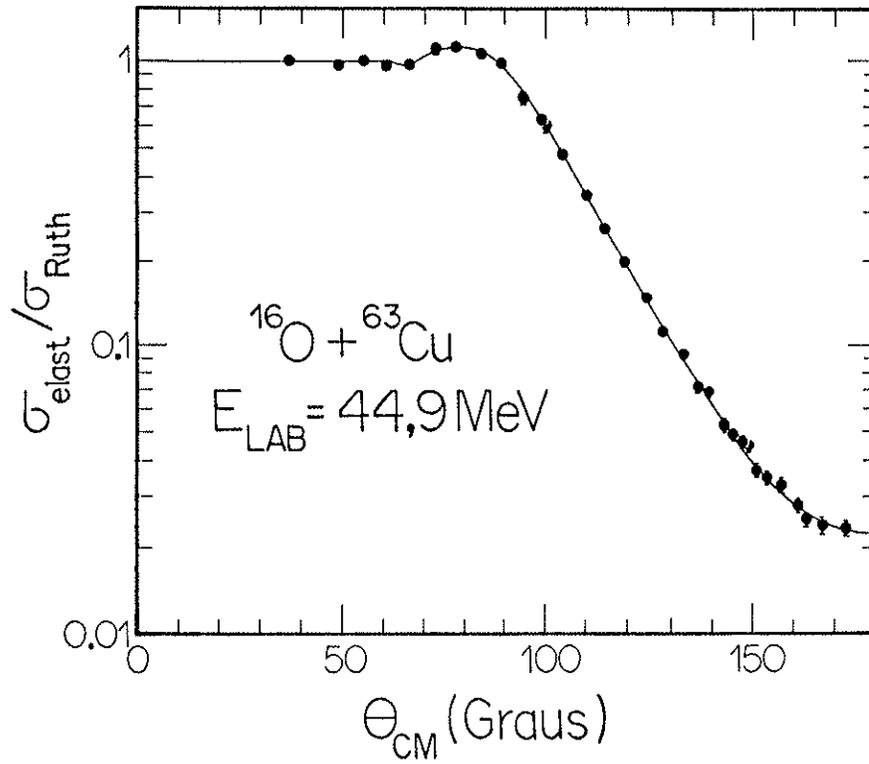


figura V.20 - Distribuições angulares de espalhamento elástico.
 Sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$. $E_{\text{LAB}} = 44.9$ e 46 MeV .

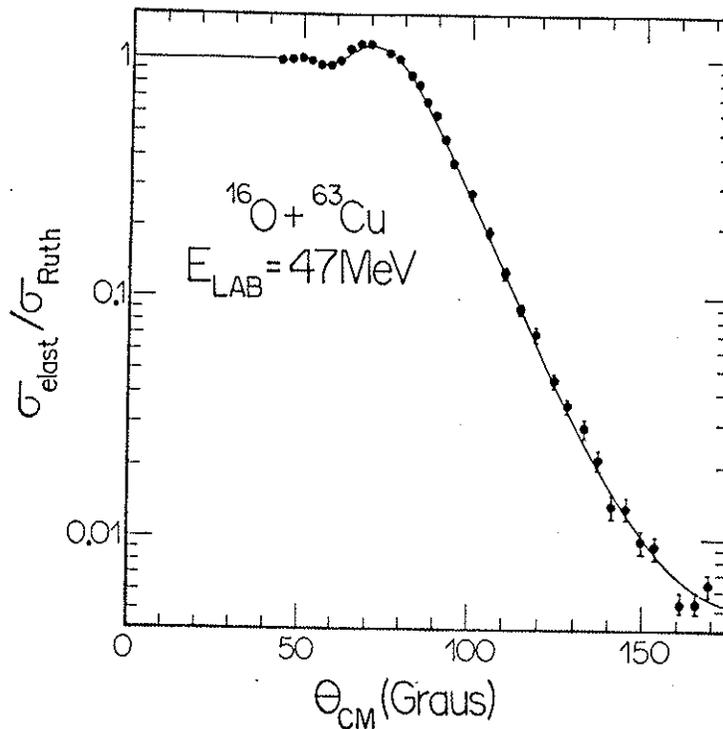
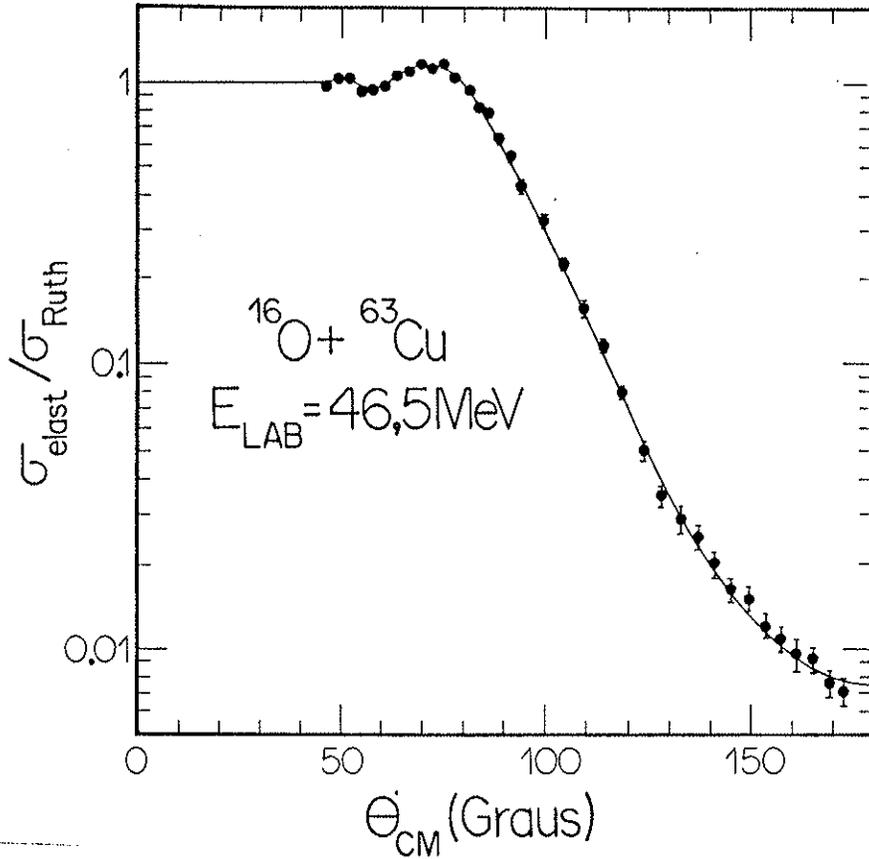


figura V.21 - Distribuições angulares de espalhamento elástico.
 Sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$. $E_{\text{LAB}} = 46.5$ e 47 MeV .

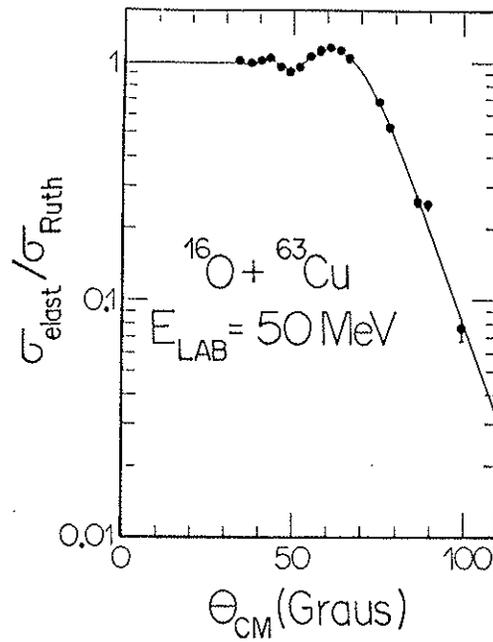
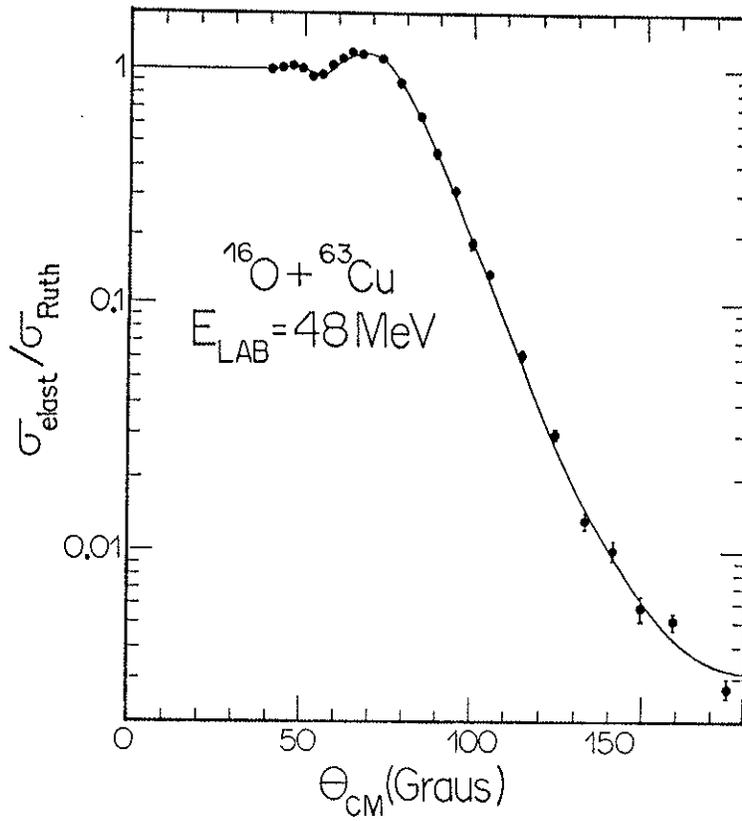


figura V.22 - Distribuições angulares de espalhamento elástico.
 Sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$. $E_{\text{LAB}} = 48$ e 50 MeV .

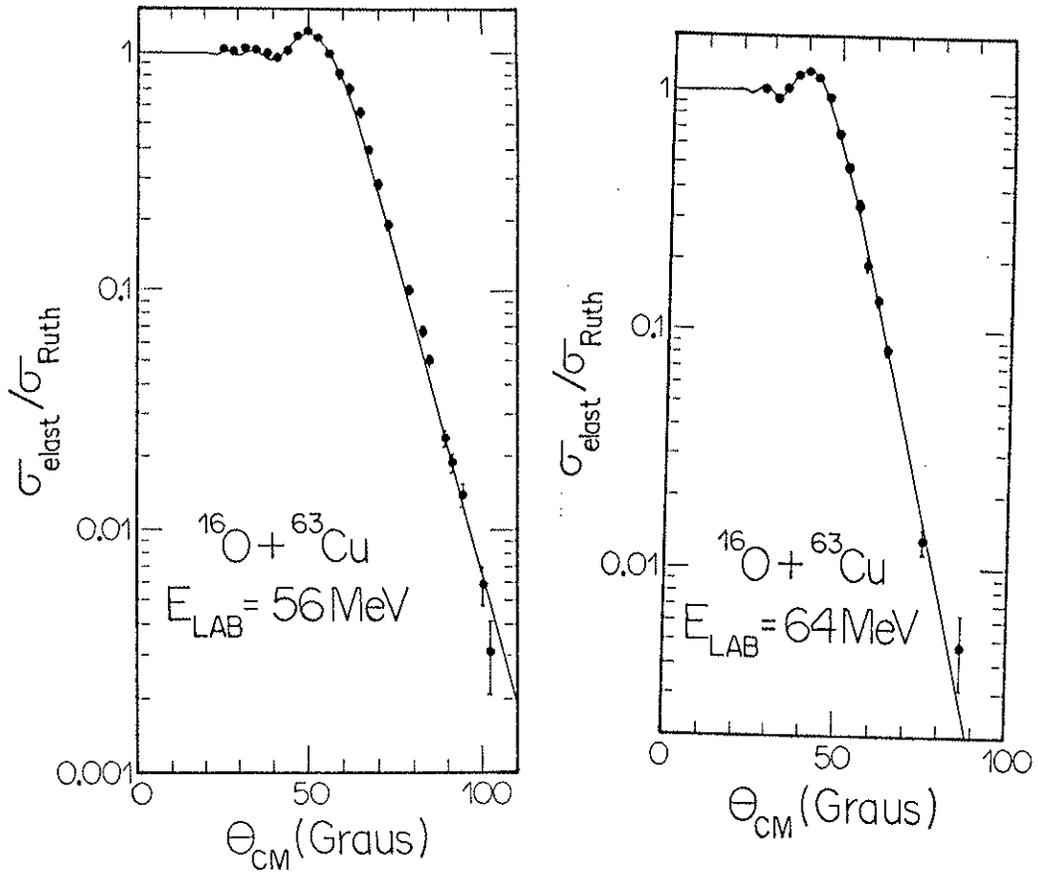


figura V.23 - Distribuições angulares de espalhamento elástico.
 Sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$. $E_{\text{LAB}} = 56$ e 64 MeV .

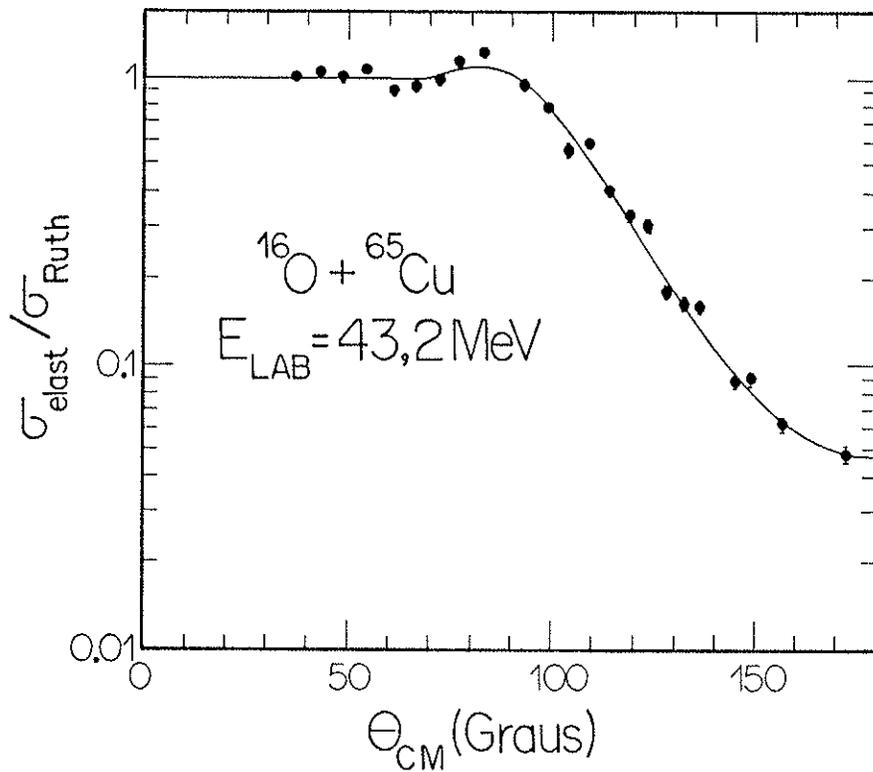
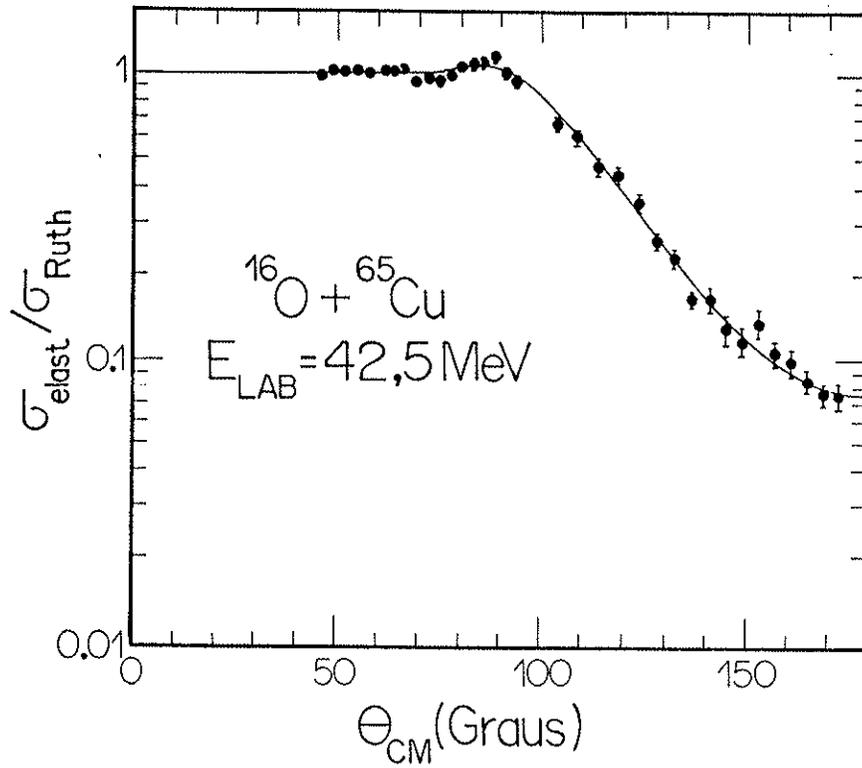


figura V.24 - Distribuições angulares de espalhamento elástico.
 Sistema $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$. $E_{\text{LAB}} = 42.5$ e 43.2 MeV .

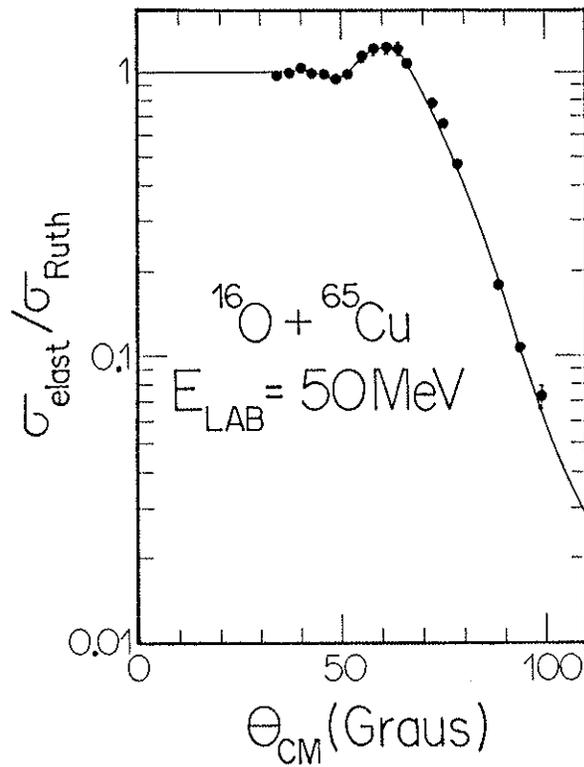
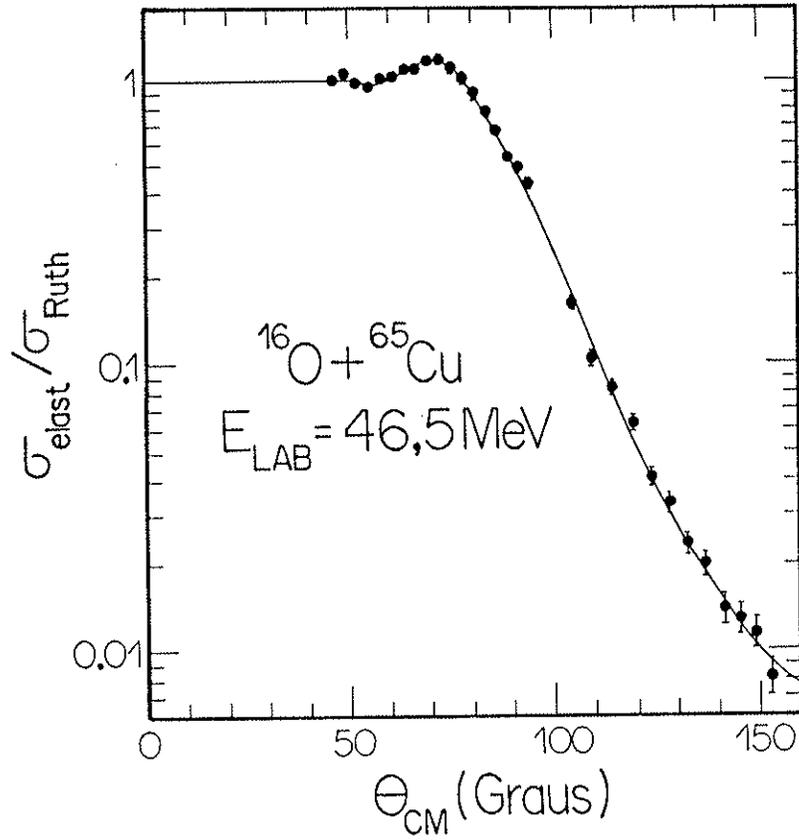


figura V.25 - Distribuições angulares de espalhamento elástico.
 Sistema $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$. $E_{\text{LAB}} = 46.5$ e 50 MeV .

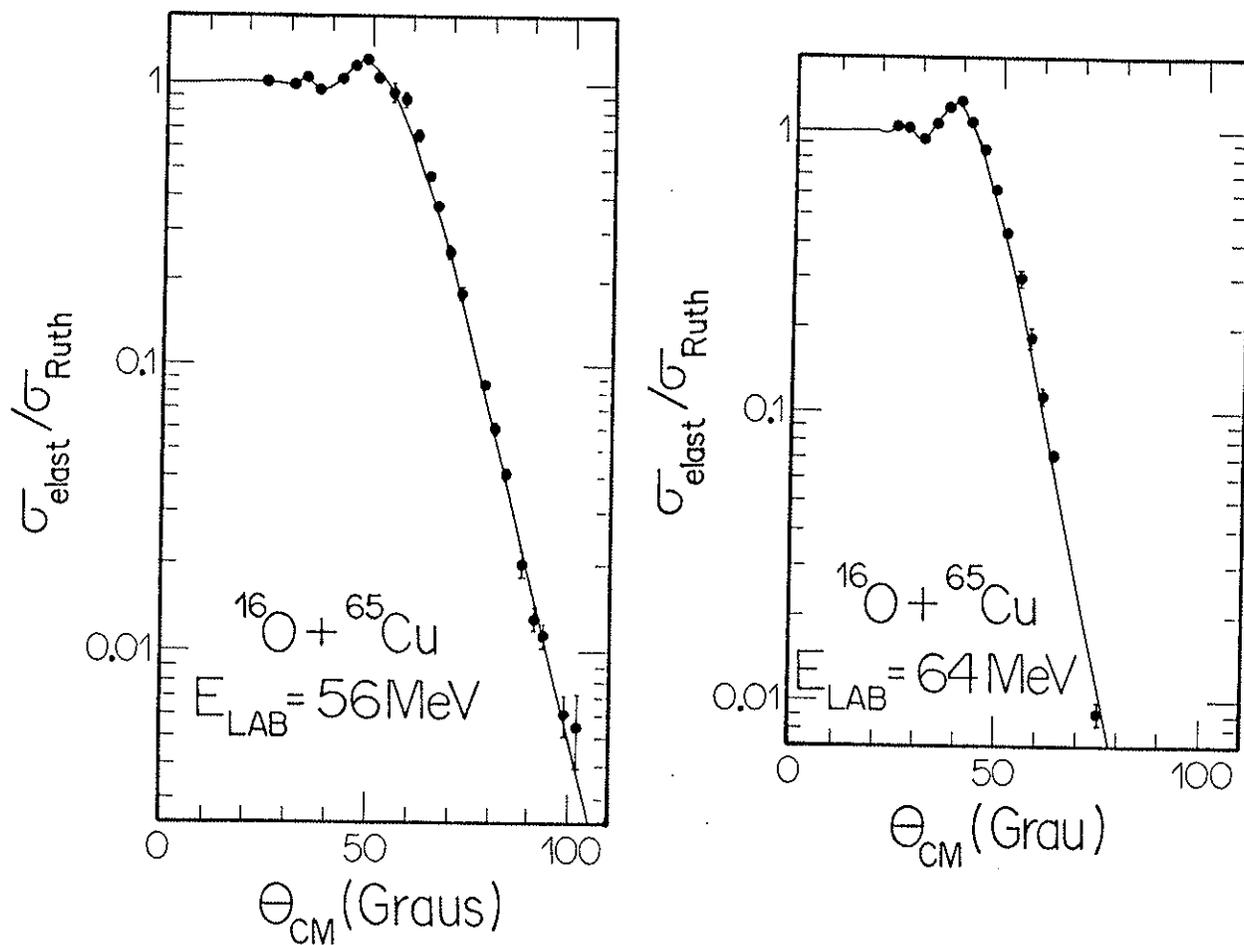


figura V.26 - Distribuições angulares de espalhamento elástico.
 Sistema $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$. $E_{\text{LAB}} = 56$ e 64 MeV .

V.2.c) A Geometria da Parte Real do Potencial

Como vimos (seção V.1), a análise da distribuição angular do sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ em $E_{\text{LAB}} = 46$ MeV mostrou que difusividades reais pequenas ($A \approx 0.37$ fm) fornecem os menores valores de chi-quadrado (apesar de que as difusividades grandes também forneceram valores de chi-quadrado reduzido bem próximos de 1). Resultado semelhante foi obtido na análise das demais distribuições angulares com energias $E_{\text{LAB}} \leq 50$ MeV para os dois sistemas. No entanto, para energias mais altas ($E_{\text{LAB}} \geq 56$ MeV), tanto o sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ como o sistema $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$ apresentam ajustes muito ruins ($\chi_{\text{red}}^2 \gg 1$) para difusividades reais pequenas (os melhores ajustes ficam por conta de difusividades $A \approx 0.60$ fm). Assim sendo, no restante desse trabalho, resolvemos fixar a difusividade real em $A = 0.60$ fm. Esse procedimento teve como fundamento diversos fatores, que são:

1) O espalhamento de elétrons de alta energia em ^{16}O e $^{63,65}\text{Cu}$ mostra que a distribuição de carga desses núcleos apresenta uma difusividade de aproximadamente 0.55 fm (Go74, Vr72, Si70).

2) Estudos anteriores (Wo78) revelam que para os sistemas $^{16}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$ um potencial "Double Folding" (que é um potencial derivado de primeiros princípios) seria equivalente a um Woods-Saxon com difusividade 0.57 fm.

3) Para pequenas difusividades ($A < 0.50$ fm) $W(R_{\text{sa}})$ varia muito fortemente com A (fig. V.5), enquanto para grandes difusividades ($A \geq 0.50$ fm) $W(R_{\text{sa}})$ praticamente assume um valor constante. Dessa maneira, utilizando difusividades grandes podemos estudar a relação de dispersão, ao passo que com difusividades pequenas esse estudo seria bastante incerto.

Esses fatores levaram-nos a escolher uma difusividade real grande para realizar o estudo da relação de dispersão. Como comentamos anteriormente, qualquer difusividade maior que 0.50 fm fornece os mesmos valores de $W(R_{\text{sa}})$; escolhemos então $A = 0.60$ fm.

Os ajustes com retas são melhores que os ajustes por constantes, isso significa que a geometria da parte imaginária do potencial varia com a energia.

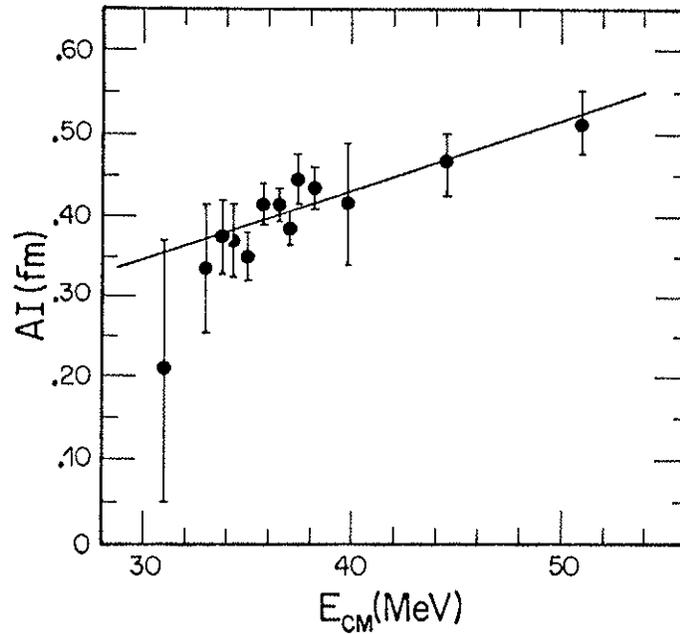


figura V.27 - Variação da difusividade imaginária com a energia para o sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$

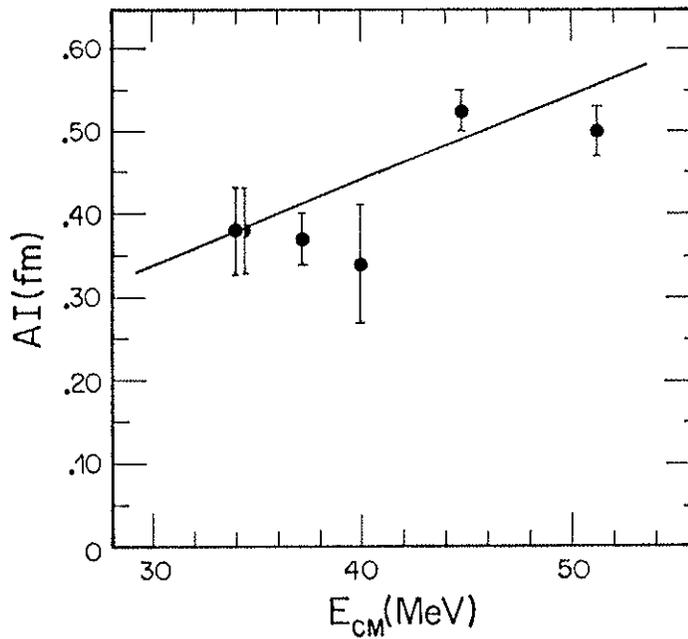


figura V.28 - Variação da difusividade imaginária com a energia para o sistema $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$

V.2.e) A Relação de Dispersão

A parte real do potencial ótico é bem definida (independente da geometria adotada) unicamente na região em torno do raio de absorção forte. É natural tomarmos essa região para verificarmos a relação de dispersão (expressão II.23). Todavia o raio de absorção forte varia com a energia desde $R_{SA} = 10.10$ fm em $E_{LAB} = 64$ MeV até $R_{SA} = 10.50$ fm em $E_{LAB} = 39$ MeV. Assim sendo, para estudar a relação de dispersão tomamos o ponto central $r = 10.30$ fm.

A seguir mostraremos os resultados obtidos para as intensidades das partes real e imaginária do potencial ótico no raio $r = 10.30$ fm. A apresentação será dividida em duas partes. A primeira se refere aos resultados obtidos considerando a geometria da parte imaginária constante (equações V.6 e V.8). Na outra a difusividade imaginária varia linearmente com a energia (equações V.7 e V.9).

1) Difusividade Imaginária Fixa

As figuras V.29 e V.30 contêm a parte real e a parte imaginária do potencial em $r = 10.30$ fm para os dois sistemas estudados. Podemos observar que, na região de energia estudada, $V(r)$ e $W(r)$ ($r = 10.30$ fm) estão em torno de valores constantes (independentes da energia) representados por linhas pontilhadas. Esses valores são:

sistema	V (MeV)	W (MeV)
$^{16}_O + ^{63}_{Cu}$	1.024 ± 0.011	0.312 ± 0.012
$^{16}_O + ^{65}_{Cu}$	1.129 ± 0.007	0.438 ± 0.024

tabela V.6 - Partes real e imaginária do potencial no raio $r = 10.30$ fm

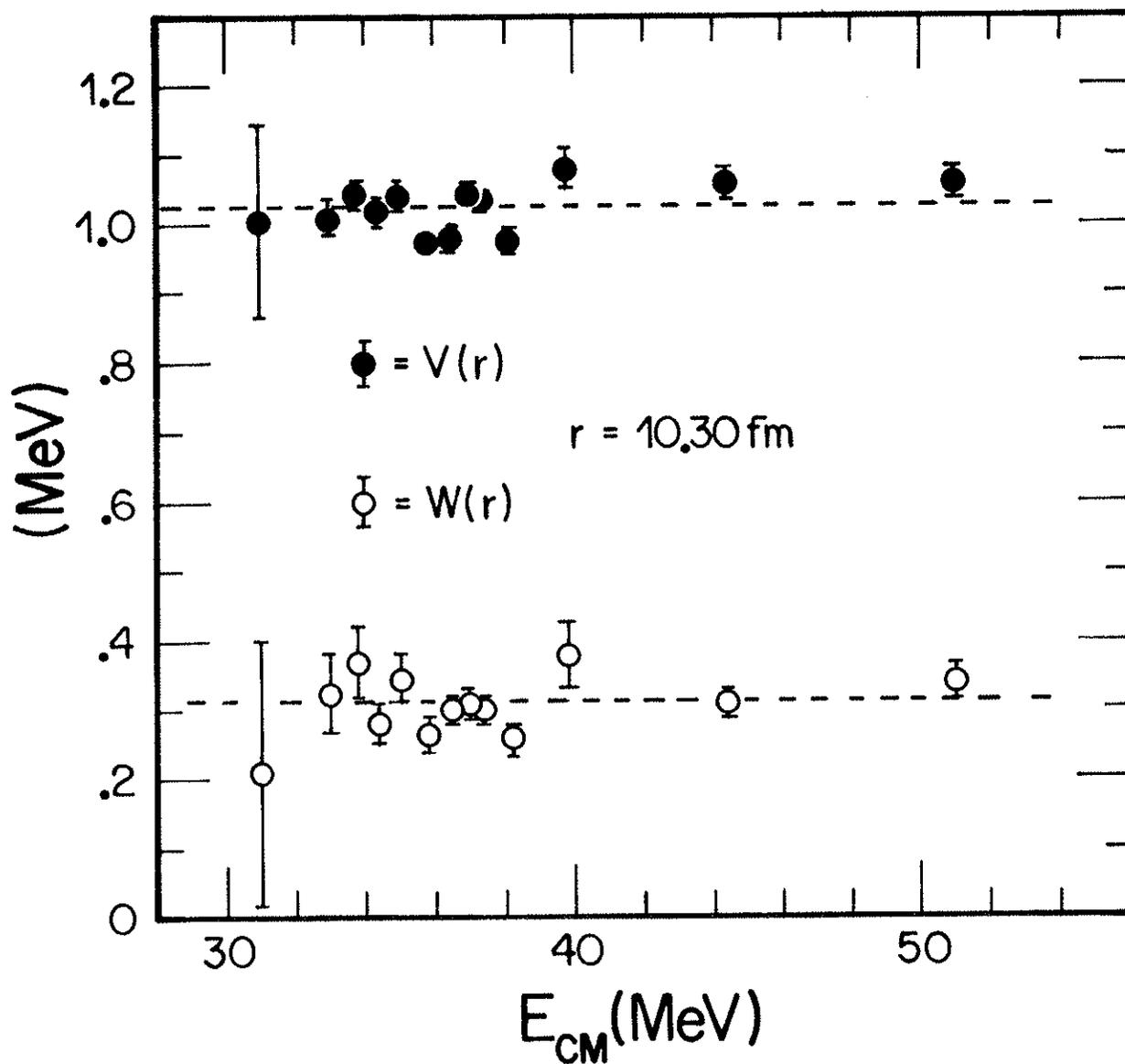


figura V.29 - Intensidades das partes real e imaginária do potencial ótico no raio $r = 10.30$ fm para o sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$

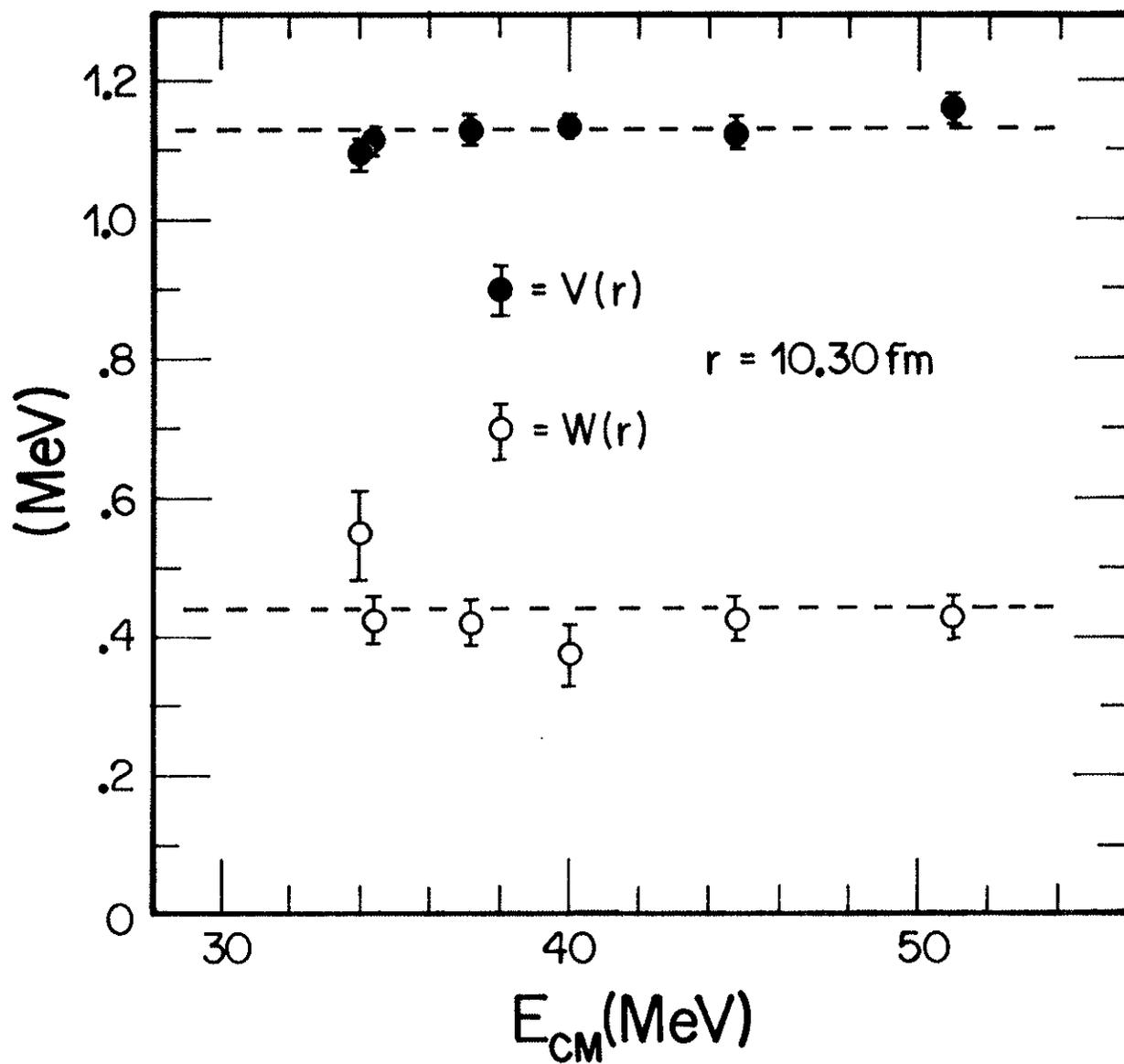


figura V.30 - Intensidades das partes real e imaginária do potencial ótico no raio $r = 10.30$ fm para o sistema $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$

Tanto para a parte real como para a parte imaginária, a intensidade do potencial no raio 10.30 fm é maior para o sistema $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$ do que para $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$. Essas diferenças valem:

$$\Delta V(10.30) = (0.105 \pm 0.013) \text{ MeV}$$

$$\Delta W(10.30) = (0.126 \pm 0.027) \text{ MeV}$$

Temos, então, um potencial ótico (para cada sistema) absolutamente independente da energia, tanto em relação à geometria (r_0 , r_{I0} , A e A_I), como em relação à intensidade (V_0 e W_0). Ajustando todo o conjunto de distribuições angulares com esses potenciais constantes tivemos: para $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ (367 pontos experimentais) $\chi_{\text{red}}^2 = 1.32$ e para $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$ (123 pontos experimentais) $\chi_{\text{red}}^2 = 1.90$.

Obtivemos, para cada sistema e na região de energia estudada, um potencial ótico médio constante (independente da energia) que fornece um ajuste razoável para todas as distribuições angulares. Utilizaremos esse potencial no próximo capítulo onde será formulado um modelo teórico que unifica os resultados obtidos com as análises da fusão e do espalhamento elástico.

2) Difusividade Imaginária Variável

Agora tomaremos a difusividade imaginária variando linearmente segundo as equações (V.7 e V.9). As figuras V.31 e V.32 contêm as intensidades do potencial no raio 10.30 fm. A tendência dos pontos é crescente (com a energia) para a parte imaginária e decrescente para a parte real; os ajustes lineares das figuras (linhas tracejadas) ressaltam essa tendência.

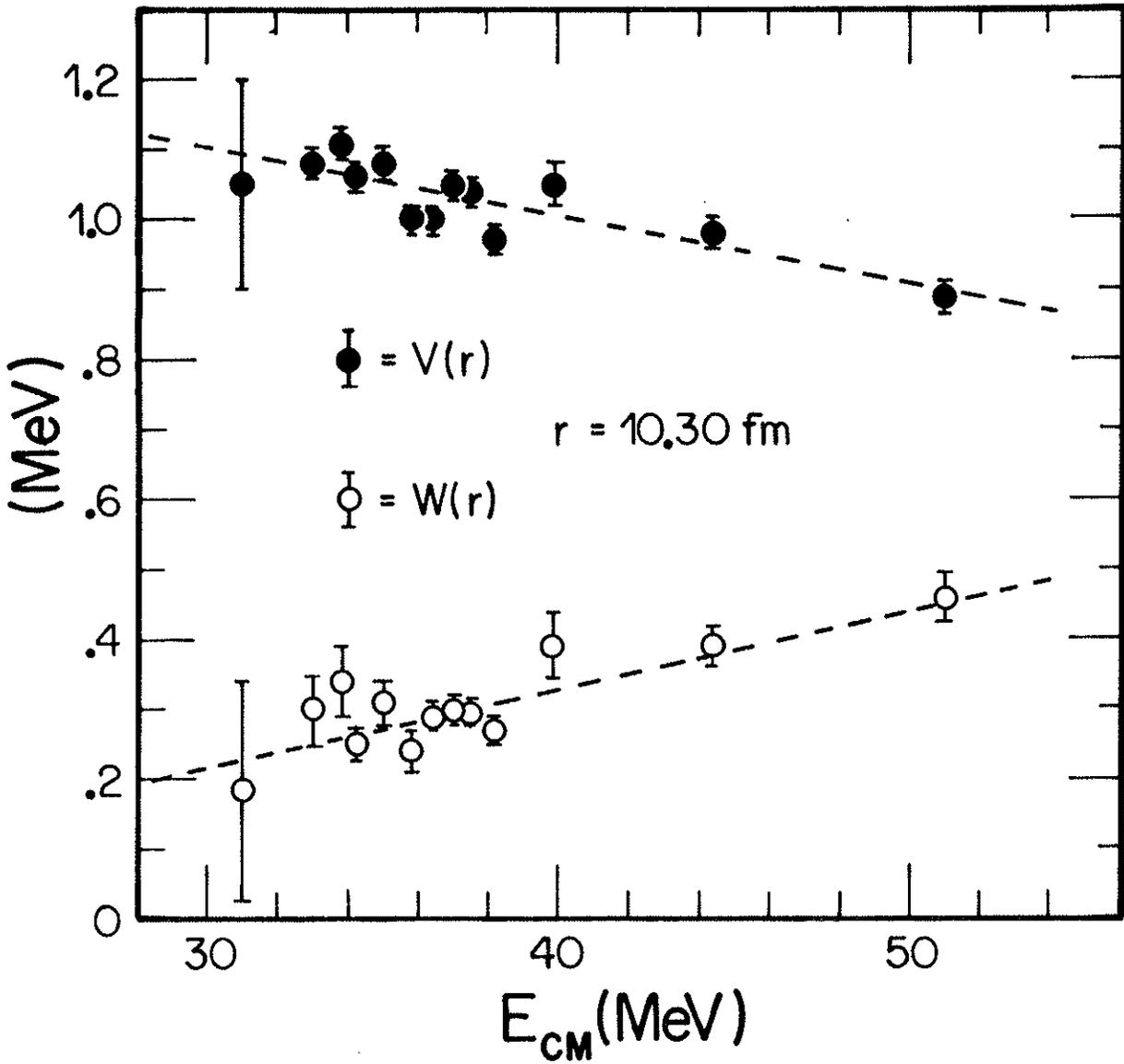


figura V.31 - Intensidades das partes real e imaginária do potencial ótico no raio $r = 10.30$ fm para o sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$

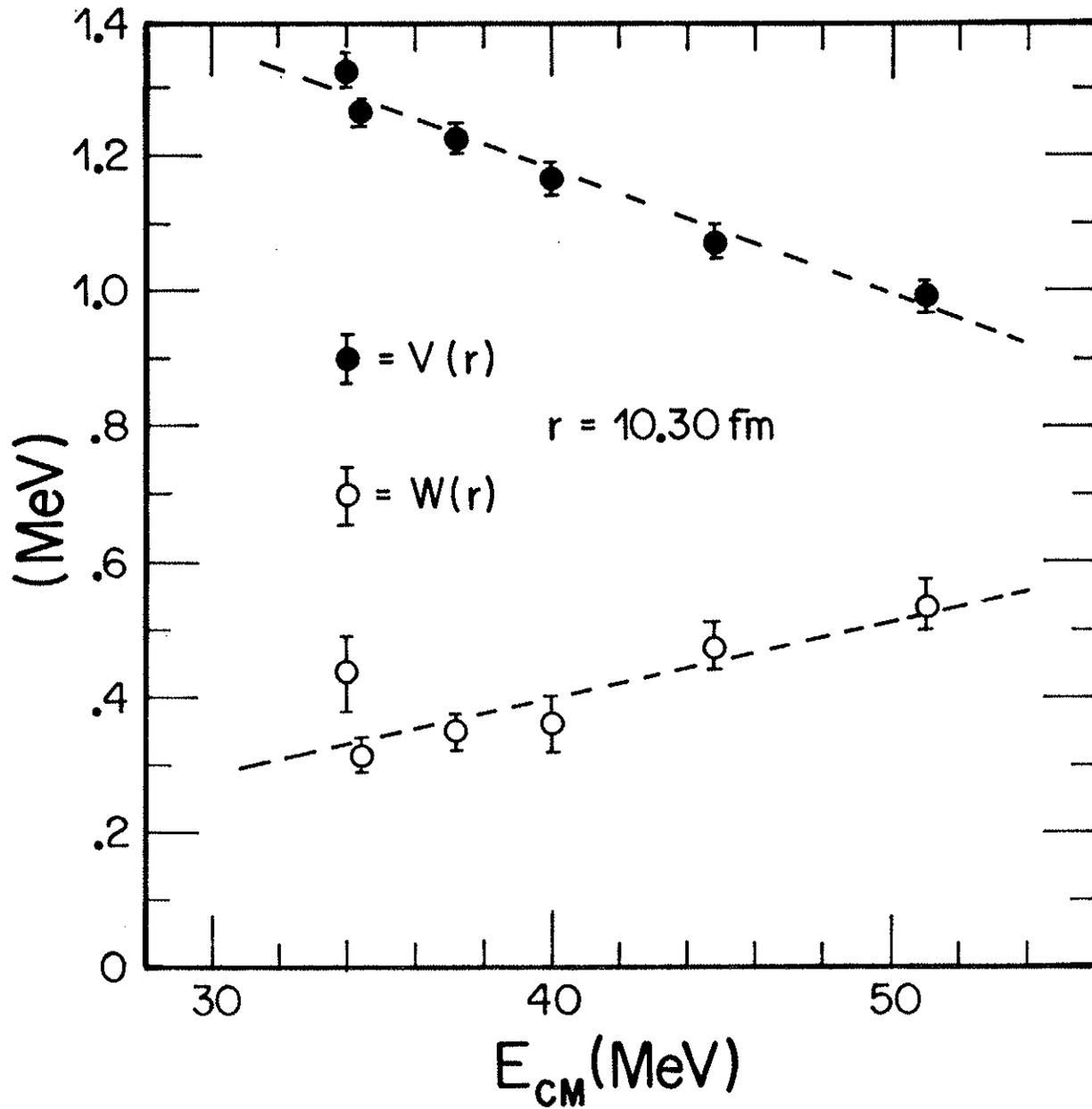


figura V.32 - Intensidades das partes real e imaginária do potencial ótico no raio $r = 10.30$ fm para o sistema $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$

Um potencial com a geometria da parte real fixa e a geometria da parte imaginária variando não pode obedecer a relação de dispersão para todo valor do raio. Porém, o potencial ótico só é bem definido (pelo ajuste dos dados) numa região superficial em torno do raio de absorção forte. Testaremos se a relação de dispersão é satisfeita somente em $r = 10.30$ fm, acreditando que se isto acontece, então ela deve ser satisfeita (ao menos aproximadamente) em toda região superficial.

A figura V.33 mostra um possível ajuste que satisfaz a relação de dispersão para o sistema $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$.

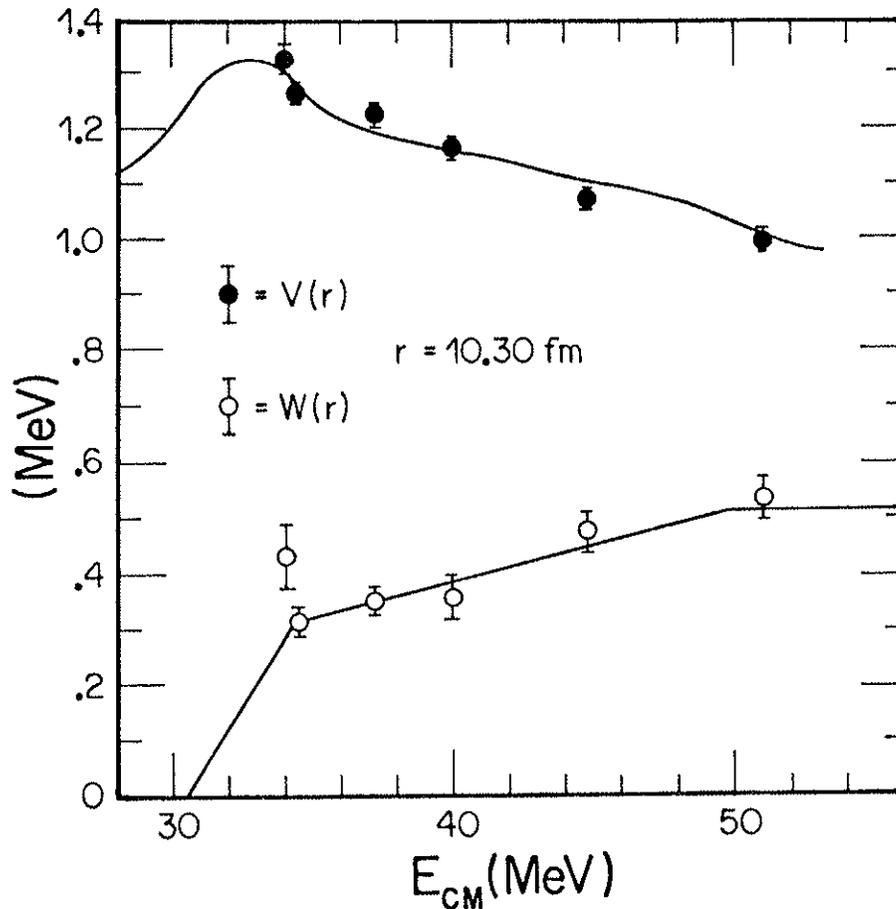


figura V.33 - Possível comportamento do potencial ótico que acompanha os resultados experimentais e satisfaz a relação de dispersão

Existem diversas curvas que acompanham os resultados experimentais e, simultaneamente, obedecem a relação de dispersão. Duas possibilidades (linha cheia e linha tracejada) para o sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ estão na figura V.34.

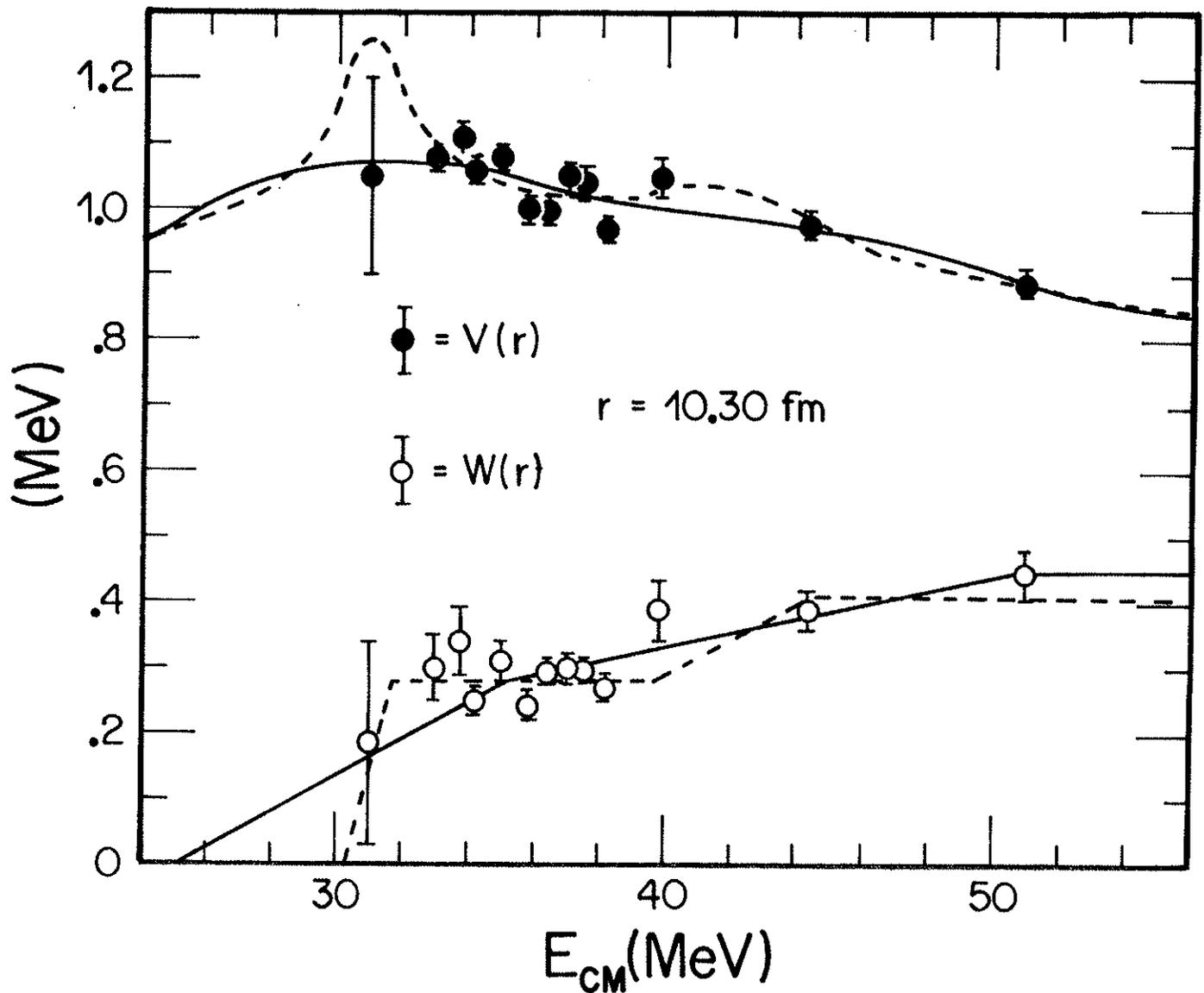


figura V.34 - Dois possíveis comportamentos do potencial ótico que satisfazem a relação de dispersão

O comportamento do potencial correspondente às linhas cheias das figuras V.33 e V.34 são, na região de energia estudada, bastante semelhantes às retas tracejadas das figuras V.31 e V.32. Ao ajustarmos todo o conjunto de distribuições angulares com os potenciais correspondentes às retas das figuras V.31 e V.32 obtivemos: para $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ $\chi_{\text{red}}^2 = 1.25$ e para $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$ $\chi_{\text{red}}^2 = 1.87$.

O tipo de análise exposta aqui é comum a diversos trabalhos (para uma revisão veja Sa90) e potenciais óticos que variam com a energia obedecendo à relação de dispersão já foram relatados para diversos sistemas, como por exemplo: $^{16}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$ (Fu85), $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ (Na85), etc. Esse tipo de comportamento também é observado nos sistemas $^{18}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$ para os quais nosso grupo já fez medidas de espalhamento elástico (objeto de mestrado de E.S. Rossi Jr.).

Devemos refletir sobre os resultados anteriores. Temos um potencial com geometria constante e outro cuja parte imaginária da geometria varia com a energia. Os dois tipos de potenciais são praticamente equivalentes sob o ponto de vista de ajuste de dados experimentais (fornecem chi-quadrados semelhantes para o conjunto de distribuições angulares). Entretanto, observando as figuras V.28, V.29, V.30 e V.31, verificamos que o comportamento (forma de variação com a energia) da intensidade desses potenciais é ligeiramente diferente (por exemplo, enquanto na figura V.28 V(10.30) e W(10.30) são aproximadamente constantes, na figura V.30 V(10.30) é decrescente e W(10.30) é crescente com a energia).

Vimos (seção V.1) que o comportamento do potencial ótico no raio de absorção forte dependia do tipo de hipótese que fazíamos a respeito da geometria da parte real. Agora verificamos que, mesmo fixando a geometria da parte real, o comportamento do potencial ótico depende do tipo de hipótese que fazemos a respeito da geometria da parte imaginária ! Assim sendo, em nosso caso, a própria anomalia de limiar não é estabelecida sem ambiguidade.

V.3) SÍNTESE

Vamos resumir os principais resultados desse capítulo.

1) Nas energias analisadas, somente a região superficial do potencial ótico influi no ajuste de dados experimentais. Existe um raio (raio de absorção forte) em que há menor ambiguidade com respeito à intensidade da parte real do potencial.

2) No estudo da distribuição angular na energia de laboratório de 46 MeV para o sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ (tomada como exemplo) ficou evidenciado que podíamos dividir os potenciais óticos em dois grandes grupos. O primeiro grupo, que corresponde a potenciais com difusividades reais grandes ($A \geq 0.50$ fm), tem como característica principal um valor grande e constante (independente da difusividade real) para a intensidade da parte imaginária no raio de absorção forte. O segundo grupo, que corresponde a potenciais com difusividades reais pequenas ($A < 0.5$ fm), tem como característica uma forte dependência de $W(R_{SA})$ com a difusividade; esse grupo contém uma região de difusividades reais bastante baixas ($A \approx 0.37$ fm) que tem fraca absorção superficial ($W(R_{SA}) \approx 0$) e cuja parte imaginária do potencial tem pouca importância, sendo que a parte real do potencial reproduz os coeficientes de transmissão necessários para o ajuste de dados como em um simples modelo de penetração de barreira.

3) Nos sistemas estudados e em baixas energias ($E_{LAB} \leq 50$ MeV), potenciais óticos com pequenas difusividades reais ($A \approx 0.37$ fm) e pouca absorção na superfície ($W(R_{SA}) \approx 0$) fornecem os melhores ajustes de dados. Em energias mais altas ($E_{LAB} = 56$ e 64 MeV), o ajuste de dados requer difusividades maiores ($A \approx 0.60$ fm) e maior absorção superficial, sendo que o ajuste de dados com difusividades reais pequenas fornece chi-quadrados muito ruins ($\chi_{red}^2 \gg 1$).

4) Com relação à seção de choque de reação não encontramos grandes diferenças (depois de descontados efeitos "geométricos") entre os sistemas $^{16}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$.

5) Obtivemos, na região de energia estudada, os melhores potenciais óticos médios constantes (independentes da energia) para os sistemas $^{16}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$. Verificamos que o sistema $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$ tem tanto a parte imaginária como a parte real do potencial superiores as do sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$. Nesse sentido podemos afirmar que o sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ apresenta transparência superficial em relação ao sistema $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$ ($\Delta W > 0$).

6) Diferentes hipóteses acerca da geometria do potencial ótico implicam em diferentes comportamentos (forma de variação com a energia) para as intensidades real e imaginária do potencial ótico no raio de absorção forte.

7) Ao fixarmos a difusividade real no valor $A = 0.60$ fm (que é um valor compatível com potenciais do tipo "Double-Folding") e tomarmos a difusividade imaginária variando linearmente com a energia (que é o comportamento mais adequado para acompanhar os resultados experimentais - vide fig. V.29 e V.30), verificamos que a variação com a energia das partes real e imaginária do potencial ótico no raio $r = 10.30$ fm (região próxima ao raio de absorção forte) é compatível com a relação de dispersão.

VI - UM MODELO TEÓRICO

No quarto capítulo, vimos que existem diferenças importantes entre os núcleos ^{63}Cu e ^{65}Cu no que diz respeito à seção de choque de fusão nos sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$. No capítulo V, expusemos extensas análises de modelo ótico relativas ao espalhamento elástico, vimos que o sistema $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$ apresenta maior absorção superficial do que o sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$. Nesse capítulo esboçaremos um modelo que trata de unificar os resultados obtidos com a fusão e com o espalhamento elástico. Na apresentação do modelo não nos preocuparemos em sermos formais dando um enfoque mais intuitivo.

Vamos utilizar bastante a diferença entre as partes imaginárias dos potenciais óticos dos sistemas $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ e $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$. Vamos usar a notação correspondente à expressão (VI.1), na qual $W_{65}(r)$ é a parte imaginária do potencial ótico relativo ao sistema $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$ e $W_{63}(r)$ é a parte imaginária do potencial relativo ao sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$.

$$\Delta W_0(r) = W_{65}(r) - W_{63}(r) \quad (\text{VI.1})$$

No capítulo anterior, mostramos que o comportamento do potencial ótico depende da geometria adotada para o mesmo. No entanto, devido a algumas simplificações em nosso modelo, estaremos interessados na ordem de grandeza de ΔW_0 (sem nos preocuparmos com pequenas variações dessa grandeza ao utilizarmos diferentes geometrias). Dessa maneira, utilizaremos, para o cálculo de ΔW_0 , os potenciais óticos constantes (independentes da energia) da seção V.2.e(1).

**VI.1) A CONTRIBUIÇÃO DOS NÊUTRONS SUPERFICIAIS PARA O
POTENCIAL ÓTICO**

Haveria algum modo de construirmos o potencial ótico do sistema $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$ a partir do conhecimento do potencial do sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$, ou seja, poderíamos obter $\Delta W_0(r)$ a partir de conceitos fundamentais?

Uma possibilidade, com um tratamento semelhante ao utilizado na construção de potenciais "Double-Folding", seria considerar o ^{65}Cu como um "core" ^{63}Cu mais dois nêutrons e obter o potencial do sistema $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$ como o potencial do sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ somado ao potencial devido aos dois últimos nêutrons superficiais (expressão VI.2).

$$W_{65}(r) = W_{63}(r) + 2 \Delta W_n(r) \quad (\text{VI.2})$$

O potencial ótico devido a cada nêutron superficial pode ser obtido com a expressão (VI.3). Nela $\psi(r_n)$ é a função de onda do nêutron superficial no ^{65}Cu e $w_n(r_f)$ é a parte imaginária do potencial ótico referente ao sistema $n + ^{16}\text{O}$. A figura VI.1 mostra as distâncias r (entre os centros dos núcleos ^{16}O e ^{65}Cu), r_n (entre o nêutron superficial e o centro do núcleo ^{65}Cu) e r_f (entre o nêutron e o núcleo ^{16}O).

$$\Delta W_n(r) = \int w_n(r_f) |\psi(\vec{r}_n)|^2 d\vec{r}_n \quad (\text{VI.3})$$

$$\text{com: } r_f = |\vec{r} - \vec{r}_n|$$

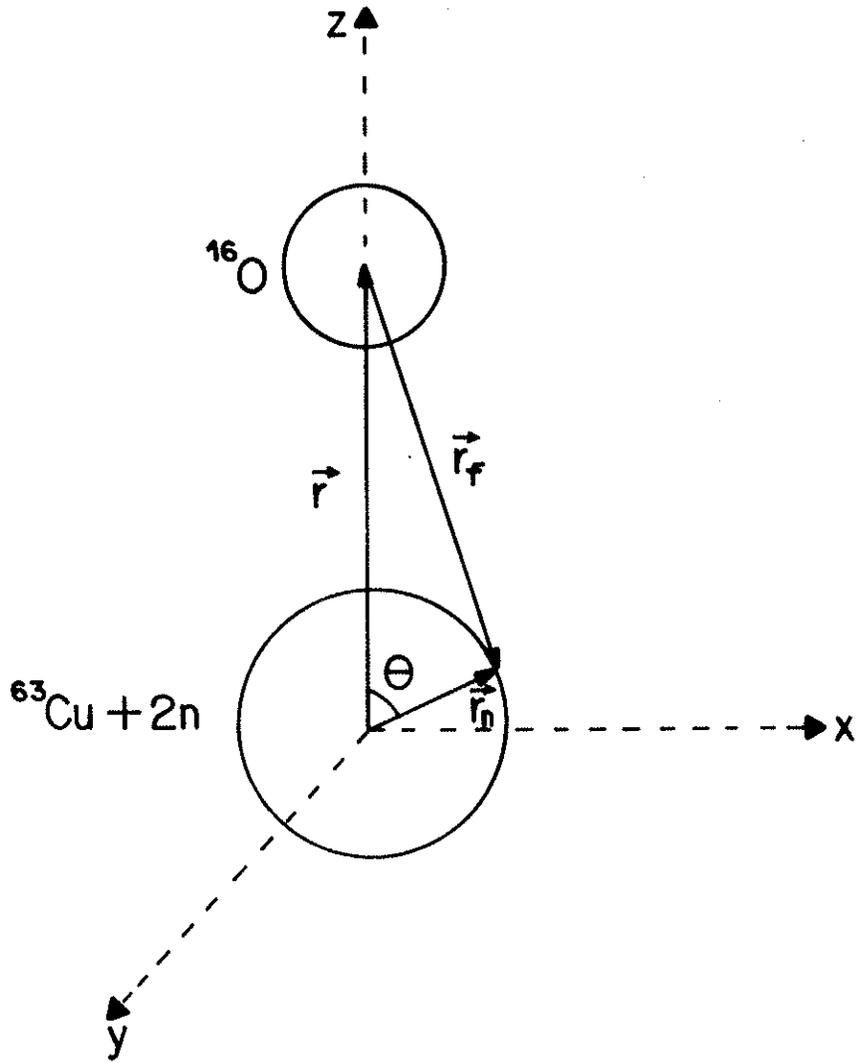


figura VI.1 - Esquema de uma colisão entre o ^{16}O e o ^{65}Cu . O ^{65}Cu é considerado como um "core" ^{63}Cu mais dois nêutrons.

Para a função de onda do nêutron no ^{65}Cu utilizamos a aproximação de oscilador harmônico.

$$\psi(\vec{r}_n) = \sum_{m=-\ell}^{+\ell} a_{\ell m} \phi_{\ell m}(\vec{r}_n) \quad \left. \vphantom{\sum} \right\} \quad (\text{VI.4})$$

$$\phi_{\ell m}(\vec{r}_n) = c_{\ell m} (r_n)^n \exp\left[-\frac{\alpha^2 r_n^2}{2}\right] Y_{\ell m}$$

com: $c_{\ell m}$ = constante de normalização ; $\alpha^2 = \frac{m_n c^2}{\hbar^2 c^2} \hbar W$.

Na expressão (VI.4) $Y_{\ell m}$ são os harmônicos esféricos; n_c , ℓ e m são os números quânticos principal, orbital e azimutal (em nosso caso $n_c = 3$, $\ell = 3$); m_n é a massa do nêutron; para $\hbar W$ utilizamos o valor usual em cálculos de estrutura nuclear $\hbar W = \frac{41 \text{ MeV}}{A^{1/3}}$ ($A = 65$).

A função de onda depende das amplitudes a_{3m} . Vamos estudar dois casos limites: no primeiro vamos supor que todos os harmônicos esféricos sejam igualmente prováveis (expressão VI.5); no segundo vamos supor que haja polarização total e o harmônico m' seja favorecido (expressão VI.6).

$$a_{3m} = 7^{-1/2} \text{ para qualquer } m. \quad (\text{VI.5})$$

$$a_{3m} = \begin{cases} 1 & \text{para } m' \\ 0 & \text{para outro } m \text{ qualquer} \end{cases} \quad (\text{VI.6})$$

A expressão (VI.3) necessita do potencial ótico referente ao sistema $n + {}^{16}\text{O}$; obtivemos esse potencial através de uma sistemática de espalhamento de nêutrons (Pe72, Wi64).

$$w_n(r) = 4w_D \exp\left(\frac{r - r_I A^{1/3}}{a_I}\right) \left[1 + \exp\left(\frac{r - r_I A^{1/3}}{a_I}\right)\right]^{-2} \quad (\text{VI.7})$$

Os valores recomendados para os parâmetros são:

$$\begin{aligned} w_D &= 9.52 - 0.053 E_{\text{LAB}} \text{ (MeV)} \\ r_I &= 1.266 - 3.7 \cdot 10^{-4} A + 2 \cdot 10^{-6} A^2 - 4 \cdot 10^{-9} A^3 \text{ (fm)} \\ a_I &= 0.48 \text{ fm} \end{aligned}$$

Nessas expressões A e E_{LAB} são o número de massa do alvo e a energia de laboratório do nêutron. Como estamos considerando o sistema $n + {}^{16}\text{O}$, a massa do alvo é 16 u.m.a. e a energia de laboratório (que corresponde à energia por núcleon do sistema ${}^{16}\text{O} + {}^{65}\text{Cu}$) varia de 2.5 a 4 MeV. Os parâmetros do potencial não variam muito fortemente com a energia, assim, para efeito dos cálculos, tomamos uma energia média $E_{\text{LAB}} = 3.2$ MeV.

A figura VI.2 mostra a parte imaginária do potencial ótico do sistema $n + {}^{16}\text{O}$ em função da distância r_f . Podemos verificar que a absorção ocorre em uma região superficial. Esse comportamento está de acordo com um trabalho teórico anterior (Go59) e será importante para entendermos o vínculo entre nosso modelo teórico e os resultados obtidos para a fusão.

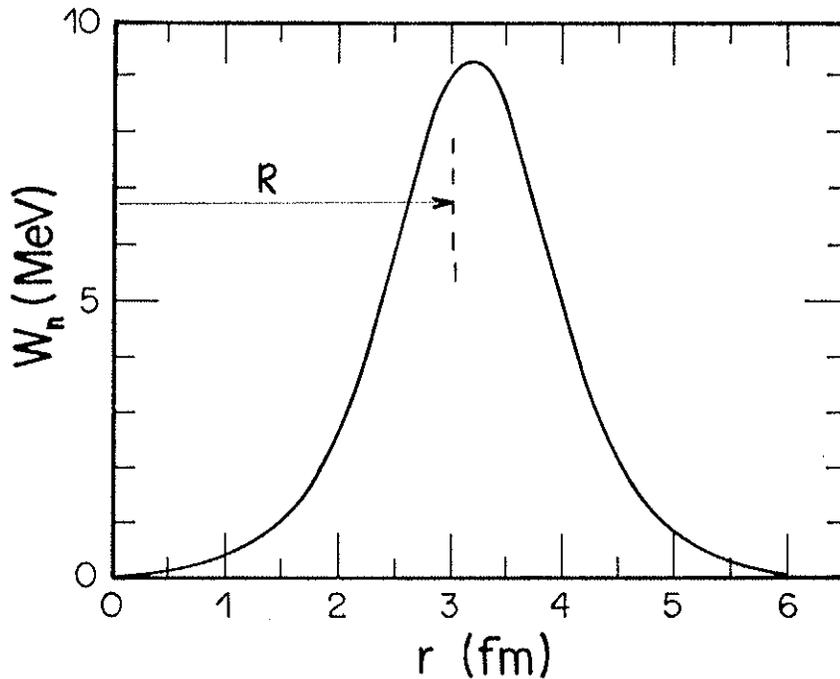


figura VI.2 - Parte imaginária do potencial ótico para o sistema $n + {}^{16}\text{O}$. O raio R , indicado na figura, corresponde ao raio do ${}^{16}\text{O}$.

A figura VI.3 mostra ΔW obtido pelo modelo ótico (ΔW_0) e ΔW calculado através da expressão (VI.3) (lembrando que $\Delta W = 2\Delta W_n$). Os índices (ΔW_{30} , ΔW_{31} , ΔW_{32} , ΔW_{33}) correspondem a polarizações

conforme expressão (VI.6) ($m' = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3$); ΔW_e corresponde à função de onda com simetria esférica (expressão VI.5).

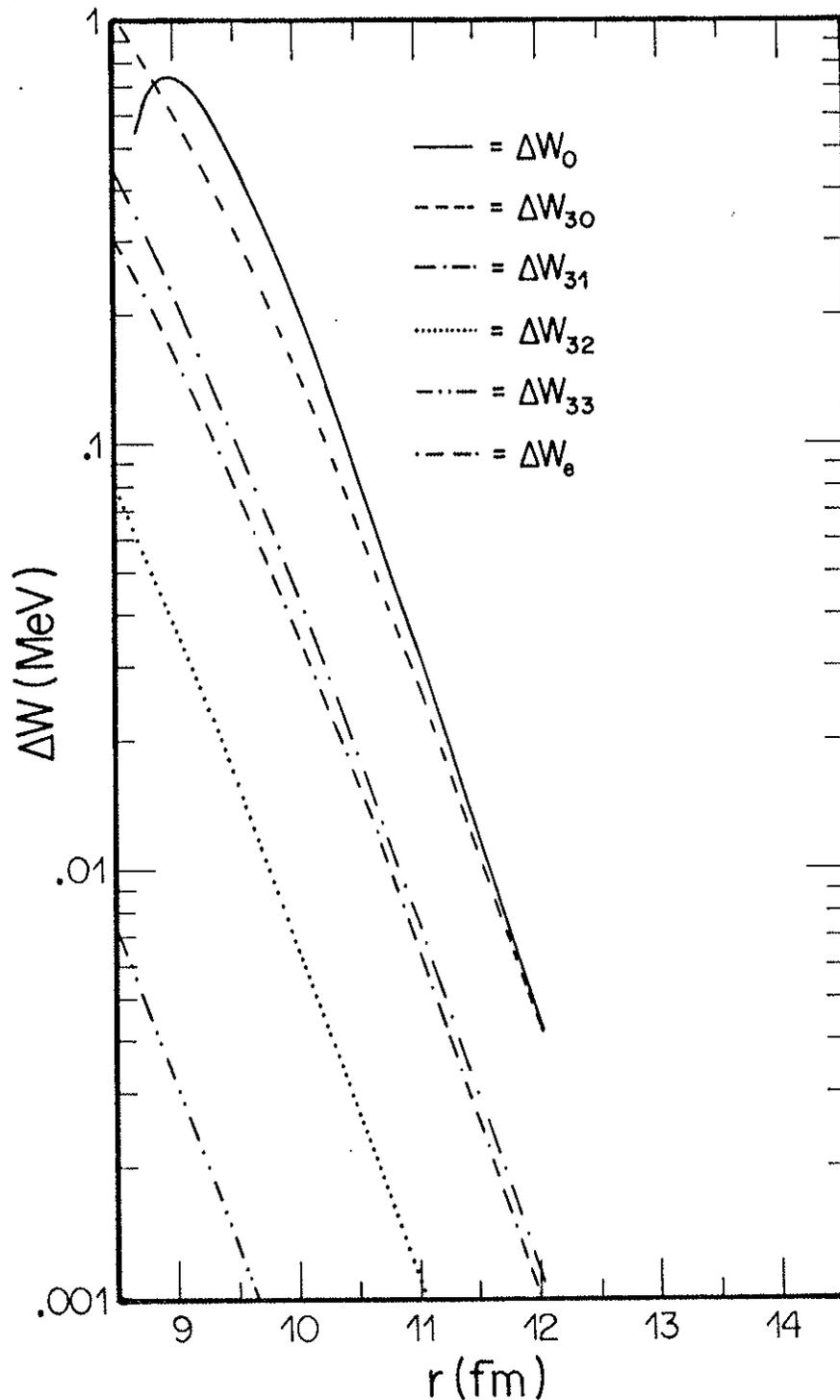


figura VI.3 - ΔW calculado com o modelo ótico (ΔW_0) e através do modelo "microscópico" com diferentes polarizações.

Podemos verificar (fig. VI.3) que ΔW_{30} está muito próximo de ΔW_0 . Isso poderia significar que, no processo de colisão com o ^{16}O , ocorra alguma polarização do ^{65}Cu favorecendo o estado com $m = 0$. Poderíamos mostrar que, devido a atração entre o ^{16}O e os nêutrons superficiais do ^{65}Cu , esse tipo de polarização (para o estado $m = 0$) é provável. Entretanto, ΔW_0 também tem a mesma ordem de grandeza de ΔW_{30} ; como fizemos diversas simplificações em nossos cálculos (como por exemplo, a utilização de funções de onda de oscilador harmônico) podemos afirmar que, nessas condições, a função de onda com simetria esférica também fornece uma estimativa razoável para ΔW_0 (e, portanto, nosso modelo não implica na necessidade de polarização). Fica claro, através dessas considerações, que ΔW obtido com um modelo "microscópico" é compatível com o ΔW ótico (obtido pelo ajuste de dados de espalhamento elástico).

VI.2) O POTENCIAL ÓTICO E A FUSÃO

Definimos, anteriormente, a diferença entre as partes imaginárias dos potenciais óticos dos sistemas $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$ e $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ através da expressão (VI.1). Em analogia as expressões (II.19) e (II.25), podemos definir uma seção de choque parcial de reação devida a processos que envolvam essa diferença (ΔW_0) através da expressão (VI.8).

$$\sigma_{2n} = \frac{2\mu}{\hbar^2 k} \langle \Psi | \Delta W_0 | \Psi \rangle \quad (\text{VI.8})$$

A função de onda Ψ é a solução para o potencial ótico de espalhamento elástico no sistema $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$. Como havíamos utilizado os potenciais óticos constantes (independentes da energia) da seção V.2.e(1) para obter ΔW_0 , usamos esse mesmo potencial para obter a função de onda Ψ . Contudo, devemos observar

que qualquer hipótese razoável sobre a geometria do potencial ótico leva a resultados bastante semelhantes aos que serão aqui expostos.

Na figura VI.4 mostramos a relação entre a seção de choque parcial de reação (σ_{2n}) e a seção de choque total de reação para o sistema $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$ (σ_R) como função da energia de laboratório.

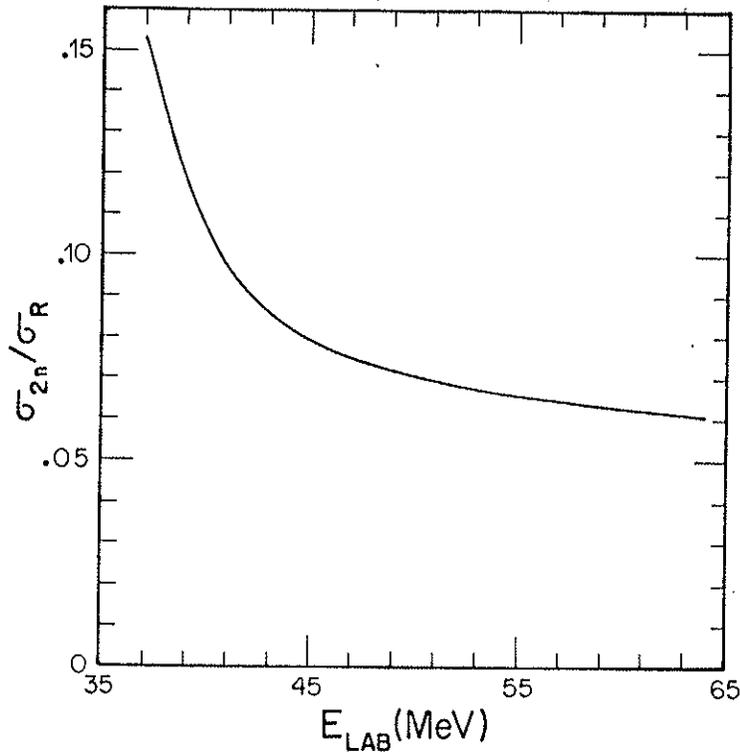


figura VI.4 - Relação entre a seção de choque parcial (σ_{2n}) e a seção de choque total de reação (σ_R) como função da energia de laboratório para o sistema $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$.

Quando comparado a σ_R , σ_{2n} é maior em energias mais baixas. Vimos, no quarto capítulo, que existe uma diferença na seção de choque de fusão (depois de descontados os efeitos geométricos) que distingue os núcleos ^{63}Cu e ^{65}Cu , diferença essa que se torna mais importante em baixas energias. Poderíamos estabelecer alguma relação entre σ_{2n} e essa diferença entre a seção de choque de fusão dos sistemas $^{16}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$?

No capítulo IV usamos grandezas reduzidas (expressões IV.1 e IV.2) para eliminar efeitos geométricos entre os sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$ e pudemos observar com maior clareza as diferenças entre as seções de choque de fusão desses sistemas. Vamos agora, em analogia, definir a grandeza σ'_{red} (expressão VI.9).

$$\left. \begin{aligned} \sigma'_{\text{red}} &= \frac{2E_{\text{CM}}}{R_0^2 h W_0} \left(\sigma_{\text{F}} - \sigma_{2n} \right) \text{ para sistemas com } ^{65}\text{Cu} \\ \sigma'_{\text{red}} &= \frac{2E_{\text{CM}}}{R_0^2 h W_0} \sigma_{\text{F}} \text{ para sistemas com } ^{63}\text{Cu} \end{aligned} \right\} \quad (\text{IV.9})$$

onde: σ_{F} = seção de choque de fusão.

Assim sendo, a grandeza σ'_{red} desconta (para sistemas com ^{65}Cu) uma possível contribuição de σ_{2n} para a fusão.

Na figura VI.5 mostramos σ'_{red} como função de E_{red} (definido na expressão IV.2). Usamos para R_0 e hW_0 os valores previstos pelo potencial de proximidade (tabela IV.2).

Observamos (fig. VI.5) uma excelente concordância entre os quatro sistemas, sendo que desapareceram as diferenças entre sistemas com ^{65}Cu e ^{63}Cu . Esse resultado é uma indicação de que o excesso de absorção (ΔW_0) do sistema $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$ em relação ao sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ é responsável pelas diferenças entre as seções de choque de fusão desses mesmos sistemas.

Nesses cálculos, utilizamos para os sistemas $^{18}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$ o mesmo σ_{2n} que havia sido obtido para os sistemas $^{16}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$. Dados recentes, obtidos por nosso grupo, de espalhamento elástico nos sistemas $^{18}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$ (dissertação de mestrado de E.S.Rossi Jr. - em andamento) mostram que o sistema $^{18}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$ tem maior absorção que o sistema $^{18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$, justificando, assim, o procedimento acima.

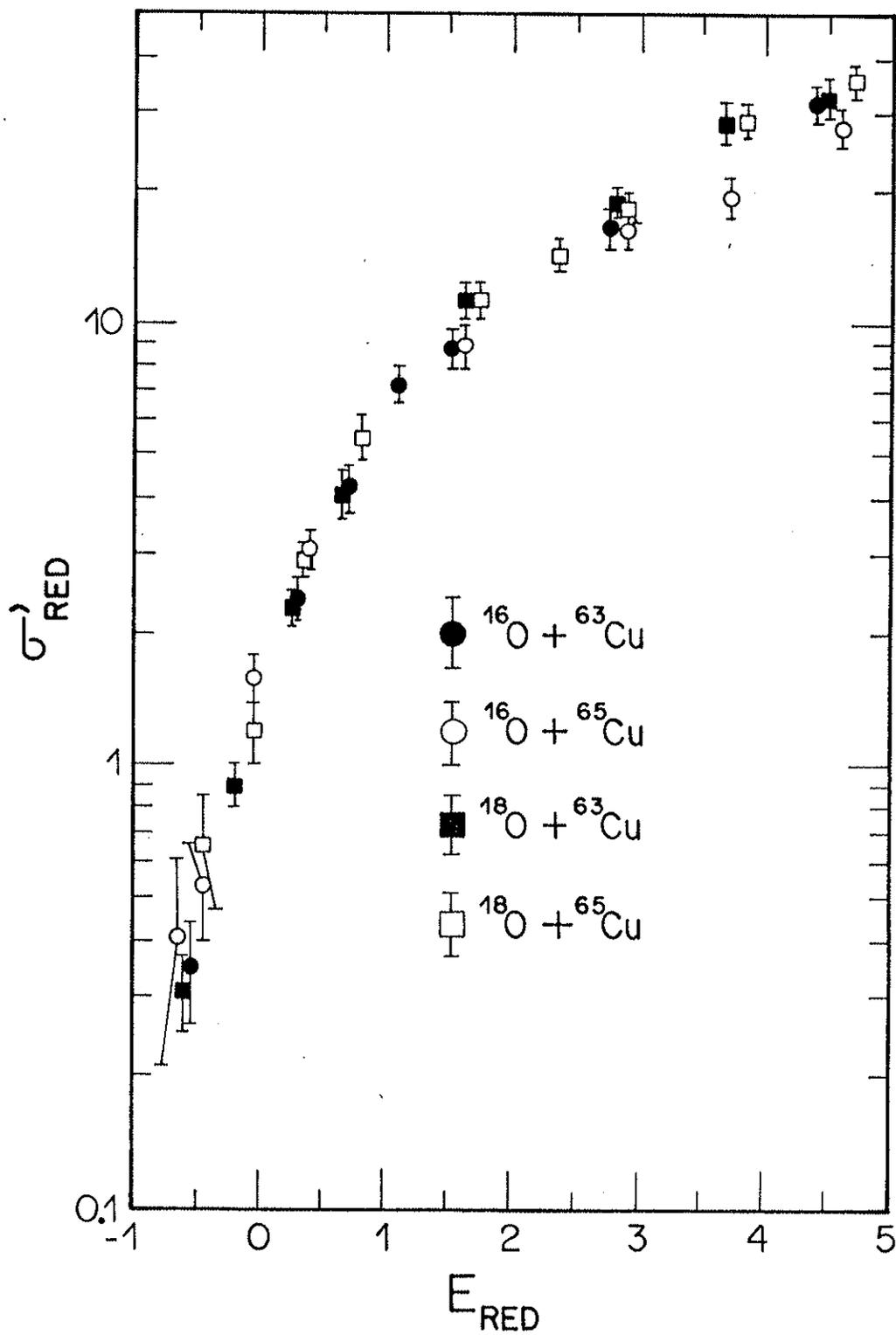


figura VI.5 - Seção de choque de fusão reduzida depois de descontada a contribuição de σ_{2n} .

VI.3) A CONTRIBUIÇÃO DOS NÊUTRONS SUPERFICIAIS PARA A FUSÃO

Trabalhamos, no item VI.1, com uma fração da parte imaginária do potencial ótico do sistema $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$ (ΔW_0) que teria sua origem nos dois nêutrons extras que o ^{65}Cu tem em relação ao ^{63}Cu . No item anterior mostramos que essa mesma fração é suficiente para explicar as diferenças entre as seções de choque de fusão dos sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$ e $^{16,18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$. Estabelecemos, então, um vínculo entre os dois nêutrons extras do ^{65}Cu e a fusão. É possível entender como dois nêutrons superficiais desencadeiam processos que levam preferencialmente à fusão?

A tabela VI.1 contém o excesso de massa e a energia de ligação de 1 (E1) e de 2 (E2) nêutrons para alguns isótopos de cobre.

A	Δ (MeV)	E1(MeV)	E2(MeV)
62	-62.796	0.815	4.453
63	-65.578	2.782	3.597
64	-65.423	-0.155	2.627
65	-67.262	1.839	1.684
66	-66.257	-1.005	0.834

tabela VI.1 - Excesso de massa (Δ), energia de ligação de 1 (E1) e de 2 (E2) nêutrons para isótopos de cobre

A energia de ligação de 1 nêutron e de 2 nêutrons no ^{65}Cu é grande, enquanto no ^{64}Cu a energia de ligação de 1 nêutron é negativa. Isso significa que tirar um nêutron do ^{65}Cu requer bastante energia, entretanto, depois de extraído o primeiro nêutron, o segundo sai com facilidade. Aparentemente o ^{65}Cu pode ser pensado como um ^{63}Cu mais dois nêutrons, formando um sistema de três corpos bastante ligados.

Havíamos visto que os nêutrons reagem com o ^{16}O a longa distância (vide figura VI.2). Verificamos agora que, no ^{65}Cu , dois

nêutrons superficiais são bastante ligados. Sendo assim, não é sem fundamento pensar que processos de reação, nos sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$, envolvendo nêutrons superficiais "arrastem" junto o "core" ^{63}Cu resultando em fusão completa. Esses nêutrons superficiais do ^{65}Cu , reagindo a longa distância, funcionam como uma "ligação" entre alvo e projétil.

As considerações que tecemos nesse capítulo são suficientes para explicar nossos dados experimentais. Logicamente esse simples modelo teórico certamente não é o único capaz de fornecer essa explicação, entretanto ele é bem elegante (e com certeza pode ser desenvolvido de maneira mais rigorosa e completa).

VII - A FUNÇÃO DE EXCITAÇÃO DE ESPALHAMENTO ELÁSTICO

Nesse capítulo analisaremos as funções de excitação de espalhamento elástico no sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$. Ao contrário de capítulos anteriores (IV, V e VI), não será possível fazer comparações com sistemas com ^{65}Cu como alvo (simplesmente pela falta de dados experimentais). Como podemos verificar nas distribuições angulares do cap. V, em ângulos trazeiros ($\phi_{\text{CM}} > 100^\circ$), a seção de choque de espalhamento elástico para o sistema $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$ é, para a mesma energia de bombardeio, bem menor (3 a 4 vezes menor) que para o sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ (certamente esse fato está ligado à diferença de absorção entre os dois sistemas - ΔW - que foi estudada nos capítulos V e VI). Assim sendo, a obtenção de funções de excitação de espalhamento elástico é mais difícil (do ponto de vista experimental) para o sistema $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$ do que para o sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ e, então, não nos foi possível, até o momento, realizar esse tipo de medições para o sistema $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$.

Vimos, no quinto capítulo, que diferentes hipóteses acerca da geometria do potencial ótico levam a diferentes ajustes das distribuições angulares. Tais diferenças dizem respeito unicamente aos ângulos dianteiros, sendo que a seção de choque em ângulos trazeiros independe da geometria adotada (vide figura V.12).

Nossas cinco funções de excitação foram medidas em ângulos trazeiros. As figuras VII.1 e VII.2 mostram os dados experimentais; as linhas cheias correspondem as seções de choque óticas (que são previsões para a seção de choque de espalhamento elástico obtidas com o potencial ótico constante da seção V.2.e-1).

O potencial ótico foi obtido com o ajuste de dados experimentais, assim sendo sua previsão deve ser compatível com os dados das funções de excitação. Entretanto, existem regiões de energia em que aparecem estruturas dos dados experimentais em torno da seção de choque ótica.

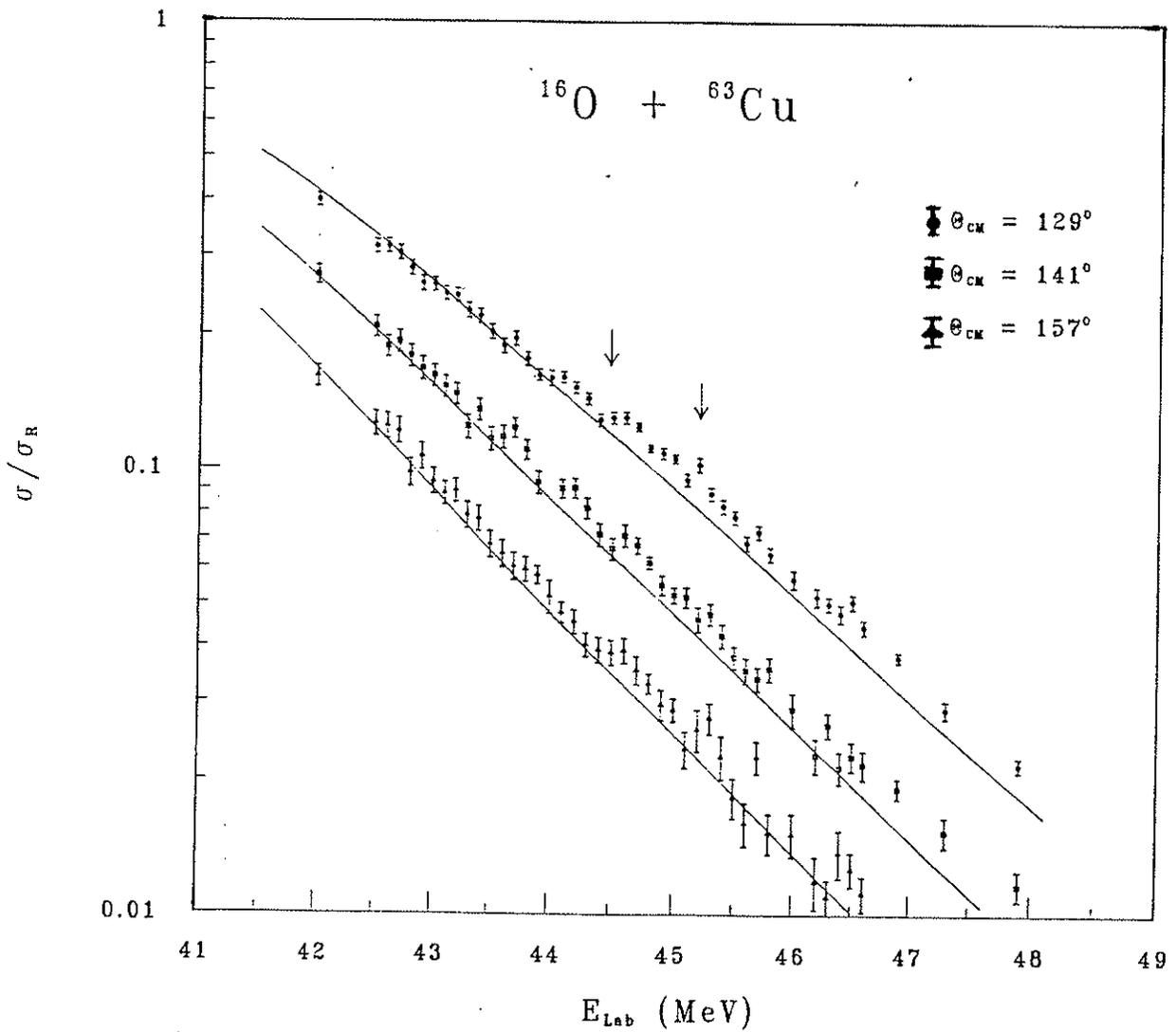


figura VII.1 - Funções de excitação para o espalhamento elástico no sistema $^{16}O + ^{63}Cu$. Ângulos de centro de massa de 129° , 141° e 157° . As linhas cheias são previsões do modelo ótico. As flechas indicam estruturas.

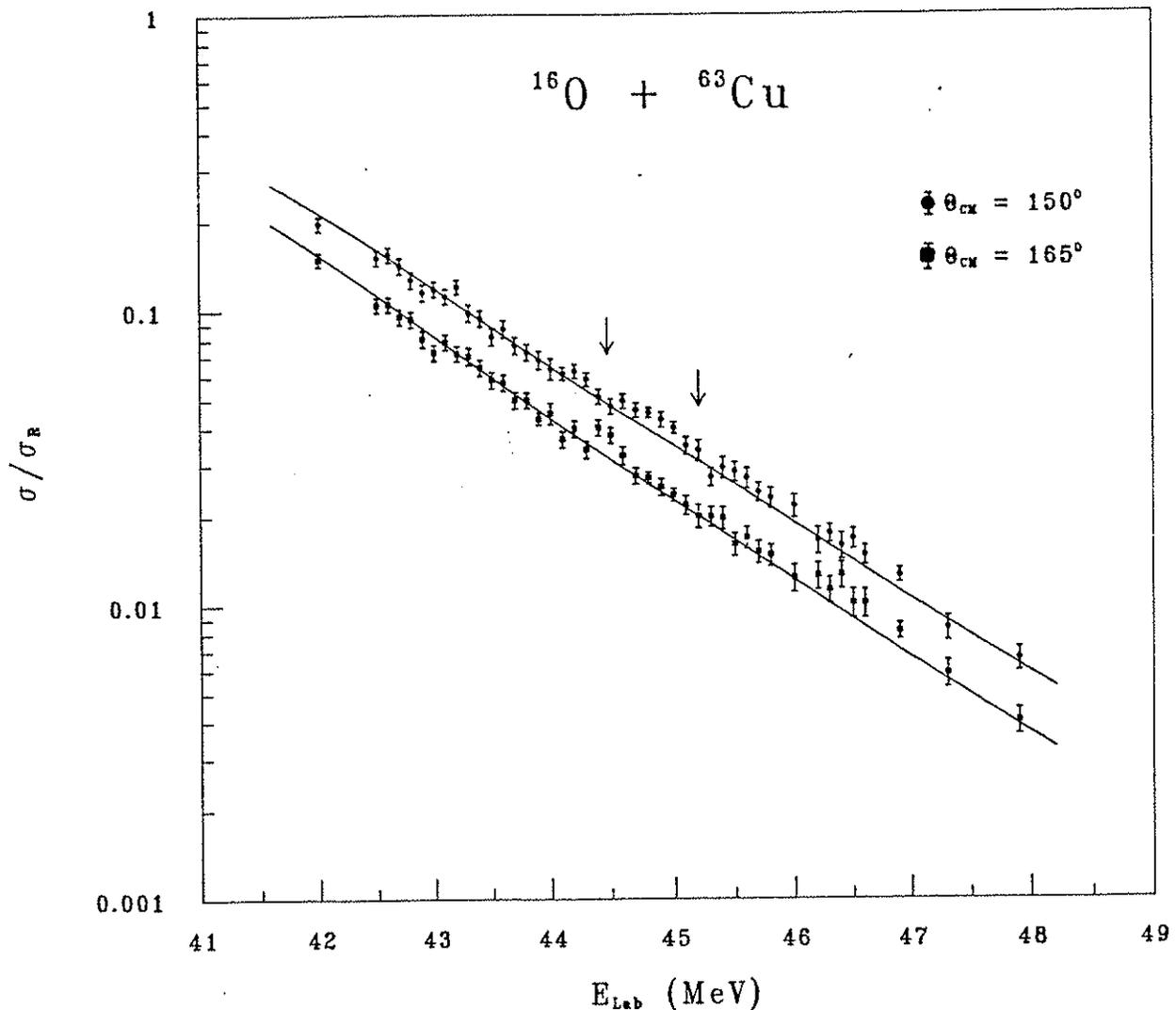


figura VII.1 - Funções de excitação para o espalhamento elástico no sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$. Ângulos de centro de massa de 150° e 165° . As linhas cheias são previsões do modelo ótico. As flechas indicam estruturas.

Sabemos que os dados experimentais estão sujeitos a incertezas (representadas pelas barras de erro) e, portanto, quando temos um número grande de pontos experimentais, é estatisticamente provável que apareçam estruturas em torno da curva que melhor representa esses dados. Contudo, devido a natureza aleatória das incertezas, não deve existir correlação dessas estruturas quando se comparam diferentes conjuntos de dados. As flechas nas figuras (VII.1 e VII.2) indicam duas regiões de energia em que existem estruturas em todos os ângulos.

Medidas de funções de excitação de espalhamento elástico, obtidas por nosso grupo, para o sistema $^{18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ (objeto de mestrado de E.S. Rossi Jr.) apresentam estruturas semelhantes nas mesmas energias de centro de massa.

Esses fatos levaram-nos a verificar se tais estruturas seriam compatíveis com ressonâncias em energia. Em seguida vamos expor o resultado desses estudos.

O potencial ótico deveria reproduzir qualquer eventual estrutura da seção de choque elástica, porém, na prática, obtêm-se, em geral, um potencial ótico médio que dá conta da tendência média dos dados experimentais em uma vasta região de energia. Associam-se possíveis estruturas a certos processos, denominados ressonâncias, que não estão incluídos no potencial ótico médio.

O potencial médio gera uma matriz S ótica que representaremos pelo símbolo S_ℓ^o . Uma ressonância pode ser representada por uma perturbação S_R em um elemento de momento angular $\ell_R \hbar$, que tem uma variação com a energia dada pela expressão (VII.1).

$$S_R = \frac{\Gamma_e e^{2i\varphi}}{E - E_R + i\Gamma_T/2} \quad (\text{VII.1})$$

onde: E_R é o centróide da ressonância;

Γ_T é sua largura;

Γ_e sua contribuição para o espalhamento elástico;

φ sua fase.

A matriz S total é dada por:

$$S = \begin{cases} S_\ell^o & \text{para } \ell \neq \ell_R \\ S_\ell^o + S_R & \text{para } \ell = \ell_R \end{cases} \quad (\text{VII.2})$$

A seção de choque diferencial elástica pode ser calculada utilizando-se as expressões (II.15) e (II.16).

Um tratamento direto para a análise de ressonâncias consiste em tomar a matriz S ótica como base e obter, como parâmetros ajustáveis, ℓ_R , Γ_e , φ , E_R e Γ_T .

Nossas funções de excitação foram obtidas antes das distribuições angulares. Portanto, a matriz S ótica ainda não havia sido obtida por ocasião das análises das funções de excitação e, assim, o tratamento direto sugerido acima não poderia ter sido aplicado. Para estudar as estruturas, desenvolvemos um tratamento aproximado que independe do conhecimento da matriz S ótica, método esse que está exposto no apêndice.

Como resultado do método comentado acima, obtivemos uma expressão analítica para a diferença entre a seção de choque de espalhamento elástico σ (onde está incluída a contribuição da ressonância) e a seção de choque ótica σ_0 (que é a previsão para a seção de choque de espalhamento elástico fornecida pelo potencial ótico).

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma_0} = \frac{\sigma - \sigma_0}{\sigma_0} = \frac{D^2}{E^{*2} + \frac{\Gamma^2}{4}} \left[1 + 2\frac{E^*}{D} \cos(2\phi) + \frac{\Gamma}{D} \sin(2\phi) \right] \quad (\text{VII.3})$$

Os parâmetros E^* , Γ , D e ϕ estão correlacionados com E_R , Γ_T , Γ_e , ℓ_R e φ através das seguintes expressões:

$$E^* = E - E_R \quad (\text{VII.4})$$

$$\Gamma = \Gamma_T \quad (\text{VII.5})$$

$$D = \frac{[2\ell_R + 1]}{2k\sqrt{\sigma_0}} P_{\ell_R}(\cos\vartheta) \Gamma_e \quad (\text{VII.6})$$

$$\phi = \varphi + \sigma_{\ell_R} - \gamma/2 + 3\pi/4 \quad (\text{VII.7})$$

Fizemos ajustes de ressonâncias , utilizando a expressão (VII.3), nas regiões de energia indicadas por flechas (fig. VII.1 e VII.2). Nesses ajustes foi levado em consideração que existe perda de energia no alvo e que a seção de choque medida na energia de bombardeio E_B representa uma média em uma região $E_B - \Delta E \leq E_{LAB} \leq E_B$ (expressão VII.8). A perda de energia no alvo é importante, pois, como veremos, a largura das ressonâncias tem a mesma ordem de grandeza da perda.

$$\bar{\sigma}(E_B) = \frac{1}{\Delta E} \int_{E_B - \Delta E}^{E_B} \sigma(E) dE \quad (\text{VII.8})$$

Devemos observar que, como as funções de excitação e as distribuições angulares de espalhamento elástico foram obtidas com alvos diferentes, as curvas que representam as previsões do potencial ótico para as seções de choque de espalhamento elástico podem apresentar um deslocamento em energia (em relação aos dados experimentais das funções de excitação) devido a diferentes perdas de energia nos diferentes alvos. Assim sendo, para realizar o ajuste das possíveis ressonâncias, tomamos curvas médias como estimativa para as seções de choque "óticas"; tais curvas foram construídas ajustando, para cada ângulo, todo o conjunto de pontos experimentais à funções do tipo $\sigma = \exp(a + b E_{LAB} + c E_{LAB}^2)$, onde "a", "b" e "c" são parâmetros ajustáveis.

A figura VII.3 mostra os pontos experimentais, a curva média (linha tracejada) e a previsão com duas ressonâncias (linha cheia) para os cinco ângulos. A primeira ressonância está centrada em $E_R = 44.5$ MeV e tem largura $\Gamma_T = 31$ KeV; a segunda ressonância está centrada em $E_R = 45.2$ MeV e tem largura $\Gamma_T = 62$ KeV.

Devido ao fato de que as incertezas experimentais são grandes quando comparadas com a "intensidade" das estruturas, os parâmetros D , Γ e ϕ têm incertezas bastante grandes, ou seja, existe muita ambiguidade com relação aos parâmetros ℓ_R , Γ_e , Γ_T e ϕ que poderiam explicar essas estruturas.

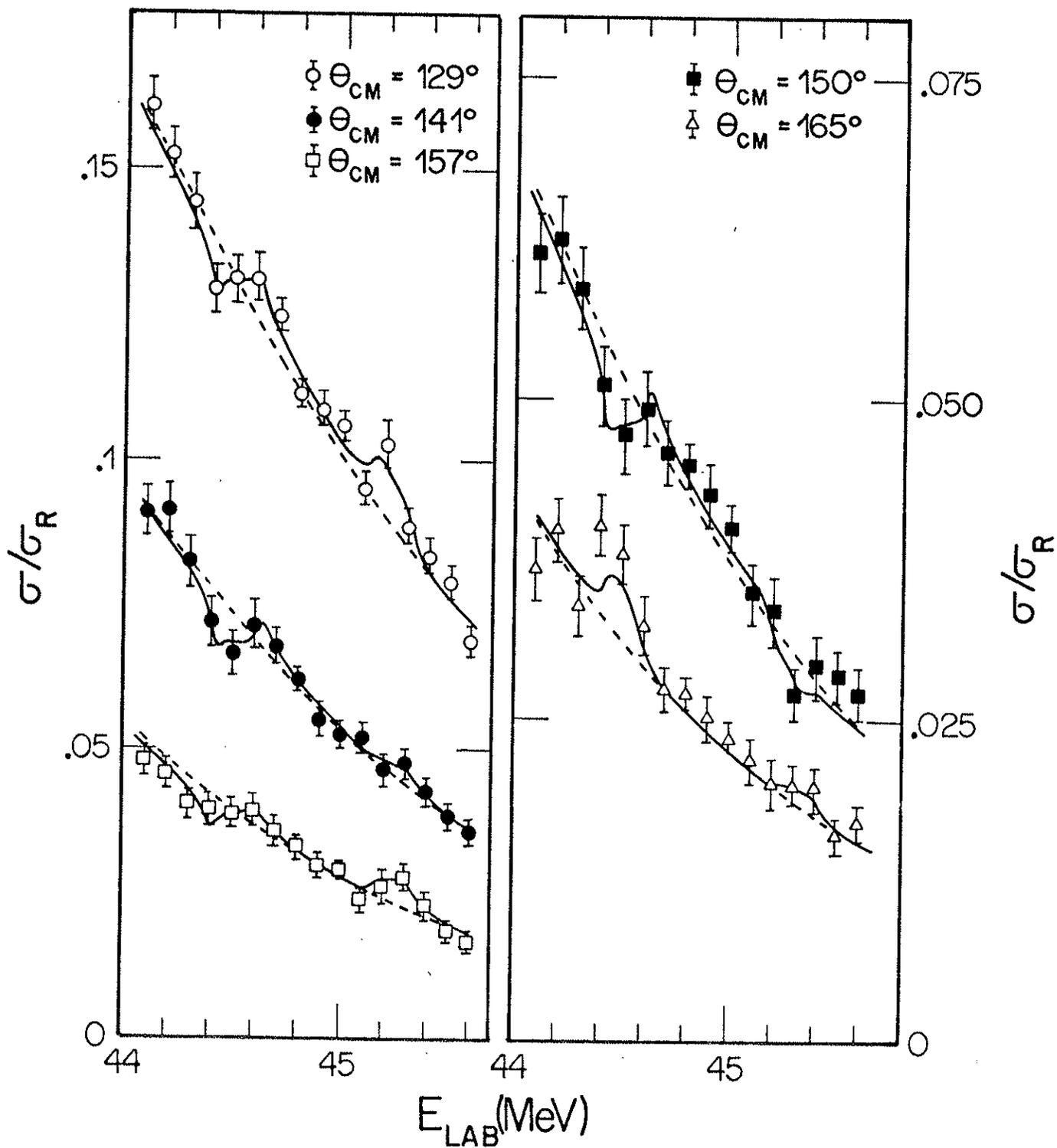


figura VII.3 - Seção de choque de espalhamento elástico experimental, curva média (linha tracejada) e previsão com duas ressonâncias (linha cheia) para os cinco ângulos analisados.

Cabe observar que, até o momento, o sistema mais "pesado" em que se relatou a presença de ressonâncias é $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ (Be81), no qual as estruturas já não são muito grandes (é de esperar que quanto mais "pesado" seja o sistema, menos salientes sejam as estruturas). Nesse caso as ressonâncias foram associadas a estados quase-moleculares do núcleo composto.

É importante observar, também, que todos os sistemas em que foi observada a presença de ressonâncias são compostos por "núcleos α ", que não é o nosso caso.

Nossas análises indicam que as estruturas da função de excitação são compatíveis com ressonâncias, mas não prova que tais ressonâncias realmente existam (as estruturas poderiam ser causadas por flutuações dos pontos devidas as incertezas experimentais). De qualquer forma, as incertezas experimentais são suficientemente grandes de maneira a não podermos determinar, univocamente, os parâmetros dessas possíveis ressonâncias.

Assim sendo, o processo através do qual essas estruturas ocorrem só poderá ser compreendido com um novo conjunto de dados experimentais que tenha melhor precisão. Esse novo conjunto de dados não precisa se estender por uma região de energia tão ampla como foi feito nesse trabalho, sendo que podem ser limitados apenas em algumas centenas de KeV nas "vizinhanças" das estruturas. O alvo utilizado deverá ser extremamente fino ($\epsilon \approx 10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) de maneira que a perda de energia não seja significativa para a análise com ressonâncias (vimos que as larguras das ressonâncias podem ser da ordem de poucas dezenas de KeV). Finalmente as incertezas estatísticas devem ser bastante pequenas ($\approx 2\%$) o que certamente tornará necessário aumentar o ângulo sólido de detecção, isso pode ser feito utilizando detectores anulares ou utilizando o espectrógrafo magnético do laboratório Pelletron.

VIII - CONCLUSÕES

No estudo dos sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$ observamos importantes diferenças entre sistemas com ^{63}Cu e ^{65}Cu como alvos, em contraposição a uma indiferença dos resultados em relação ao projétil.

Para a fusão nuclear em energias próximas da barreira Coulombiana, os sistemas com ^{65}Cu apresentam maior seção de choque do que sistemas com ^{63}Cu . A eliminação de efeitos "geométricos" (através do uso de grandezas reduzidas) mostrou que esse comportamento é independente do projétil. Esse fenômeno dificilmente poderia ser explicado com os modelos teóricos tradicionais, pois, em geral, esses modelos não levam em conta a estrutura dos núcleos interagentes.

Para o espalhamento elástico nos sistemas $^{16}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$ constatamos que os potenciais óticos que ajustam os dados experimentais podem ser divididos em dois grandes grupos. O primeiro grupo, que consiste de difusividades reais pequenas ($A \leq 0.50$ fm), está relacionado com um esquema unidimensional de penetração de barreira, e só proporciona bons ajustes ($\chi_{\text{red}}^2 \approx 1$) para energias baixas ($E_{\text{LAB}} \leq 50$ MeV). O segundo grupo, que é formado por difusividades reais grandes ($A \geq 0.50$ fm), tem maior absorção superficial e proporciona bons ajustes em toda a região de energia estudada ($39 \text{ MeV} \leq E_{\text{LAB}} \leq 64 \text{ MeV}$).

Ficou claro, também, que as intensidades das partes real e imaginária do potencial ótico no raio de absorção forte são muito sensíveis à geometria utilizada para esse potencial. Assim sendo, a anomalia de limiar não pode ser determinada sem ambiguidade. Entretanto, se tomarmos para o potencial ótico uma difusividade real em torno de 0.60 fm (que torna a geometria do potencial ótico semelhante à geometria de potenciais tipo "Double-Folding") verificamos que, quando comparado ao sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$, o sistema $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$ tem maior absorção superficial (essa maior absorção

superficial também é corroborada pelos dados de fusão nuclear e de transferência de núcleons nesses mesmos sistemas)

No sexto capítulo, descrevemos um modelo teórico que trata de unificar os resultados das análises da fusão e do espalhamento elástico. Mostramos que os dois nêutrons extras do ^{65}Cu (em relação ao ^{63}Cu) são responsáveis pela maior absorção no sistema $^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$ do que no sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ e que também poderiam explicar a diferença entre a seção de choque de fusão dos sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$ e $^{16,18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$.

Não consideramos que o modelo teórico comentado acima seja o único capaz de explicar os nossos dados experimentais, sendo que, teoricamente, o problema não está fechado. Porém, do ponto de vista de resultados experimentais, é certa a existência de importantes diferenças entre os sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$, devidas exclusivamente aos diferentes isótopos do cobre.

Finalmente, a análise das funções de excitação de espalhamento elástico no sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ indicou a existência de estruturas que poderiam estar relacionadas a ressonâncias com estados quase-moleculares do núcleo composto. No entanto, as incertezas experimentais não são suficientemente pequenas para permitir a identificação, com clareza, de tais estruturas (e os possíveis parâmetros das ressonâncias). Uma melhor compreensão desse processo requer dados experimentais de melhor precisão.

Nesse trabalho foi muito importante o estudo simultâneo de diferentes canais de reação e também de comparações entre vários sistemas semelhantes. Esse tipo de estudo tem sido sistematicamente utilizado por nosso grupo sempre com resultados bastante satisfatórios (Si90, Ra87, Ro87). Nesse sentido, estão em fase de análise medidas de espalhamento elástico nos sistemas $^{18}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$ (objeto de mestrado de E.S. Rossi Jr.) e estão sendo programadas medidas de diversos canais de reação utilizando projéteis (^{17}O) e alvos (Ni) na mesma região de carga e massa dos sistemas desse trabalho. Tais medidas poderão contribuir para a elucidação das questões aqui levantadas.

APÊNDICE: Uma Expressão Analítica para a Análise de
Ressonâncias em Energia

O potencial ótico deveria reproduzir qualquer eventual estrutura da seção de choque de espalhamento elástico, porém, na prática, obtêm-se um potencial ótico médio que dá conta da tendência média dos dados experimentais em uma vasta região de energia. Associam-se possíveis estruturas a certos processos, denominados ressonâncias, que não estão incluídos no potencial ótico médio.

Vamos deduzir uma expressão analítica que pode ser utilizada no tratamento de ressonâncias em energia quando se desconhece o potencial ótico médio (e conseqüentemente a matriz S). Uma vantagem adicional é que o tratamento através de uma expressão analítica é muito mais simples do que o tratamento convencional (que envolve cálculos de seção de choque de espalhamento elástico através da matriz S).

O potencial ótico gera uma matriz S ótica que representaremos pelo símbolo S_ℓ^0 . Uma ressonância pode ser representada por uma perturbação S_R em um elemento de momento angular $\ell_R \hbar$, que tem uma variação com a energia dada pela expressão (A.1).

$$S_R = \frac{\Gamma_e e^{2i\varphi}}{E - E_R + i\Gamma_T/2} \quad (\text{A.1})$$

onde: E_R é o centróide da ressonância;
 Γ_T é sua largura;
 Γ_e sua contribuição para o espalhamento elástico;
 φ sua fase.

A matriz S total é dada por:

$$S = \begin{cases} S_\ell^0 & \text{para } \ell \neq \ell_R \\ S_\ell^0 + S_R & \text{para } \ell = \ell_R \end{cases} \quad (\text{A.2})$$

Considerando a expressão (II.15) e as expressões (A.2) podemos obter a amplitude de espalhamento como:

$$F(\vartheta) = F_C(\vartheta) + \frac{1}{2k} \sum_{\ell=0}^{\infty} \left[2\ell + 1 \right] e^{2i\sigma_{\ell}} \left[1 - S_{\ell}^0 \right] P_{\ell}(\cos\vartheta) + F_R \quad (\text{A.3})$$

Na expressão (A.3) aparece uma amplitude ressonante que é definida por:

$$F_R(\vartheta) = - \frac{1}{2k} \left[2\ell_R + 1 \right] e^{2i\sigma_{\ell_R}} P_{\ell_R}(\cos\vartheta) \frac{\Gamma_e e^{2i\varphi}}{E - E_R + i\Gamma_T/2} \quad (\text{A.4})$$

Podemos também definir uma amplitude "ótica":

$$F_O(\vartheta) = F_C(\vartheta) + \frac{1}{2k} \sum_{\ell=0}^{\infty} \left[2\ell + 1 \right] e^{2i\sigma_{\ell}} \left[1 - S_{\ell}^0 \right] P_{\ell}(\cos\vartheta) \quad (\text{A.5})$$

A amplitude de espalhamento é, então, dada por:

$$F(\vartheta) = F_O(\vartheta) + F_R(\vartheta) \quad (\text{A.6})$$

A seção de choque de espalhamento elástico é obtida por:

$$\sigma(\vartheta) = |F(\vartheta)|^2 = |F_O(\vartheta) + F_R(\vartheta)|^2 \quad (\text{A.7})$$

A seção de choque "ótica" (fornecida pelo potencial ótico) vale:

$$\sigma_O(\vartheta) = |F_O(\vartheta)|^2 \quad (\text{A.8})$$

Invertendo a equação (A.8) obtemos:

$$F_0(\vartheta) = \sqrt{\sigma_0(\vartheta)} e^{i\gamma} \quad (\text{A.9})$$

onde γ = fase da amplitude ótica.

Portanto podemos reescrever a equação (A.7) como:

$$\sigma(\vartheta) = \left| \sqrt{\sigma_0(\vartheta)} e^{i\gamma} + F_R(\vartheta) \right|^2 \quad (\text{A.10})$$

Temos então:

$$\frac{\sigma(\vartheta)}{\sigma_0(\vartheta)} = \frac{\left| \sqrt{\sigma_0(\vartheta)} e^{i\gamma} + F_R(\vartheta) \right|^2}{\sigma_0(\vartheta)} = \left| e^{i\gamma} + \frac{F_R(\vartheta)}{\sqrt{\sigma_0(\vartheta)}} \right|^2 \quad (\text{A.11})$$

Multiplicando-se o interior do módulo (da equação A.11) pela fase $e^{-i\gamma}$ não alteramos o resultado, logo podemos escrever:

$$\frac{\sigma(\vartheta)}{\sigma_0(\vartheta)} = \left| 1 + \frac{e^{-i\gamma} F_R(\vartheta)}{\sqrt{\sigma_0(\vartheta)}} \right|^2 \quad (\text{A.12})$$

Levando a equação (A.4) em (A.12) obtemos:

$$\frac{\sigma(\vartheta)}{\sigma_0(\vartheta)} = \left| 1 + \frac{\left[2\ell_R + 1 \right] P_{\ell_R}(\cos\vartheta)}{2k \sqrt{\sigma_0(\vartheta)}} \cdot \frac{\Gamma_e e^{2i(\varphi + \sigma_{\ell_R} - \gamma/2 + 3\pi/4)}}{\left[E - E_R + i\Gamma_T/2 \right]} \right|^2 \quad (\text{A.13})$$

Vamos definir, agora, os seguintes parâmetros:

$$E^* = E - E_R \quad (\text{A. 14})$$

$$\Gamma = \Gamma_T \quad (\text{A. 15})$$

$$D = \frac{[2\ell_R + 1]}{2k\sqrt{\sigma_0}} P_{\ell_R}(\cos\theta) \Gamma_0 \quad (\text{A. 16})$$

$$\phi = \varphi + \sigma_{\ell_R} - \gamma/2 + 3\pi/4 \quad (\text{A. 17})$$

Podemos reescrever a equação (A. 13) como segue:

$$\frac{\sigma(\vartheta)}{\sigma_0(\vartheta)} = \left| 1 + \frac{D e^{2i\phi}}{E^* + i\Gamma/2} \right|^2 \quad (\text{A. 18})$$

Um pouco de algebra revela que a equação (A. 18) é equivalente à equação (A. 19).

$$\frac{\sigma(\vartheta)}{\sigma_0(\vartheta)} = 1 + \frac{D^2}{E^{*2} + \frac{\Gamma^2}{4}} \left[1 + 2 \frac{E^*}{D} \cos(2\phi) + \frac{\Gamma}{D} \sin(2\phi) \right] \quad (\text{A. 19})$$

Finalmente podemos obter a diferença da seção de choque de espalhamento elástico para a seção de choque "ótica" pela expressão:

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma_0} = \frac{\sigma - \sigma_0}{\sigma_0} = \frac{D^2}{E^{*2} + \frac{\Gamma^2}{4}} \left[1 + 2 \frac{E^*}{D} \cos(2\phi) + \frac{\Gamma}{D} \sin(2\phi) \right] \quad (\text{A. 20})$$

Devido a sua definição, ϕ depende da energia. No entanto quando as estruturas das funções de excitação têm uma largura muito pequena (de forma que a fase φ não varie muito) podemos considerar ϕ aproximadamente constante (independente da energia). Esse certamente é o caso das estruturas analisadas nesse trabalho ($\Gamma \approx 200$ KeV).

Observando a expressão (A.20) verificamos que para $D/\Gamma \gg 1$ a fase ϕ é irrelevante e a função $\frac{\Delta\sigma}{\sigma_0}$ é praticamente uma lorentziana de largura $\Gamma/2$. No caso de valores $D/\Gamma < 1$ a fase ϕ torna-se importante. As figuras A.1 até A.5 mostram algumas possibilidades (a figura A.5 é um exemplo de uma interferência destrutiva entre a amplitude ressonante e a amplitude ótica).

Temos uma expressão (A.20) que permite ajustar uma ressonância sem o conhecimento da matriz S ótica. É necessário, porém, o conhecimento da seção de choque "ótica" $\sigma_0(\theta)$. Quando não temos o potencial ótico podemos fazer alguma hipótese simplificadora que nos forneça, de maneira aproximada, essa seção de choque. Por exemplo, observando a figura VII.1 verificamos que poderíamos fazer uma estimativa da seção de choque "ótica" ajustando aos dados experimentais uma curva média do tipo $\ln(\sigma_0) = a + bE + cE^2$ (E é a energia de laboratório e "a", "b" e "c" são parâmetros ajustáveis).

Finalmente, devemos observar que uma vez obtidos D , Γ e ϕ , sempre podemos achar seus correspondentes ℓ_R , Γ_e , Γ_T e ϕ .

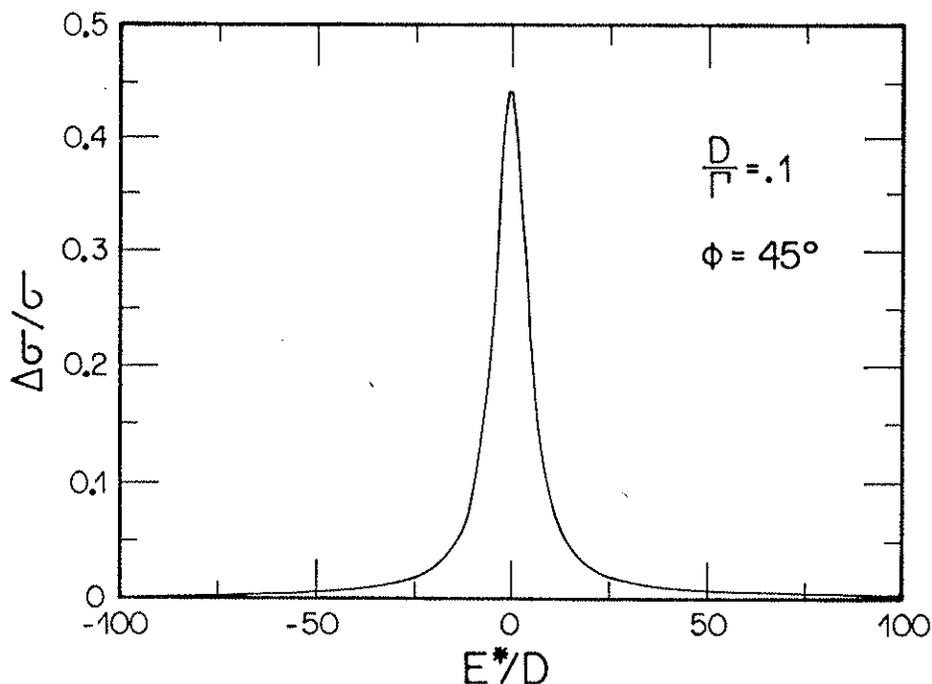


figura A.1 - Um possível exemplo de variação da seção de choque de espalhamento elástico com a energia.

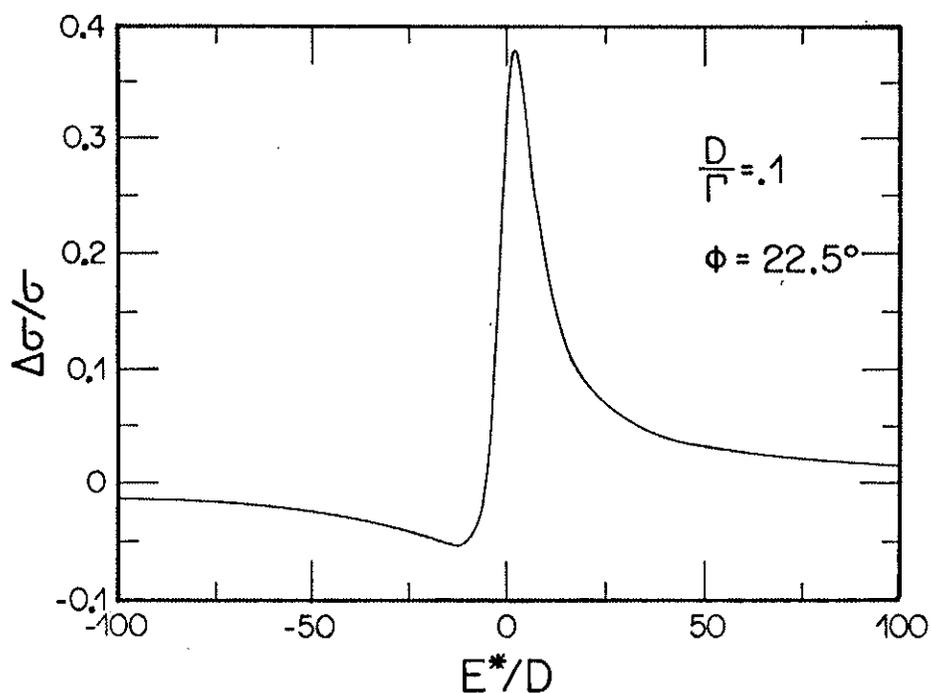


figura A.2 - Um possível exemplo de variação da seção de choque de espalhamento elástico com a energia.

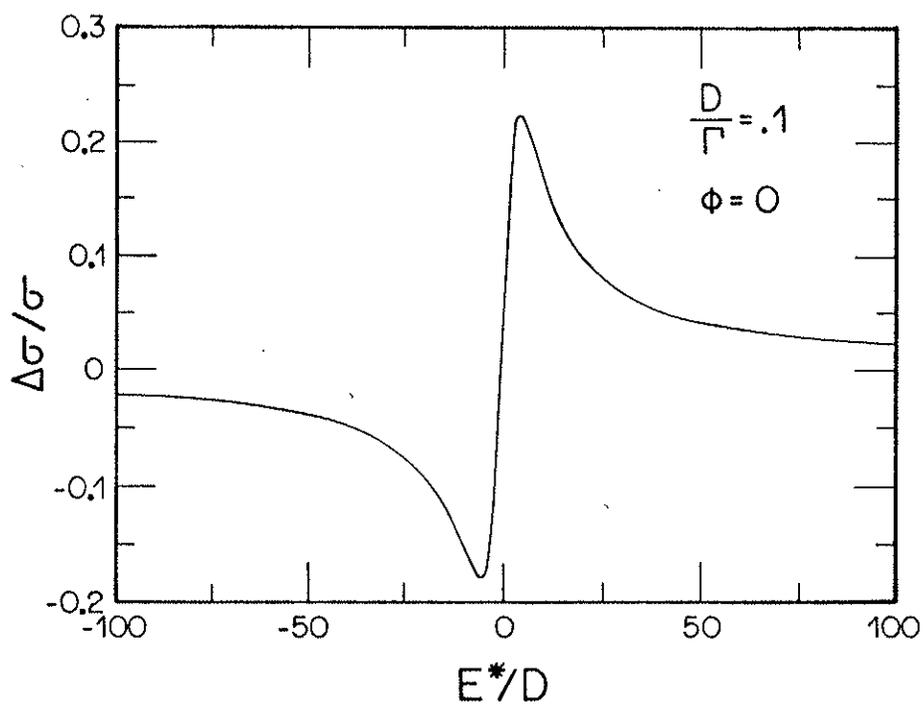


figura A.3 - Um possível exemplo de variação da seção de choque de espalhamento elástico com a energia.

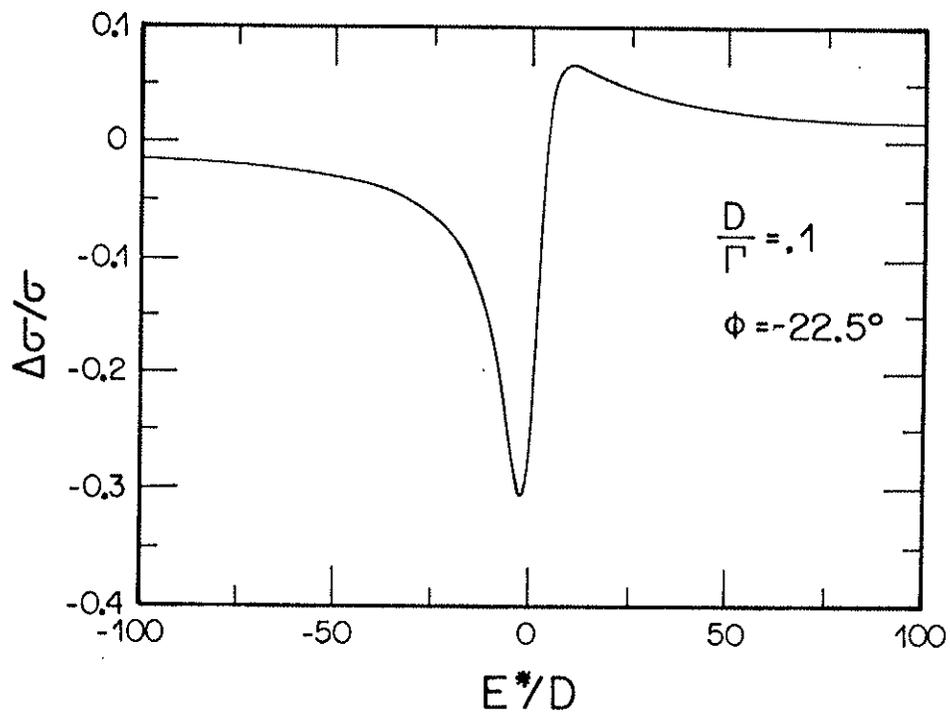


figura A.4 - Um possível exemplo de variação da seção de choque de espalhamento elástico com a energia.

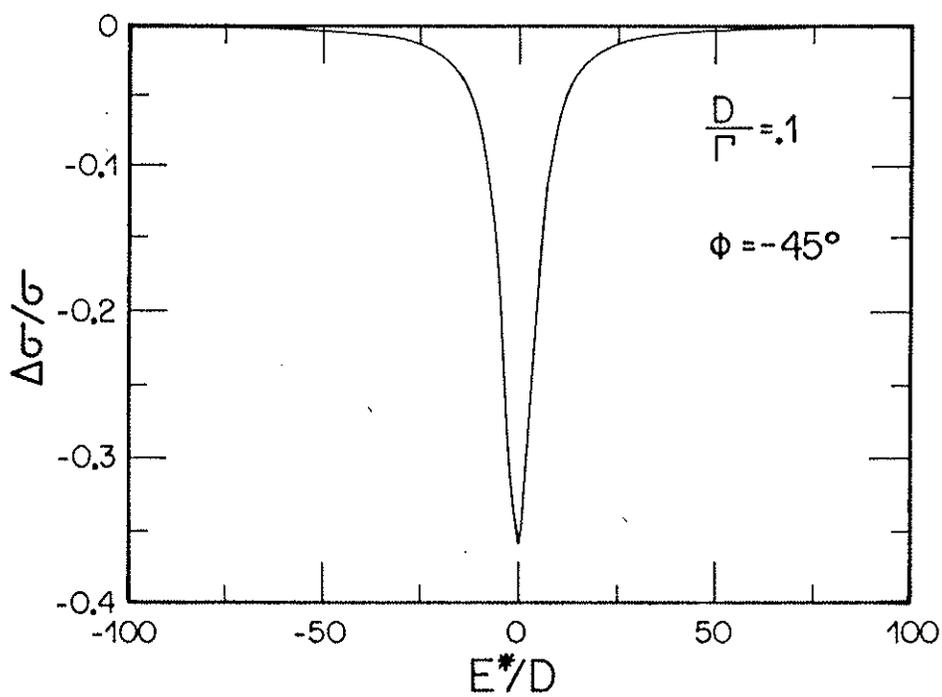


figura A.5 - Um possível exemplo de variação da seção de choque de espalhamento elástico com a energia.

REFERÊNCIAS

- Ab89 - D. Abriola, D. DiGregorio, J. E. Testoni, A. Etchegoyen, M. C. Etchegoyen, J. O. F. Niello, A. M. J. Ferrero, S. Gil, A. O. Macchiavelli, A. J. Pacheco, J. Kittl.
Phys. Rev., C39 (1989), 546.
- Ac86 - J. C. Acquadro, U. Schnitter, A. P. Telles, D. Pereira, O. Sala, P. A. B. Freitas.
Nucl. Instr. and Meth., A244 (1986), 229.
- Ag85 - C. E. Aguiar, L. F. Canto, R. Donangelo.
Phys. Rev., C31 (1985), 1969.
- Ap75 - C. R. Appoloni.
Confecção de Alvos Nucleares.
DFN (1975) IFUSP.
- Ba74 - R. Bass.
Nucl. Phys., A231 (1974), 45.
- Ba77 - B. B. Back, R. R. Betts, C. Gaarde, J. S. Larsen, E. Michelsen, T. Kuang-Hsi.
Nucl. Phys., A285 (1977), 317.
- Ba84 - A. Baeza, B. Bilwes, R. Bilwes, J. Dias, J. L. Ferrero.
Nucl. Phys., A419 (1984), 412.
- Be69 - P. R. Bevington.
Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences.
McGraw-Hill (1969).
- Be81 - R. R. Betts, B. B. Back, B. G. Glagola.
Phys. Rev. Lett., 47 (1981), 23.

- Bi86 - B. Bilwes, R. Bilwes, J. Dias, J. L. Ferrero.
Nucl. Phys., A449 (1986), 519.
- Bl77 - J. Blocki, J. Randrup, W. J. Swiateki, C. F. Tsang.
Ann. of Phys., 105 (1977), 427.
- Br90 - M. E. Brandan, M. Rodriguez-Villafuerte, A. Ayala.
Phys. Rev. C (a ser publicado).
- Ch76 - P. R. Christensen e A. Winther.
Phys. Rev., 65B (1976), 19.
- Cr80 - J. G. Cramer, R. M. DeVries.
Phys. Rev., C22 (1980), 91.
- Da83a - C. H. Dasso, S. Landowne, A. Winther.
Nucl. Phys., A405 (1983), 381.
- Da83b - C. H. Dasso, S. Landowne, A. Winther.
Nucl. Phys., A407 (1983), 221.
- Di89 - J. Dias, J. L. Ferrero, J. A. Ruiz, B. Bilwes, R. Bilwes.
Nucl. Phys., A494 (1989), 311.
- Do74 - C. B. Dover, J. P. Vary.
Symposium on Classical and Quantum Mechanical Aspects of
Heavy-Ion Colisions, Heidelberg (Alemanha - 1974).
- Es81 - H. Esbensen.
Nucl. Phys., A352 (1981), 147.
- Fe58 - H. Feshbach.
Ann. of Phys., 5 (1958), 357.

- Fe62 - H. Feshbach.
Ann. of Phys., 19 (1962), 287.
- Fr65 - M. Fröman, P. O. Fröman.
JWKB Aproximations (1978).
- Fu85 - B. R. Fulton, D. W. Banes, J. S. Lilley, M. A. NagaraJan,
I. J. Thompson.
Phys. Lett., B162 (1985), 55.
- Ga80 - A. Gavron.
Phys. Rev., C21 (1980), 230.
- Ge68 - D. A. Gedeke, W. J. McDonald.
Nucl. Instr. and Meth., 58 (1968), 253.
- Go59 - L. C. Gomes.
Phys. Rev., 116 (1959), 1226.
- Go74 - H. Gompelman, H. J. Blaauw, C. W. Jager.
Atomic Data and Nuclear Data Tables, 14 (1974), 479.
- Hi53 - D. L. Hill, J. A. Wheeler.
Phys. Rev., 89 (1953), 1102.
- Hu84 - M. S. Hussein.
Phys. Rev., C30 (1984), 1962.
- Ig59 - G. Igo.
Phys. Rev., 115 (1959), 1665.
- Ki86 - B. T. Kim, T. Udagawa, T. Tamura.
Phys. Rev., C33 (1986), 370.

- Kr79 - H. J. Krappe, J. R. Nix, A. J. Sierk.
Phys. Rev., C20 (1979), 992.
- Kr80 - H. J. Krappe.
Lectures Notes in Physics, 117 (1980), 312.
- La65 - G. P. Lawrence, R. K. Beauchamp, J. L. McKibben.
Nucl. Instr. and Meth., 32 (1965), 357.
- Le89 - H. Leucker, K. Becker, K. Blatt, W. Korsch, W. Luck, H. G. Volk,
D. Fick, R. Butsch, H. J. Jansch, H. Reich, Z. Moroz.
Phys. Lett., B223 (1989), 277.
- Li68 - R. Lipperheide, A. K. Schmidt.
Nucl. Phys., A112 (1968), 65.
- Li85 - J. S. Lilley, B. R. Fulton, M. A. Nagarajan, I. J. Thompson,
D. W. Banes.
Phys. Lett., B151 (1985), 181.
- Li90 - J. S. Lilley.
Palestra convidada no workshop "Interface Between Nuclear
Structure and Reaction Dynamics", Notre Dame (EUA - 1990).
- Ma82 - C. Mahaux, H. Ngô.
Nucl. Phys., A378 (1982), 205.
- Ma85 - C. Mahaux, P. F. Bortignon, R. A. Broglia, C. H. Dasso.
Phys. Rep., C120 (1985), 1.
- Ma86 - C. Mahaux, H. Ngô, G. R. Satchler.
Nucl. Phys., A449 (1986), 354.

- Me75 - A.Messiah.
Mecanica Cuantica.
Editorial Tecnos S.A. (1975).
- Na85 - M.A.NagaraJan, C.Mahaux, G.R.Satchler.
Phys. Rev. Lett., 54 (1985), 1136.
- Ng75a - C.Ngô et al.
Nucl. Phys., A240 (1975), 353.
- Ng75b - C.Ngô et al.
Nucl. Phys., A252 (1975), 237.
- Nu67 - Nuclear Data Sheets, B2 (1967), 1-6.
- Pe72 - C.M.Perey, F.G.Perey.
Nuclear Data Tables, 10 (1972), 539.
- Pe89 - D.Pereira, G.R.Razeto, O.Sala, L.C.Chamon, C.A.Rocha,
J.C.Acquadro, C.F.Tenreiro.
Phys. Lett., B220 (1989), 347.
- Ra79 - R.Rascher, W.F.J.Müller, K.P.Lieb.
Phys. Rev., C20 (1979), 347.
- Ra87 - G.R.Razeto.
Tese de Doutorado (1987), IFUSP.
- Ro87 - C.A.Rocha.
Dissertação de Mestrado (1987), IFUSP.
- Sa74 - O.Sala, G.Spalek.
Nucl. Instr. and Meth., 122 (1974), 213.

Sa74b - G.R.Satchler.

Proc. of the International Conference on Reactions Between
Complex Nuclei, vol. 2, Amsterdam (1974), 171.

Sa78 - G.R.Satchler.

Lectures Presented to the Sixth INS Summer School on Nuclear
Physics, Dogashima (Japão - 1978).

Sa79 - G.R.Satchler.

Nucl. Phys., A329 (1979), 233.

Sa87 - G.R.Satchler.

Nucl. Phys., A472 (1987), 591.

Sa90 - G.R.Satchler.

Heavy-Ion Scattering and Reactions Near the Coulomb Barrier
and "Threshold Anomalies" - Phys. Rep. (a ser publicado).

Sc77 - W.U.Schöder, J.R.Huizenga.

Ann. Rev. Nucl. Sci., 27 (1977), 465.

Si70 - I.Sick, J.S.McCarthy.

Nucl. Phys., A150 (1970), 631.

Si90 - C.P.Silva.

Dissertação de Mestrado (1990), IFUSP.

St80 - G.R.Stokstad.

XII International Summer School in Nuclear Physics,
Mikolajki (Polonia - 1980).

St81 - R.G.Stokstad, E.E.Gross.

Phys. Rev., C23 (1981), 281.

- St87 - A.M.Steffani et al.
Phys. Rev. Lett., 59 (1987), 2852.
- Th68 - T.D.Thomas.
Ann. Rev. Nucl. Sci., 18 (1968), 343.
- Th88 - I.J.Thompson, M.A.NagaraJan, J.S.Lilley, B.R.Fulton.
Nucl. Phys., A487 (1988), 141.
- Ud84 - T.Udagawa, T.Tamura.
Phys. Rev., C29 (1984), 1922.
- Ud85 - T.Udagawa, B.T.Kim, T.Tamura.
Phys. Rev., C32 (1985), 124.
- Va81 - L.C.Vaz, J.M.Alexander, G.R.Satchler.
Phys. Rep., 69 (1981), 373.
- Vi79 - N.D.Vieira Jr.
Dissertação de Mestrado (1979), IFUSP.
- Vo68 - E.Vogt.
Advances in Nuclear Physics (1968).
- Vr72 - C.de Vries.
Proc. of the International Conference on Nuclear Structure
Studies Using Electron Scattering and Photoreaction, Sendai
(1972), vol 5, 416.
- We75 - L.West Jr., K.W.Kemper, N.R.Fletcher.
Phys. Rev., C11 (1975), 859.
- We77 - L.West Jr., N.R.Fletcher.
Phys. Rev., C15 (1977), 2052.

Wi64 - D. Wilmore, P. E. Hodgson.
Nucl. Phys., 55 (1964), 673.

Wi78 - J. Wilczynski, K. Siwck-Milczynska.
Phys. Lett., B74 (1978), 313.

Wo73 - C. Y. Wong.
Phys. Rev. Lett., 31 (1973), 766.

Wo78 - H. Wojciechowski, N. B. J. Tannous, R. H. Davis, D. Stanley,
M. Golin, F. Petrovich.
Phys. Rev., C17 (1978), 2126.