

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

FUSÃO NUCLEAR E PROCESSOS
PERIFÉRICOS NOS SISTEMAS $^{16,18}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$

Dirceu Pereira

Eberé Luiz Caldas
Prof. Eberé Luiz Caldas
Presidente da Comissão de Pós-Graduação

16/8/96

Cely Paula da Silva

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

Banca Examinadora: Prof. Dr. Diógenes Galleti (IFT/UNESP)
Prof. Dr. Dirceu Pereira (orientador)
Prof. Dr. Jorge Barreto (UFRJ)
Prof. Dr. Raphael Liguori Neto (IFUSP)
Prof. Dr. Vito Roberto Vanin (IFUSP)

SÃO PAULO
1996

SBI-IFUSP



305M810T2438



539.764

S586F

D

EX. L

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

PRATÉRICOS NOS SISTEMAS $^{16,18}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$ O + $^{58,60,64}\text{Ni}$

Prof. Dirceu Pereira
Presidente da Comissão de Pós-Graduação

Cely Paula da Silva

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

FICHA CATALOGRAFICA

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

Silva, Cely Paula da

Fusão nuclear e processos periféricos nos sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$. São Paulo, 1996.

Tese (Doutorado) - Universidade de São Paulo.
Instituto de Física. Departamento de Física Nuclear.
Área de Concentração: Física Nuclear.
Orientador: Prof. Dr. Dirceu Pereira.

Unitermos: 1. Fusão completa; 2. Espalhamento elástico; 3. Dependência isotópica; 4. Processos periféricos; 5. Modelo óptico.

USP/IF/SBI - 21/96

Aos meus pais

e ao Nelson

AGRADECIMENTOS

Quero agradecer a todos os doutores, bolsistas, técnicos e amigos que me ajudaram direta ou indiretamente na realização deste trabalho. Especialmente:

Ao prof. Dr. *Dirceu Pereira* pelo incentivo e orientação indispensáveis na elaboração e realização deste trabalho e do antecedente a este. Em todo esse tempo ele tem se mostrado mais amigo e um grande mestre;

Aos amigos e colegas de grupo *Luiz e Ernesto*, pela ajuda vital em todas as fases deste trabalho e cujas participações trouxeram um grande enriquecimento ao corpo desta tese;

Ao colega e novo integrante do grupo *Marco Antônio* que sempre se mostrou pronto para ajudar.

Agradeço também ao *Nelson*, por seu apoio irrestrito (sem fazer alarde) em todas as áreas de minha vida.

Por último à FAPESP e ao CNPq pelo apoio financeiro em uma parte deste trabalho.

RESUMO

Com o objetivo de investigar os processos de fusão nuclear e espalhamento elástico entre íons pesados, fizemos medidas para a seção de choque de fusão dos sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$, no intervalo de energias de bombardeio abrangido por $38.0 \leq E_{\text{LAB}} \leq 72.0$ MeV, e medidas para a seção de choque de espalhamento elástico dos sistemas $^{18}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$, no intervalo compreendido entre $35.1 \leq E_{\text{LAB}} \leq 55.1$ MeV. As distribuições angulares do processo de fusão foram obtidas em ângulos entre $2 \leq \theta_{\text{LAB}} \leq 18$ graus, enquanto que para o de espalhamento elástico a variação ocorreu para $17.5 \leq \theta_{\text{CM}} \leq 170.0$ graus.

Nossos resultados, para as medidas das funções de excitação dos resíduos de evaporação indicam que, na região de energias logo abaixo da barreira coulombiana, o sistema $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ apresenta um favorecimento da seção de choque de fusão bastante significativo, quando comparado à sistemática dos isótopos pares do níquel, obtida de nossos dados e da literatura. O desvio padrão do raio de interação, extraído dos sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$ para a fusão, na faixa de energias abaixo da barreira, é comparado àqueles associados a modos de vibrações superficiais de núcleos em estados de baixas energias de excitação e de emparelhamento. Efeitos não locais também foram investigados para as referidas medidas.

Neste trabalho encontra-se a análise, via modelo óptico, dos resultados experimentais do processo de espalhamento elástico para vinte e sete distribuições angulares. Por último é apresentada uma conexão entre o aumento da fusão e a anomalia de limiar na região em torno da barreira coulombiana.

ABSTRACT

With the objective of investigating the heavy-ion fusion and elastic scattering processes, we performed measurements of fusion cross sections for the $^{16,18}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$ systems in the bombarding energy range $38.0 \leq E_{\text{LAB}} \leq 72.0$ MeV and of elastic scattering cross sections for the $^{18}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$ systems in the interval $35.1 \leq E_{\text{LAB}} \leq 55.1$ MeV. The fusion process angular distributions were obtained for angles between $2.0 \leq \theta_{\text{LAB}} \leq 18.0$ degrees, whereas for the elastic scattering the angles varied in the interval $17.5 \leq \theta_{\text{CM}} \leq 170.0$ degrees.

Our results for the evaporation residues excitation functions indicate that, for energies right below the coulomb barrier, the $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ system presents a significant enhancement of the fusion cross section when compared to systematics for even nickel isotopes, obtained from our data and data in the literature. The interaction radius standard deviation extracted from the fusion data for the $^{16,18}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$ systems at energies below the barrier, is compared to those associated to surface vibration modes of nuclei at low excitation and pairing energies. Non local effects were also investigated for these measurements.

In this work, we also performed for the elastic scattering data, an optical model analysis for twenty seven angular distributions. Finally, a connection between the fusion enhancement and the threshold anomaly at energies close to the barrier is also presented.

ÍNDICE

I - INTRODUÇÃO.....	1
II - FUNDAMENTOS TEÓRICOS.....	4
II.1 - Introdução.....	4
II.2 - Fusão Nuclear.....	5
II.2.1 - Cálculo da Seção de Choque de Fusão Nuclear.....	5
II.2.2 - Graus de Liberdade Adicionais para o Ajuste da Seção de Choque de Fusão Subcoulombiana.....	8
II.2.2.1 - Movimento de Ponto Zero (ZPM).....	8
II.2.2.2 - Vibrações de Emparelhamento.....	10
II.2.3 - A Seção de Choque de Fusão Nuclear com Efeitos Não Locais.....	14
II.3 - Espalhamento Elástico.....	17
II.3.1 - O Potencial do Modelo Óptico.....	17
II.3.2 - Anomalia de Limiar → Relação de Dispersão.....	20
III - PARTE EXPERIMENTAL.....	22
III.1 - Introdução.....	22
III.2 - Feixes e Alvos.....	22
III.3 - Medidas de Fusão.....	23
III.3.1 - Arranjo Experimental.....	23
III.3.1.1 - Sistema de Detecção.....	23
III.3.1.2 - Câmara de Espalhamento.....	24
III.3.2 - Aquisição dos Dados Experimentais de Fusão.....	26
III.3.2.1 - Eletrônica de Aquisição.....	26
III.3.2.2 - Medidas de Fusão Realizadas.....	29
III.3.3 - Redução dos Dados Experimentais de Fusão.....	32
III.3.4 - Resultados Obtidos para as Medidas de Fusão.....	35
III.4 - Medidas de Espalhamento Elástico.....	40
III.4.1 - Aparato Experimental.....	42
III.4.1.1 - Câmara de Espalhamento.....	42
III.4.1.2 - Sistema de Detecção.....	44

III.4.2 - Aquisição dos Dados Experimentais de Espalhamento Elástico.....	45
III.4.2.1 - Eletrônica de Aquisição.....	45
III.4.2.2 - Aquisição dos Dados.....	46
III.4.2.3 - Medidas de Espalhamento Elástico Realizadas.....	47
III.4.3 - Redução dos Dados Experimentais de Espalhamento Elástico.....	48
III.4.4 - Cálculo da Seção de Choque Experimental de Espalhamento Elástico.....	50
III.4.5 - Resultados Obtidos para as Medidas de Espalhamento Elástico.....	53
IV - ANÁLISE DOS DADOS.....	66
IV.1 - Introdução.....	66
IV.2 - Fusão Nuclear.....	67
IV.2.1 - Análise dos Dados Experimentais Referentes às Distribuições Angulares.....	67
IV.2.2 - Análise das Funções de Excitação.....	68
IV.2.2.1 - Comparação entre Diversos Sistemas Contendo Isótopos Pares do Níquel.....	68
IV.2.2.2 - Fusão e Processos Periféricos nos Sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$	88
IV.2.2.3 - Efeitos Não Locais na Fusão Nuclear dos Sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$	101
IV.3 - Espalhamento Elástico.....	105
IV.3.1 - Análise dos Dados Experimentais de Espalhamento Elástico para as Distribuições Angulares.....	105
IV.3.1.1 - Procedimento para o Ajuste dos Dados Através do Modelo Óptico.....	105
IV.3.1.2 - O Raio de Absorção Forte.....	112
IV.3.1.3 - Uma Comparação entre os Processos de Fusão Nuclear e de Espalhamento Elástico na Região Subcoulombiana.....	118
V - CONCLUSÕES.....	126
VI - REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	128

I - INTRODUÇÃO

A física nuclear de íons pesados abrange o estudo de diversos tipos de interações, que possuem como características relevantes o valor do número de massa dos núcleos interagentes ($A \geq 6$ u.m.a.), e o comprimento de onda λ pequeno quando comparado às dimensões típicas dos núcleos. Nos últimos 30 anos esses processos de interação, em particular a fusão nuclear e o espalhamento elástico, têm sido objeto de inúmeros estudos, tanto do ponto de vista experimental quanto teórico, uma vez que os mesmos podem revelar um claro entendimento sobre a dinâmica de cada processo.

Com respeito à reação de fusão, um grande número de dados experimentais têm mostrado que a seção de choque deste processo, em energias próximas e abaixo da barreira coulombiana apresentam um aumento significativo em relação ao modelo de penetração de barreira, cujo único grau de liberdade considerado é a distância de separação dos núcleos reagentes [Be84]. Outro aspecto experimental importante se refere ao fato das funções de excitação apresentarem grandes diferenças para uma pequena variação no número de núcleons envolvidos, ou seja, existe uma dependência isotópica, que não consegue ser explicada através de diferenças geométricas desses sistemas. Um exemplo típico ocorre para os sistemas $^{58,64}\text{Ni} + ^{58,64}\text{Ni}$ [Be80].

Vários modelos têm tentado explicar as diferenças citadas através de graus de liberdade adicionais, tais como: efeitos de vibrações de superfícies em baixas energias [Es81], deformações estáticas [St81], acoplamento a canais de reação [Da83a, Da83b], formação de pescoço [Ag88] etc., mas nenhum modelo tem conseguido determinar exatamente os efeitos observados experimentalmente, sendo que outros aspectos da estrutura nuclear podem ter um papel fundamental nesses efeitos.

O estudo isolado do processo de fusão não proporciona uma visão completa da estrutura nuclear. Dessa forma, medidas para a seção de choque de fusão podem ser complementadas com a investigação experimental e a análise de outro tipo de interação, correspondente ao espalhamento elástico, que pode fornecer informações sobre a seção de choque de reação. Na década de 80 e início da de 90, pesquisas sobre este processo aumentaram, principalmente na região ao redor da barreira, uma vez que foram descobertos para esse intervalo de energia, fenômenos interessantes [Fu85, Li87, Sa91] como a anomalia de limiar, associada à relação de dispersão [Fe58]. Esse comportamento anômalo, responsável pelo nome acima citado, se refere à um decréscimo da parte imaginária do potencial óptico (utilizado para análises deste tipo) que representa o fechamento de canais

de reação e essa diminuição é acompanhada por um aumento da parte real do mesmo potencial. Mais recentemente Udagawa e colaboradores [Ud92] apresentaram evidências que, para vários sistemas como $^{16}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$, ^{63}Cu , é possível fazer uma ligação entre os processos de fusão (através de um limiar de energia T) e de espalhamento elástico (usando uma energia limiar E_0 , extraída da parte imaginária do referido potencial), para a faixa de energias ao redor e abaixo da barreira coulombiana.

Dentro desse contexto, nosso grupo de pesquisa tem como tema central, o estudo experimental dos mecanismos envolvidos na interação de dois núcleos atômicos para energias próximas e abaixo da barreira. Para isso foram realizadas medidas para a seção de choque dos processos de fusão nuclear [Ch90, Ro87, Si90], espalhamento elástico [Ch90, Ch95, Ch96, Pe89, Ra87b, Ro91] e transferência de núcleons [Ra87b, Ro96], numa região de sistemas com massa compreendida entre 12 e 18 u.m.a. para o núcleo projétil e 40 e 92 u.m.a. para o núcleo-alvo.

Com esse objetivo, começamos estudando, para nossa dissertação de mestrado, o processo de fusão dos sistemas $^{16}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$ e $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ [Si90], que levam ao mesmo núcleo composto. Esse estudo mostrou existir, na região de energias subcoulombianas, um significativo favorecimento da seção de choque de fusão, do segundo sistema quando comparado ao primeiro (figura IV.3); para isso utilizamos escalas reduzidas para a seção de choque e a energia. Em primeira análise, os dados evidenciavam a importância do canal de transferência de dois nêutrons do ^{18}O para o ^{58}Ni , sendo que esse processo antecede ao de fusão. A fim de compreender melhor a caracterização dos efeitos associados à estrutura nuclear dos participantes da reação, decidimos realizar, neste trabalho, um estudo sistemático da fusão para outras combinações de projéteis ($^{16,18}\text{O}$) e alvos ($^{58,60,64}\text{Ni}$), na mesma região de energia. Também realizamos medidas do processo de espalhamento elástico dos sistemas $^{18}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$, para $E_{\text{LAB}} \leq 55.1$ MeV, pois dados dessa natureza, para estes sistemas, são bastante escassos na literatura. Nossa principal motivação residia nos resultados encontrados por Udagawa e colaboradores [Ud92] que, como descrito acima, determinaram para o sistema $^{16}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$ uma ligação entre os dados de fusão, medidos por nós [Si90] e os de espalhamento elástico, encontrados na literatura [Fu85]. Na seção IV.3 efetuamos a análise dos dados de espalhamento elástico, dos sistemas $^{18}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$, e também desenvolvemos para esses dados o mesmo tipo de exame feito por Udagawa.

Dentro desse contexto, o presente trabalho foi dividido da seguinte maneira:

O capítulo II é uma breve discussão sobre os aspectos teóricos necessários para efetuar a análise dos dados medidos por nós.

A parte experimental, assim como os resultados obtidos para os dois processos estudados neste trabalho, fazem parte do capítulo III.

O quarto capítulo contém a análise dos dados de fusão e espalhamento elástico. Para os de fusão verificamos existir uma forte dependência isotópica entre os núcleos-alvos e projéteis. Também foi feita uma análise detalhada para a determinação de quais canais de reação influenciam o aumento da seção de choque de fusão experimental com relação à previsão teórica. No mesmo capítulo é dimensionada a influência de efeitos não locais sobre a referida seção de choque para os sistemas medidos neste trabalho. A análise dos dados de espalhamento elástico medidos e compilados por nós também se encontra no capítulo IV.

O último capítulo é reservado às conclusões finais.

II - FUNDAMENTOS TEÓRICOS

II.1 - INTRODUÇÃO

Como mencionado anteriormente, este trabalho abrange o estudo dos processos de fusão nuclear e espalhamento elástico para íons pesados em energias de bombardeio ao redor da barreira coulombiana. Nessa região de energias esses processos são bastante importantes, e podem ser descritos a partir de argumentos semiclássicos e de modelos relativamente simples como o de penetração de barreira (usado para analisar dados de fusão) que será empregado neste trabalho, inicialmente no capítulo IV, para a análise dos dados experimentais do processo citado. Em energias abaixo da barreira coulombiana os resultados da seção de choque de fusão, utilizando esse modelo, não conseguem descrever satisfatoriamente os resultados experimentais, sendo necessária a inclusão de outros graus de liberdade, como por exemplo vibrações superficiais dos núcleos associados a níveis com baixas energias de excitação. Este modelo, bem simplificado, é conhecido como movimento de ponto zero e pode ser usado para aplicar outro grau de liberdade, conhecido como vibrações de emparelhamento, onde estuda-se a variação do raio de interação quando são levadas em consideração forças de emparelhamento. A fim de explicar o comportamento da seção de choque de fusão com relação à variação da energia na região subcoulombiana, também são feitos estudos levando-se em conta um caráter não local do potencial nuclear.

Outro processo muito estudado refere-se ao espalhamento elástico, que pode ser descrito utilizando-se um potencial nuclear complexo do tipo Woods-Saxon, que é baseado na teoria do Modelo Óptico. O comportamento das partes real e imaginária desse tipo de potencial com relação à variação da energia, pode ser considerado peculiar e é conhecido como anomalia de limiar.

A partir das observações feitas, passaremos a descrever separadamente e de forma sucinta os processos de fusão e espalhamento elástico. Iniciaremos com o de fusão nuclear, começando com uma breve explanação sobre o cálculo da seção de choque de fusão. Em seguida, apresentaremos o modelo de movimento de ponto zero e o desenvolvimento utilizado para se obter o desvio padrão do raio de interação, usando vibrações de emparelhamento. Daí descreveremos, de forma resumida, o cálculo da seção de choque de fusão com efeitos não locais. Logo após, passaremos a expor, também de forma abreviada, o potencial do modelo óptico e a relação de dispersão, de onde podemos obter a anomalia

de limiar, uma vez que esse assunto tem sido largamente usado por físicos nucleares e portanto existe vasta literatura sobre o mesmo.

II.2 - FUSÃO NUCLEAR

II.2.1 - CÁLCULO DA SEÇÃO DE CHOQUE DE FUSÃO NUCLEAR

O processo de fusão nuclear pode ser definido como a interação dos íons reagentes, criando um único núcleo, formado por todos os núcleons constituintes desses íons, denominado de núcleo composto, formado com alta energia de excitação e que pode decair pela emissão de partículas, radiação eletromagnética ou por fissão, sendo o último um modo de decaimento muito improvável para as regiões de massa e de energia estudadas neste trabalho. Após essa desexcitação o sistema atinge o equilíbrio térmico, não guardando "memória" do canal de entrada desde o início do processo, exceto da energia total.

Para obter a seção de choque total de fusão podemos utilizar modelos simples, que associam o processo de fusão ao tunelamento do fluxo incidente em uma barreira de potencial real e assim há a formação do núcleo composto. Dessa forma, podemos expressar a seção de choque para íons pesados, como uma função da soma de ondas parciais, que contribuem para este processo, da seguinte forma [Sc77]:

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

onde λ é o comprimento de onda assintótico associado ao movimento relativo, dado por: $\lambda^2 = \hbar^2 / 2\mu E$, enquanto que $T_{\ell}(E)$ é o coeficiente de transmissão da barreira para a onda parcial ℓ e $P_{\ell}(E)$ é a probabilidade de fusão para o íon incidente, uma vez ultrapassada a barreira.

O cálculo da σ_F pode ser feito desde que se conheça o coeficiente T_{ℓ} , para isto é necessário se especificar o potencial de interação, que depende da distância r entre os centros de massa dos núcleos interagentes e do momento angular ℓ . Em geral, é utilizado o potencial de interação efetivo esfericamente simétrico [Br84], expresso como:

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

onde μ é a massa reduzida do sistema. Este potencial é constituído por uma parte coulombiana, uma nuclear e outra centrífuga, respectivamente, onde a primeira e a última são bem conhecidas, de carácter repulsivo e de longo alcance, variando apenas o $V_N(r)$, que tem carácter atrativo, curto alcance e possui uma forma diferente para cada modelo que eventualmente seja empregado.

Ao máximo valor do potencial efetivo para a onda $\ell = 0$ dá-se o nome de barreira coulombiana (V_{B0}), sendo R_{B0} o raio da barreira para a mesma onda.

Conhecido o potencial de interação, pode-se determinar o coeficiente de transmissão, onde o modelo mais simples para este cálculo (válido para energias acima da barreira coulombiana) é o modelo de corte abrupto [Kr80], que considera todas as trajetórias clássicas e estima que existirá fusão se as superfícies dos dois núcleos entrarem em contato. Isto leva ao conceito de um momento angular crítico ℓ_{cr} , tal que:

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

sendo ℓ_{cr} o momento angular mais elevado que o núcleo composto pode ter e neste caso é uma função da energia de centro de massa.

Utilizando a aproximação de corte abrupto na expressão (II.1), chegamos a uma forma clássica para a seção de choque de fusão, expressa por:

$$\sigma_F(E) = \pi R_{B0}^2 \left(1 - \frac{V_{B0}(R)}{E} \right) \quad (\text{II.3})$$

A equação acima possui uma forma linear com o inverso da energia de bombardeio da qual, a partir do ajuste de dados experimentais, pode-se obter os valores de R_{B0} e V_{B0} .

Um refinamento do modelo de corte abrupto consiste em calcular efetivamente os coeficientes de transmissão. Fazendo $P_\ell(E) = 1$ (o íon incidente ultrapassando a barreira, ocorrerá a fusão, formando o sistema do núcleo composto) pode-se obter $T_\ell(E)$ de duas maneiras.

Uma delas é utilizar o método JWKB [Fr65], que permite calcular os coeficientes de transmissão para cada barreira de momento angular ℓ como:

$$T_\ell(E) = [1 + \exp(S_\ell(E))]^{-1}$$

onde S_ℓ é a integral de ação dada por:

$$S_\ell(E) = 2 \int_{r_1}^{r_2} \left[\frac{2\mu}{\hbar} (V_{\text{ef}}(r, \ell) - E) \right]^{1/2} dr$$

sendo r_1 e r_2 os pontos de retorno clássicos.

A outra maneira é aproximar a barreira de interação por uma barreira parabólica invertida, assim T_ℓ pode ser calculado exatamente [Hi53], usando a expressão:

$$T_\ell(E) = \left[1 + \exp\left(\frac{2\pi}{\hbar\omega_\ell} (V_{B\ell} - E)\right) \right]^{-1} \quad (\text{II.4})$$

onde $V_{B\ell}$ é a altura da barreira para a onda parcial de momento angular ℓ e $\hbar\omega_\ell$ a curvatura da mesma, com:

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

que é a frequência do oscilador harmônico.

Baseado nos métodos citados acima, Wong [Wo73] propôs um modelo que permite calcular a seção de choque de fusão através de uma expressão analítica, que pode ser utilizada tanto para energias de bombardeio acima como abaixo da barreira, sendo que para energias acima da mesma a expressão para σ_F obtida por Wong tende assintoticamente à equação (II.3), construída com considerações semiclássicas.

Neste modelo também é utilizada a aproximação de barreira parabólica e por simplicidade, se faz as considerações para os parâmetros da barreira em $\ell = 0$. Assim:

$$R_{B\ell} \cong R_{B0}; \quad V_{B\ell} \cong V_{B0} + \frac{\ell(\ell + 1)\hbar^2}{2\mu R_{B\ell}^2}; \quad \omega_\ell \cong \omega_0$$

E chegamos à seguinte expressão para a seção de choque total de fusão:

$$\sigma_F(E) = R_{B0}^2 \frac{\hbar\omega_0}{2E} \ln \left\{ 1 + \exp \left[\frac{2\pi}{\hbar\omega_0} (E - V_{B0}) \right] \right\} \quad (\text{II.5})$$

O formalismo mais simples utilizado para o cálculo da seção de choque total de fusão é o de penetração de barreira unidimensional, sendo que, como visto aqui, essa seção de choque depende do potencial de interação empregado, onde os potenciais mais simples e mais utilizados são os potenciais de proximidade [BI77], de Krappe, Nix e Sierk [Kr79], de Ngô [Ng75a, Ng75b] e de Christensen e Winther [Ch76], que passaram a ser utilizados na literatura com o objetivo de ajustar os dados experimentais da seção de choque de fusão.

Mas os resultados obtidos mostraram que, para energias abaixo e em torno da barreira coulombiana, modelos unidimensionais deste tipo não conseguem descrever bem o processo de fusão nuclear. Várias tentativas em explicar estas diferenças observadas têm surgido e entre elas está a inclusão de outros graus de liberdade que levam em conta aspectos da estrutura nuclear dos sistemas estudados. Eles podem ser acoplados ao movimento radial do sistema, resultando num abaixamento da altura da barreira e conseqüentemente num aumento da seção de choque de fusão. O tratamento teórico de alguns desses graus de liberdade, que podem ser agregados ao modelo unidimensional, serão abordados na próxima seção.

II.2.2 - GRAUS DE LIBERDADE ADICIONAIS PARA O AJUSTE DA SEÇÃO DE CHOQUE DE FUSÃO SUBCOULOMBIANA

O formalismo aqui desenvolvido utiliza o movimento de ponto zero incluindo modos de vibração e canais de reação como passo intermediário do processo de fusão nuclear. A fim de entendermos melhor estes conceitos, vamos começar descrevendo este primeiro grau de liberdade adicional, o movimento de ponto zero. Em seguida, passaremos a expor os conceitos básicos para o tratamento de outro grau de liberdade, conhecido como vibrações de emparelhamento.

II.2.2.1 - Movimento de Ponto Zero (ZPM)

O modelo simples de movimento de ponto zero (ZPM), desenvolvido por Esbensen [Es81], adiciona ao potencial efetivo, para o movimento radial de dois núcleos, a distância de separação entre esses núcleos e o desvio de suas formas esféricas quando esses se encontram em níveis de excitação quadrupolar. Este desvio é atribuído às vibrações coletivas da superfície nuclear. Tomando-se o eixo de simetria nuclear fixo ao longo da linha que une o centro dos dois núcleos, o raio nuclear pode ser escrito como [Bo75]:

$$R_i = R_{0i} \left(1 + \alpha_{2i} \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \right) = R_{0i} + \delta_i \quad i = 1, 2 \quad (\text{II.6})$$

onde δ_i representa o desvio da forma esférica devido à vibração quadrupolar de superfície e α_{2i} é a amplitude vibracional quadrupolar. Quando necessário, vibrações de ordens mais altas, que também produzem desvios da forma esférica, podem ser considerados explicitamente [Es81].

Neste modelo o potencial efetivo de interação (equação (II.2)), pode ser calculado incluindo nas partes coulombiana e nuclear o efeito do desvio da forma esférica dos núcleos interagentes, que são descritos pelos parâmetros δ_1 e δ_2 , através da expressão:

$$V_{ef}(r, \ell, \delta_1, \delta_2) = V_C(r, \delta_1, \delta_2) + V_N(r, \delta_1, \delta_2) + \frac{\ell(\ell + 1)\hbar^2}{2\mu r^2} \quad (\text{II.7})$$

sendo que o potencial coulombiano pode ser expresso como [Wo73]:

$$V_C(r, \delta_1, \delta_2) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \left[1 + \frac{3}{5} \left(\frac{\delta_1 R_{0_1} + \delta_2 R_{0_2}}{r^2} \right) \right]$$

onde Z_1 e Z_2 são os números atômicos do projétil e do alvo, respectivamente, e e^2 a carga eletrônica quadrática.

O potencial nuclear para núcleos deformados pode ser escrito a partir de um potencial nuclear entre núcleos esféricos, como por exemplo, o potencial Krappe, Nix e Sierk (KNS), em termos da distância efetiva entre as superfícies nucleares.

Uma vez obtido o potencial efetivo pode-se calcular o coeficiente de transmissão $T_\ell(E, \delta_1, \delta_2)$ para cada onda parcial ℓ . A influência destes graus de liberdade adicionais, na penetração de barreira pode, dentro do modelo, ser calculada como uma média dos coeficientes de transmissão $T_\ell(E, \delta_1, \delta_2)$, para cada onda parcial segundo a expressão:

$$T_\ell(E) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} T_\ell(E, \delta_1, \delta_2) \omega(\delta_1, \delta_2) d\delta_1 d\delta_2$$

onde a função peso $\omega(\delta_1, \delta_2)$ é determinada pelo modelo de ZPM, supondo que a vibração da superfície nuclear dos núcleos interagentes possa ser descrita por vibrações harmônicas independentes.

Neste caso, $\omega(\delta_1, \delta_2)$ pode ser expressa por:

$$\omega(\delta_1, \delta_2) = \omega(\delta_1) \omega(\delta_2)$$

onde:

$$\omega(\delta) = \left(\sqrt{2\pi} S \right)^{-1} \exp\left(-\frac{\delta^2}{2S^2} \right)$$

ou seja, a distribuição dos raios nucleares é uma gaussiana com desvio padrão S .

O desvio padrão do movimento de ponto zero, pode ser obtido através do valor experimental da probabilidade de transição reduzida $B(E2)$ de acordo com a expressão [Es81]:

$$S_2 = \frac{R_0}{5Z} \left[5 \frac{B(E2)}{B_\omega(E2)} \right]^{\frac{1}{2}}$$

onde Z representa o número atômico do núcleo e $B_\omega(E2)$ é a estimativa de Weisskopf da probabilidade de transição reduzida. O valor de R_0 é calculado por $R_0 = 1.2 A^{1/3}$ fm, sendo A o número de massa do núcleo. Para outras ordens de multipolaridade podemos utilizar a expressão [Es81]:

$$S_\lambda = \frac{R_0}{Z(\lambda + 3)} \left[(2\lambda + 1) \frac{B(E\lambda)}{B_\omega(E\lambda)} \right]^{\frac{1}{2}}$$

sendo λ a multipolaridade do nível considerado.

II.2.2.2 - Vibrações de Emparelhamento

Como mencionado na seção II.2.2 a transferência de núcleons, ocorrida antes da fusão nuclear, pode corresponder a um canal intermediário, que facilita a ocorrência deste último processo, aumentando a seção de choque de fusão nuclear, σ_F . Para isso, é necessário utilizar nos cálculos de σ_F , os conceitos de transferência de partículas, sendo que neste caso trabalharemos com pares delas. Mediante essas considerações passaremos a estudar os conceitos e resultados obtidos através da interação entre duas partículas. Esta interação é chamada de emparelhamento. Devemos então, considerar os dois núcleons situados em uma mesma camada do núcleo e com os números quânticos n , ℓ e j de cada um apresentando valores iguais aos do outro; há variação somente no sinal do número quântico magnético, m , que possui sinais opostos para cada um deles. Com isto, podemos afirmar que essas partículas idênticas estão emparelhadas na mesma órbita.

A fim de trabalhar com transferência de pares de partículas idênticas, ocorrida durante a interação de dois núcleos par-par (caso particular dos núcleos-alvo e projétil estudados neste trabalho) é necessário definirmos a força de emparelhamento, G . Esta força representa a componente de mais curto alcance na interação nuclear [Co71] e é considerada independente da órbita em que os núcleons se encontram. Ela também possui valores distintos para prótons e nêutrons, sendo menor para o primeiro caso devido à repulsão coulombiana. Para esta força habitualmente usa-se [Ca90]:

$$G_p = \frac{17}{A} \quad G_n = \frac{23}{A} \quad \text{MeV}$$

onde A é o número de massa do núcleo em questão.

As expressões acima refletem que a intensidade total da força de emparelhamento decresce com o aumento de A .

Essa interação de emparelhamento provoca um abaixamento na energia do estado fundamental de núcleos par-par de uma quantidade 2Δ no modelo de duas quasi-partículas, sendo que este parâmetro é conhecido como "gap" de energia. A magnitude de Δ depende da intensidade da interação de emparelhamento; empiricamente este parâmetro é bem representado pela expressão [Co71]:

$$\Delta = \frac{33}{A^{3/4}} \quad \text{MeV}$$

O emparelhamento age somente sobre estados com momento angular total igual a zero. Estados com $J^\pi \neq 0^+$ não são afetados.

O estudo de vibrações de emparelhamento é bastante complicado, uma vez que utiliza um espaço abstrato, conhecido como espaço de gauge, onde o número de partículas não é estritamente conservado. Mas é possível estabelecer uma correspondência [Br73, Ri80] com modos vibracionais e rotacionais no espaço ordinário. Para isso devemos considerar que os núcleos executem oscilações no número de partículas com respeito a uma posição de equilíbrio que é simétrica no espaço de gauge. Esta correspondência é válida para núcleos que se encontram em regiões próximas à camadas fechadas, uma vez que um grande número de núcleons excedentes pode fazer com que a referida simetria seja quebrada, transformando os núcleos em superfluidos, que são permanentemente deformados no espaço de gauge. Essa correlação entre variáveis do espaço de gauge e do espaço ordinário pode ser feita quando relacionamos o número de partículas idênticas no espaço abstrato com o momento angular orbital ℓ no espaço ordinário. Dessa forma, podemos dizer que existe uma associação, bastante conhecida [Br83], entre vibrações de emparelhamento de duas partículas idênticas e vibrações quadrupolares. Deve-se salientar que esse paralelo pode ser feito para qualquer multipolaridade [Be66], não sendo restrito à vibrações quadrupolares.

Os conceitos resumidos no parágrafo acima têm uso natural na análise de reações de transferência de um par de partículas. Tradicionalmente esses processos eram estudados em termos microscópicos, produzindo um trabalho considerável por parte de quem realizava este tipo de análise. Mais recentemente foi explorada, dentro do contexto de reações induzidas com íons pesados, a analogia formal entre modos de superfície para excitações inelásticas e vibrações de emparelhamento. Dessa forma, foi possível introduzir fatores de forma macroscópicos para a transferência de pares de partículas de partículas [Da85]. Com a hipótese do volume nuclear ser uma função do número de partículas pôde-se chegar à

densidade de transição de um par de partículas, que leva a fatores de forma proporcionais àqueles usados para excitações inelásticas. Assim sendo, podemos criar uma analogia entre as vibrações do núcleo, causadas por espalhamento inelástico (quando este passa para o estado 2^+), com vibrações provocadas pela força de emparelhamento entre duas partículas idênticas, que são transferidas de um núcleo para outro.

Usando o raciocínio acima, podemos estabelecer uma analogia entre o desvio padrão do raio associado ao modo quadrupolar, S_{R_2} , indicado na expressão (IV.5), com o desvio padrão da flutuação do mesmo raio ligado ao modo de emparelhamento, S_p , indicado na equação (IV.7). Para isso vamos começar utilizando o raio para um núcleo deslocado de sua forma esférica, cuja expressão pode ser escrita genericamente como:

$$R(\hat{r}) = R_0 \left(1 + \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}^*(\hat{r}) \right) = R_0 + \delta(\hat{r})$$

onde $Y_{\lambda\mu}$ são os harmônicos esféricos de ordem λ e $\alpha_{\lambda\mu}$ a amplitude vibracional. Na subseção anterior fizemos todo o desenvolvimento para o modo quadrupolar.

A expressão acima é desenvolvida no espaço ordinário e portanto depende do movimento radial do sistema. Essa relação possui uma expressão análoga, desenvolvida no espaço de gauge, dependente do ângulo de gauge φ , que especifica a orientação do sistema. Assim, podemos definir o raio de um núcleo deformado como:

$$R(\varphi) = R_0 \left(1 + \sum_{\eta} \alpha_{\eta} \frac{e^{i\eta\varphi}}{\sqrt{2\pi}} \right) = R_0 + \delta(\varphi)$$

onde η representa o número de partículas adicionadas ou removidas. Especificamente usamos $\eta = \pm 2$, uma vez que trabalhamos com um par de partículas transferidas.

Introduzindo o hamiltoniano para pequenas oscilações no espaço ordinário temos:

$$H = \sum_{\lambda\mu} \left[\frac{1}{2D_{\lambda}} |\pi_{\lambda\mu}|^2 + \frac{1}{2} C_{\lambda} |\alpha_{\lambda\mu}|^2 \right]$$

onde D_{λ} e C_{λ} são parâmetros fenomenológicos que representam os coeficientes da massa e da força de restauração, respectivamente; o operador $\pi_{\lambda\mu}$ é definido como:

$$\pi_{\lambda\mu} = -i\hbar \frac{\partial}{\partial \alpha_{\lambda\mu}}$$

O parâmetro $\alpha_{\lambda\mu}$ pode ser obtido seguindo o desenvolvimento feito por Bohr e colaboradores [Bo52]. Assim, podemos introduzir operadores de criação e aniquilação $c_{\lambda\mu}^+$ e $c_{\lambda\mu}$, e expressar $\alpha_{\lambda\mu}$ como:

$$\alpha_{\lambda\mu} = \frac{\beta_\lambda}{\sqrt{2\lambda + 1}} \left[c_{\lambda\mu}^+ + (-)^\mu c_{\lambda-\mu} \right]$$

onde β_λ representa o parâmetro de deformação multipolar.

Da mesma forma podemos obter o hamiltoniano no espaço abstrato, a qual pode ser expressa por:

$$H = \sum_{\eta} \left[\frac{1}{2D_{\eta}} |\pi_{\eta}|^2 + \frac{1}{2} C_{\eta} |\alpha_{\eta}|^2 \right]$$

onde: $\pi_{\eta} = -i\hbar \frac{\partial}{\partial \alpha_{\eta}}$.

Neste caso os parâmetros utilizados possuem as mesmas funções que no caso multipolar. Aqui também podemos indicar a amplitude vibracional de emparelhamento, α_{η} , como:

$$\alpha_{\eta} = \bar{\beta}_{\eta} \left[c_{\eta}^+ + c_{-\eta} \right]$$

sendo que: $\bar{\beta}_{\pm 2} = \frac{\sqrt{2\pi} \beta_p}{3A}$, onde β_p é equivalente a β_λ para o modo de emparelhamento.

Utilizando as definições desenvolvidas acima para os casos multipolar e de emparelhamento, podemos estabelecer, para cada caso, uma expressão para o desvio quadrático médio do raio do núcleo no estado fundamental, e assim chegar ao desvio padrão do mesmo. Temos então:

$$\langle 0 | \delta^2(\hat{r}) | 0 \rangle = \frac{R_0^2}{4\pi} \int d\Omega \sum_{\substack{\lambda\mu \\ \lambda'\mu'}} \langle 0 | \alpha_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda'\mu'}^* | 0 \rangle Y_{\lambda\mu}^*(\hat{r}) Y_{\lambda'\mu'}(\hat{r})$$

$$\langle 0 | \delta^2(\hat{r}) | 0 \rangle = \frac{R_0^2}{4\pi} \sum_{\lambda\mu} \langle 0 | |\alpha_{\lambda\mu}|^2 | 0 \rangle$$

onde: $\langle 0 | |\alpha_{\lambda\mu}|^2 | 0 \rangle = \frac{\beta_\lambda^2}{2\lambda + 1}$, assim:

$$\left(\langle 0 | \delta^2(\hat{r}) | 0 \rangle \right)^{1/2} = \frac{R_0}{\sqrt{4\pi}} \left(\sum_{\lambda} \beta_\lambda^2 \right)^{1/2}$$

Fazendo a soma sobre λ podemos representar $(\langle 0|\delta^2(r)|0\rangle)^{1/2}$ como S_{R_λ} , que representa o desvio padrão do raio na forma esférica. Então temos:

$$S_{R_\lambda} = \frac{R_0}{\sqrt{4\pi}} \beta_\lambda \quad (\text{II.8})$$

Utilizaremos a expressão acima na subseção IV.2.2.2 para ajudar a estimar o aumento da seção de choque de fusão devido ao modo de excitação quadrupolar.

Procedendo da mesma forma com relação ao modo de emparelhamento temos:

$$\begin{aligned} \langle 0|\delta^2(\varphi)|0\rangle &= \frac{R_0^2}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \sum_{\eta\eta'} \langle 0|\alpha_\eta\alpha_{\eta'}^*|0\rangle \frac{e^{i(\eta-\eta')\varphi}}{2\pi} \\ \langle 0|\delta^2(\varphi)|0\rangle &= \frac{R_0^2}{2\pi} \sum_{\eta} \langle 0|\alpha_\eta|^2|0\rangle \end{aligned}$$

sendo: $\langle 0|\alpha_\eta|^2|0\rangle = \bar{\beta}_\eta^2$, assim:

$$(\langle 0|\delta^2(\varphi)|0\rangle)^{1/2} = \frac{R_0}{\sqrt{2\pi}} \left(\sum_{\eta} \bar{\beta}_\eta^2 \right)^{1/2}$$

Da mesma forma podemos definir o desvio padrão da flutuação do raio nuclear associado ao modo de emparelhamento como:

$$S_p = \frac{R_0}{\sqrt{2\pi}} \bar{\beta}_\eta \quad (\text{II.9})$$

Esta equação é usada na subseção IV.2.2.2, também com a finalidade de estimar o aumento da seção de choque de fusão subcoulombiana, devido à transferência de duas partículas numa reação de “stripping” no sistema $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$.

II.2.3 - A SEÇÃO DE CHOQUE DE FUSÃO NUCLEAR COM EFEITOS NÃO LOCAIS

O estudo da interação ocorrida entre dois núcleos, caracterizados como íons pesados (sistemas fermiônicos de muitos corpos), pode ter um tratamento diferente daquele estabelecido até aqui, ou seja, esta interação pode ter um caráter não local [Pe75] sendo

que, genericamente, essa não localidade é usada quando tratamos quanticamente problemas de muitos corpos. No caso nuclear, ela espelha os efeitos de troca de núcleons (“exchange”) entre dois núcleos quando esses estiverem próximos de colidir. Essa não localidade é caracterizada por uma distância b , denominada de alcance da não localidade, cujo valor independe da massa do sistema estudado [Sk56].

Através dessas observações pode-se calcular a seção de choque de fusão com efeitos não locais [Ri94]. Para isso, é necessário conhecer o coeficiente de transmissão e conseqüentemente o potencial, que deve retratar a interação ocorrida entre os núcleos. Dessa forma, é adotado um potencial não local que simula efeitos desse tipo (provenientes das correlações ocorridas entre os núcleos). Assim podemos assumir que no potencial efetivo, a barreira do sistema é constituída por uma parte nuclear não local mais outra local, sendo que a primeira é dada por um produto entre um potencial unidimensional [Kr79] comum e uma função não local de forma gaussiana, cuja largura é identificada como o alcance, b , da não localidade. Considerando contribuições de até segunda ordem no momento linear do sistema, é possível mostrar que a não localidade manifesta-se como uma alteração na massa reduzida, que denominamos massa efetiva, representada por:

$$\mu(r; b) = \frac{\mu}{1 + \frac{\mu b^2}{2\hbar^2} |V_N(r)|}$$

sendo $V_N(r)$ o potencial nuclear e μ a massa reduzida padrão.

É possível então, obter a seção de choque de fusão nuclear com efeitos não locais muito semelhante à de Wong, apresentada neste trabalho na expressão (II.5).

A seção de choque de fusão, para um sistema com simetria esférica, pode ser obtida tomando-se o coeficiente de transmissão como sendo:

$$T_\ell(E; b) = \left\{ 1 + \exp \left[2 \int_{r_1}^{r_2} K_\ell(r; b) dr \right] \right\}^{-1} \quad (\text{II.10})$$

onde r_1 e r_2 representam os pontos de retorno e $K_\ell(r; b)$ o número de onda, dado por:

$$K_\ell(r; b) = \left[\frac{2}{\hbar} \mu(r; b) (V_{B\ell}(r) - E) \right]^{1/2}$$

sendo $V_{B\ell}(r)$ a altura da barreira para a ℓ -ésima onda parcial e $\mu(r; b)$ a massa reduzida efetiva, sensível a efeitos não locais.

Em outra aproximação, a massa permanecerá constante para a região compreendida entre o centro e o raio da barreira $R_{B\ell}$ para a ℓ -ésima onda parcial, assim:

$$\mu(r; b) = \begin{cases} \frac{\mu}{1 + \frac{\mu b^2}{2\hbar^2} |V_N(R_{B\ell})|} , & 0 \leq r \leq R_{B\ell} \\ \mu & , \quad r > R_{B\ell} \end{cases} \quad (\text{II.11})$$

Calculando a integral do número de onda na expressão (II.10), chegamos ao coeficiente de transmissão, dependente da energia e do parâmetro de não localidade, b:

$$T_\ell(E; b) = \left\{ 1 + \exp \left[\frac{2\pi (V_{B\ell} - E)}{\hbar\omega_\ell} \left(1 - \frac{b^2}{4} \frac{\mu}{2\hbar^2} |V_N(R_{B\ell})| \right) \right] \right\}^{-1} \quad (\text{II.12})$$

Para o limite local ($b \rightarrow 0$) podemos perceber que a expressão acima se reduz ao caso do coeficiente de transmissão padrão (equação (II.4)).

De posse de $T_\ell(E; b)$ é possível chegar à seção de choque de fusão nuclear, que leva em conta efeitos não locais:

$$\sigma_F(E; b) = \pi\lambda^2 \sum_{\ell=0}^{\infty} \frac{2\ell + 1}{1 + \exp \left\{ \frac{2\pi (V_{B\ell} - E)}{\hbar\omega_\ell} \left[1 - \frac{b^2}{4} \frac{\mu}{2\hbar^2} |V_N(R_{B\ell})| \right] \right\}}$$

Seguindo as mesmas aproximações consideradas por Wong [Wo73] e apresentadas na seção II.2.1, podemos expressar a seção de choque de fusão, sensível a efeitos não locais, como:

$$\sigma_F(E; b) = R_{B0}^2 \frac{\overline{\hbar\omega}}{2E} \ln \left\{ 1 + \exp \left[\frac{2\pi(E - V_{B0})}{\overline{\hbar\omega}} \right] \right\} \quad (\text{II.13})$$

onde $\overline{\hbar\omega}$ representa uma renormalização da curvatura da barreira dada por:

$$\overline{\hbar\omega} = \frac{\hbar\omega_0}{1 - \frac{b^2}{4} \frac{\mu}{2\hbar^2} |V_N(R_{B0})|} \quad (\text{II.14})$$

Dessa forma, é possível observar que a não localidade afeta somente a curvatura da barreira, alterando a fusão na região de energias subcoulombianas.

No limite local a equação acima se transforma exatamente na expressão de Wong.

A equação acima possui comportamento diferente para regiões de energias que estão abaixo e acima da barreira coulombiana. Para o primeiro caso ($E \ll V_{B0}$) σ_F decresce exponencialmente com a energia, desde que se escreva a equação (II.13) como:

$$\sigma_F(E; b) = R_{B0}^2 \frac{\hbar\omega}{2E} \exp\left[\frac{2\pi(E - V_{B0})}{\hbar\omega}\right]$$

Já para a região de energias acima da barreira ($E \gg V_{B0}$), podemos perceber que σ_F da expressão (II.13) se reduz à seção de choque clássica, dada por:

$$\sigma_F(E; b) = \pi R_{B0}^2 \left(1 - \frac{V_{B0}}{E}\right)$$

sendo que a expressão acima não depende de b , indicando que para essa faixa de energia os efeitos não locais não são importantes, uma vez que o coeficiente de transmissão é aproximadamente igual àquele sem os efeitos não locais.

A seguir passaremos a descrever os conceitos usados para explicar o processo com menor tempo de interação entre os núcleos envolvidos, conhecido como espalhamento elástico.

II.3 - ESPALHAMENTO ELÁSTICO

II.3.1 - O POTENCIAL DO MODELO ÓPTICO

O processo mais simples, ocorrido na colisão de dois núcleos, é o de espalhamento elástico, onde os canais de entrada e de saída são exatamente os mesmos. Nos demais processos, o canal de entrada se modifica com relação ao de saída, sendo que esses processos podem ser quantificados através da seção de choque de reação, σ_{Rea} , que corresponde ao fluxo do canal elástico que foi absorvido por outros canais. A solução exata para uma colisão entre íons pesados requer a resolução quântica de um sistema de muitos corpos; nesse caso, deve-se resolver um conjunto de equações acopladas onde, além do canal elástico, devem ser considerados todos os canais de reação. Com o objetivo de obter uma única equação desacoplada para o canal elástico, Feshbach [Fe58, Fe62] mostrou que é possível obter um potencial complexo para o espalhamento elástico conhecido como **Potencial Óptico**.

Esse modelo é decorrente da analogia feita entre o espalhamento e a absorção de partículas por um núcleo e o espalhamento e a absorção da luz por um meio óptico, onde a absorção é simulada por um índice de refração complexo. No caso nuclear, a introdução da parte imaginária tem a função de simular a perda do fluxo do canal elástico para outros canais de reação como fusão, transferência de partículas e inelástico. Neste trabalho será realizada uma descrição teórica sucinta sobre o modelo em questão, abordando apenas os pontos principais dessa teoria.

Para o cálculo da σ_{Rea} , é necessário resolver a equação estacionária de Schrödinger para uma partícula de massa reduzida μ , num potencial médio esféricamente simétrico. Assim temos:

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 \psi(\vec{r}) + (V_C(r) + V_N(r))\psi(\vec{r}) = E\psi(\vec{r}) \quad (\text{II.15})$$

onde a solução desta equação pode ser encontrada, desde que seja conhecido o potencial de interação nuclear, $V_N(r)$, uma vez que a parte coulombiana, $V_C(r)$, é bem conhecida e considerada como o potencial entre duas esferas homogêneas carregadas:

$$V_C(r) = \begin{cases} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} & \text{para } r > R_C \\ \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2 R_C} \left(3 - \frac{r^2}{R_C^2} \right) & \text{para } r \leq R_C \end{cases}$$

onde Z_1 e Z_2 são os números atômicos do projétil e do alvo, respectivamente, e^2 é a carga elementar quadrática e R_C o raio do potencial coulombiano.

Na maioria das vezes, utilizam-se potenciais nucleares que dependem da distância entre os núcleos, do tipo:

$$V_N(r) = V(r) + iW(r)$$

sendo, respectivamente, $V(r)$ e $W(r)$ as partes real e imaginária do potencial nuclear.

O modelo óptico descreve o efeito do núcleo numa partícula incidente por um poço de potencial $-V_0(r)$, mas permite a possibilidade de ocorrência de outros processos, adicionando ao potencial uma parte imaginária também negativa, $-iW_0(r)$. Esta parte deve dar conta da absorção do fluxo de partículas incidentes do canal elástico para os canais de reação, enquanto que a parte real é responsável pela interação.

Na prática são usados para ajustar os dados de espalhamento elástico de íons pesados, potenciais de modelo óptico que, em geral, reproduzem a forma da distribuição de

matéria nuclear. Um destes potenciais, freqüentemente utilizado é do tipo Woods-Saxon [Wo54], que possui seis parâmetros ajustáveis e cuja forma analítica é dada por:

$$\begin{cases} V(r) = -V_0 \left[1 + \exp\left(\frac{r - R_0}{a}\right) \right]^{-1} \\ W(r) = -W_0 \left[1 + \exp\left(\frac{r - R_{0i}}{a_1}\right) \right]^{-1} \end{cases} \quad (\text{II.16})$$

onde:

a e a_1 → difusividades real e imaginária,

V_0 e W_0 → profundidades real e imaginária do potencial óptico e

R_0 e R_{0i} → raios dos potenciais real e imaginário, respectivamente, sendo:

$$R_0 = r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \quad \text{e} \quad R_{0i} = r_{0i} (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$$

com A_1 e A_2 representando as massas atômicas do projétil e do alvo.

Bastante utilizados também, são os potenciais tipo “Double Folding” [Sa79]:

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

onde r é a distância entre os centros de massa dos núcleos projétil e -alvo, ρ_1 e ρ_2 as suas distribuições de densidade de massa, e $v(r)$ descreve a interação núcleon-núcleon.

Em seu trabalho, Feshbach [Fe58, Fe62] mostrou também que, as partes real e imaginária do potencial óptico podem variar com a energia, obedecendo a uma relação, conhecida como relação de dispersão, dada por:

$$V(r, E) = V(r, E_s) - \frac{P}{\pi} \int \frac{W(r, E')}{E - E'} dE' \quad (\text{II.17})$$

onde E_s é a energia de referência e P significa que só o valor principal da integral é considerado. Essa relação é válida para qualquer valor de r e aparece de uma teoria microscópica da interação núcleon-núcleon [Ma82, Ma85]. No caso da interação núcleo-núcleo, pode-se mostrar [Sa91] que a relação de dispersão é uma consequência do princípio da causalidade, que afirma que a onda espalhada não pode deixar o alvo antes da chegada da onda incidente.

Nos últimos anos o interesse no processo de espalhamento elástico de íons pesados, em energias próximas à barreira coulombiana, tem sido renovado com a descoberta da "Anomalia de Limiar" [Ba84, Li85] e sua associação à "Relação de Dispersão" entre as partes real e imaginária do potencial do modelo óptico [Na85].

Na região de energias ao redor da barreira coulombiana, os acoplamentos entre vários canais de reação disponíveis, tornam-se extremamente importantes, ocorrendo uma variação no processo de espalhamento elástico com relação à energia de bombardeio, ou seja, os parâmetros do potencial óptico variam relativamente rápido nesta região de energia. Este fenômeno observado é conhecido como Anomalia de Limiar, e está vinculado às partes imaginária e real do potencial óptico. A anomalia de limiar possui duas principais características [Ma86]. A primeira está relacionada à intensidade da parte imaginária do potencial, que tende a se manter constante até a região da barreira coulombiana e, então, para energias menores, diminui rapidamente. A segunda característica se refere à magnitude do potencial real, que deve ter uma variação em forma aproximada à de um "sino", para a mesma região de energia, figura II.1.

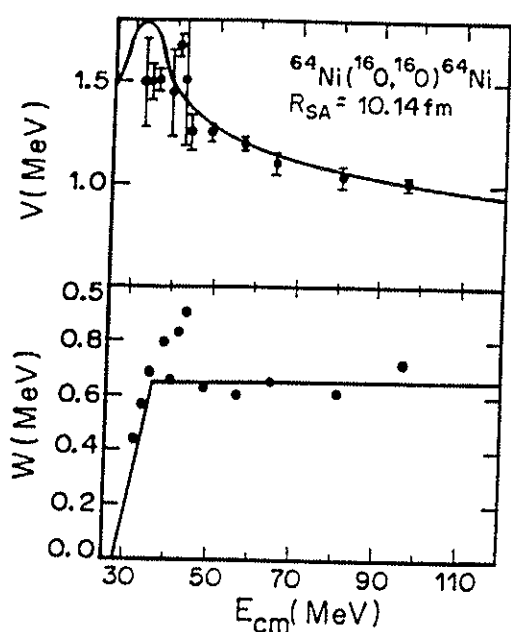


Figura II.1 - Variação dos potenciais real e imaginário, no raio de absorção forte ($R_{SA} = 10.14$ fm) em função da energia de bombardeio no referencial de centro de massa, para o sistema $^{16}\text{O} + ^{64}\text{Ni}$. As curvas cheias representam os ajustes para $W(E)$ e $V(E)$, esta última obtida pelo uso da relação de dispersão. Figura obtida da referência Ke95.

Mesmo assim, podemos dizer que o comportamento da parte imaginária do potencial pode ser entendido qualitativamente, pelo favorecimento dos canais de reação. 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.17).

É importante salientar que essas características das partes real e imaginária do potencial óptico ocorrem no raio de absorção forte [Sa74b], R_{SA} , que representa o ponto em

No entanto, definido o comportamento da parte imaginária, a parte real do potencial deve obedecer à relação de dispersão, expressão (II.17).

É importante salientar que essas características das partes real e imaginária do potencial óptico ocorrem no raio de absorção forte [Sa74b], R_{SA} , que representa o ponto em que existe menor ambigüidade com relação à intensidade da parte real do potencial, ou seja, essa parte real é bem definida (independente da geometria adotada) unicamente na região em torno do R_{SA} . Portanto é natural se tomar esta região de raio para verificar a relação de dispersão.

III - PARTE EXPERIMENTAL

III.1 - INTRODUÇÃO

Neste capítulo serão apresentados separadamente o arranjo experimental, a aquisição de dados experimentais, a redução dos mesmos e os resultados obtidos para os dois diferentes processos abrangidos por este trabalho, a saber: fusão e espalhamento elástico. Portanto, inicialmente descreveremos todos os tópicos mencionados acima para as medidas de fusão e em seguida utilizaremos o mesmo procedimento para descrever em detalhes as medidas de espalhamento elástico.

A seguir passaremos a uma breve explanação sobre os feixes e alvos utilizados neste trabalho. Não nos delongaremos nesse assunto, uma vez que ele foi amplamente discutido em nossa dissertação de mestrado [Si90].

III.2 - FEIXES E ALVOS

As medidas de fusão para $^{16,18}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$ e as de espalhamento elástico para $^{18}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$, apresentadas neste trabalho, foram realizadas com o Acelerador Pelletron do tipo "tandem" modelo 8UD, da Universidade de São Paulo [Sa74a].

Para a obtenção do feixe de íons negativos de $^{16,18}\text{O}$ utilizamos uma fonte do tipo duoplasmatron [La65], que produz íons de um plasma gerado por efeito termoiônico. A partir daí o feixe é introduzido no acelerador, acelerado e focalizado para que chegue à câmara de espalhamento em condições adequadas.

Todos os alvos auto-suportáveis de ^{64}Ni e parte daqueles de $^{58,60}\text{Ni}$ (com espessuras aproximadas a $80 \mu\text{g}/\text{cm}^2$), utilizados em nossa pesquisa, são provenientes da Universidade Técnica de Munique. Os demais foram confeccionados no laboratório de alvos do Pelletron a partir da evaporação em vácuo [Ap75] de $^{58,60}\text{Ni}$ na forma metálica, com densidades superficiais entre 40 e $50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ e grau de pureza superior a 99.7% . Para efeito de normalização foi aplicada em todos os alvos uma fina camada de ^{197}Au de aproximadamente $5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de espessura, utilizando-se o mesmo processo de evaporação.

III.3 - MEDIDAS DE FUSÃO

Todo o processo necessário para se obter resultados de fusão nuclear foi explicado com riqueza de detalhes em nossa dissertação de mestrado, por isso, nesta seção descreveremos o procedimento necessário para a aquisição dos dados de uma forma resumida.

Vamos primeiramente tratar do arranjo experimental, depois passaremos para a aquisição dos dados e a redução dos mesmos. Por fim apresentaremos os resultados obtidos.

III.3.1 - ARRANJO EXPERIMENTAL

III.3.1.1 - Sistema de Detecção

O processo de fusão nuclear ocorre quando alvo e projétil fundem-se integralmente, formando o núcleo composto que decai emitindo partículas leves e raios γ . Dessa forma origina-se o resíduo de evaporação, que é emitido em ângulos bem dianteiros e que pode ser identificado determinando-se seu número atômico Z e/ou sua massa atômica A .

Nosso sistema de detecção utiliza o processo de medida do tempo de voo desses resíduos de evaporação [Ba77] e através dessa informação determina-se suas massas.

Para a identificação da massa do resíduo é necessário fazer uma medida simultânea de sua energia E e do tempo T que ele leva para percorrer uma distância d conhecida, e daí usar a expressão:

$$A = 2E \left(\frac{T}{d} \right)^2 \quad (\text{III.1})$$

Neste caso não são feitas correções de efeitos relativísticos na medida da massa atômica, pelo fato de serem muito pequenas na região de energia do acelerador Pelletron.

Pode-se esquematizar o sistema descrito acima através da figura III.1.

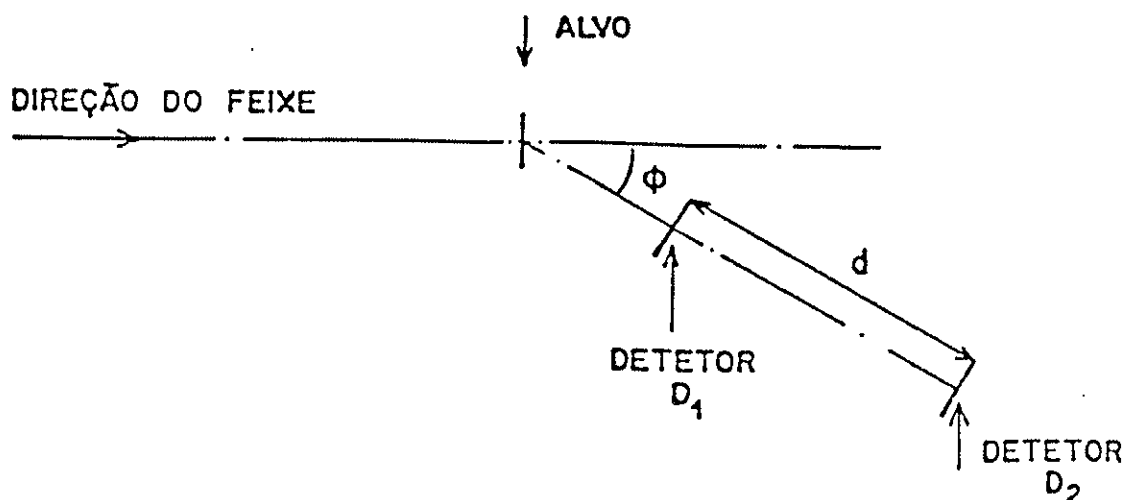


Figura III.1 - Esquema simplificado do sistema que utiliza a técnica de tempo de voo.

Do detector D_1 é gerado um sinal que indica o início da medida do tempo de voo do resíduo de evaporação, sendo que esse detector é suficientemente fino para permitir a passagem do resíduo. Na realidade ele é constituído de uma fina folha de plástico cintilador NE111 ($\mu \cong 100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$), acoplada opticamente por um espelho semi-esférico a uma fotomultiplicadora.

O segundo detector, D_2 , de barreira de superfície freia completamente o resíduo, fornecendo simultaneamente o sinal que indica o final do tempo de voo e a energia do mesmo.

Esses dois detectores estão separados pela distância de voo d , fixa em 74 cm.

É bom salientar que o conjunto pode ter seu ângulo de medida ϕ alterado, uma vez que os dois detectores estão montados em um braço móvel sendo possível fazer medidas de distribuição angular com este arranjo experimental.

III.3.1.2 - Câmara de Espalhamento

A câmara de espalhamento, utilizada nas medidas de fusão nuclear, está localizada na canalização de 45° da área experimental "A" do laboratório Pelletron.

Um esquema completo do arranjo experimental pode ser visto na figura III.2.

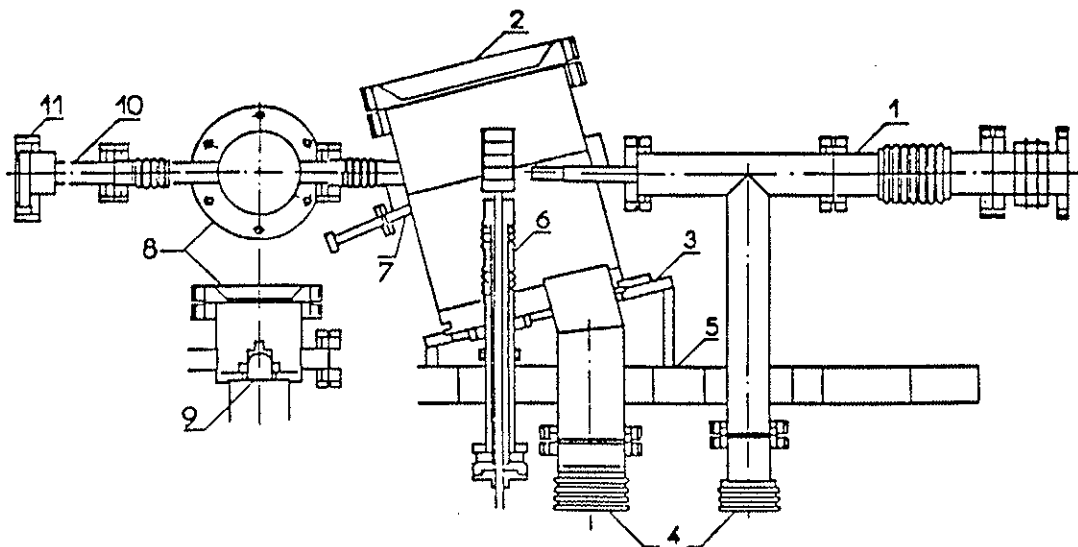


Figura III.2 - Corte longitudinal da montagem do sistema de medida de tempo de vôo.

Na figura, os números indicam: 1) Tubo de acoplamento da câmara ao acelerador. 2) Câmara de alvos. 3) Suporte da câmara de alvos. 4) Saídas para bombeamento do vácuo. 5) Mesa de apoio da câmara. 6) Torre de suporte dos 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.

Após o feixe ser acelerado e discriminado com relação à sua energia e tipo de íon, através do ímã analisador ME-200, ele é defletido por outro eletroímã (switching magnet) que o dirige para a canalização 45A.

Para que o feixe penetre na câmara de espalhamento é necessário passar pelo tubo de acoplamento entre o acelerador e a câmara (na figura III.2 está indicado pelo número 1). Aqui deve-se salientar que essa câmara é dividida em duas partes, sendo uma fixa à canalização, onde encontra-se o conjunto de porta alvos e o detector monitor, e outra móvel que contém o sistema de detecção de tempo de vôo e as placas defletoras (descritas mais a frente nesta subseção). Assim sendo, o feixe entra na câmara de alvos (2) e dentro dela colide com o alvo. Os resíduos de evaporação passam para a parte móvel da câmara, onde são detectados pelo primeiro detector, que é constituído de uma folha de plástico cintilador NE111 [Vi79], acoplada a uma fotomultiplicadora do tipo "RCA - 8575", através de um espelho semi-esférico de duralumínio (8 e 9). Esses resíduos seguem pelo tubo de vôo (10) e chegam ao segundo detector, que se encontra no final do referido tubo, onde existe uma "flange" (11) que comporta esse detector de barreira de superfície. Este possui uma área de 50 mm² e pode ser deslocado no sentido vertical sem a quebra de vácuo. A parte móvel da câmara também pode ser girada sem que haja quebra de vácuo, dessa forma é possível

variar o ângulo ϕ procedendo medidas de distribuições angulares. Também é bom ressaltar que em uma das saídas da câmara de alvos (situada a 26.7° em relação a linha do feixe) está posicionado um detector de barreira de superfície (7), denominado monitor que está direcionado para o centro geométrico do alvo.

Em nosso experimento, a seção de choque de fusão é significativa somente em ângulos dianteiros ($\theta_{\text{LAB}} \leq 20^\circ$), uma vez que numa reação desse tipo o núcleo composto decai principalmente pela emissão de partículas leves e dessa forma os resíduos de evaporação são emitidos em ângulos bastante dianteiros, na forma de um cone, na direção do eixo de incidência do feixe [Be84].

Portanto a detecção direta desses resíduos requer a eliminação ou pelo menos a redução do número de partículas espalhadas elasticamente pelo alvo. Para isso utilizamos placas defletoras [Pe86], acopladas ao sistema de detecção (localizadas entre os detectores D_1 e D_2), que criam um campo eletrostático provocado por uma diferença de potencial entre elas. Esse campo tem a finalidade de praticamente eliminar o canal elástico, mantendo no detector D_2 a fusão e parte da cauda do elástico (partículas do feixe degradadas em energia) [Ac86, Pe88]. Isso ocorre porque partículas com diferentes relações energia/carga possuem trajetórias diferentes, ou seja, a energia cinética dos resíduos é muito menor que a energia das partículas do feixe espalhadas elasticamente, permitindo que ocorra esta separação.

Na figura III.3 são apresentadas as placas defletoras em questão. Nela estão expostas as medidas reais do caminho percorrido pelos resíduos de evaporação, que passam pelo detector $T = 0$ (que foi denominado até aqui como detector D_1), depois atravessam as placas defletoras e por fim chegam ao detector D_2 , que fica deslocado do centro do eixo de incidência do feixe na direção vertical. Com este dispositivo pode-se diminuir muito a incidência de partículas referentes à cauda do elástico sobre esse detector.

III.3.2 - AQUISIÇÃO DOS DADOS EXPERIMENTAIS DE FUSÃO

III.3.2.1 - Eletrônica de Aquisição

A eletrônica de aquisição de dados, esquematizada num diagrama de blocos na figura III.4, está associada ao sistema de detecção e é responsável pela transformação das informações provenientes dos detectores em um formato digitalizado. Ela é dividida em duas partes: uma rápida e outra lenta, sendo que esses termos se referem a tempos da ordem

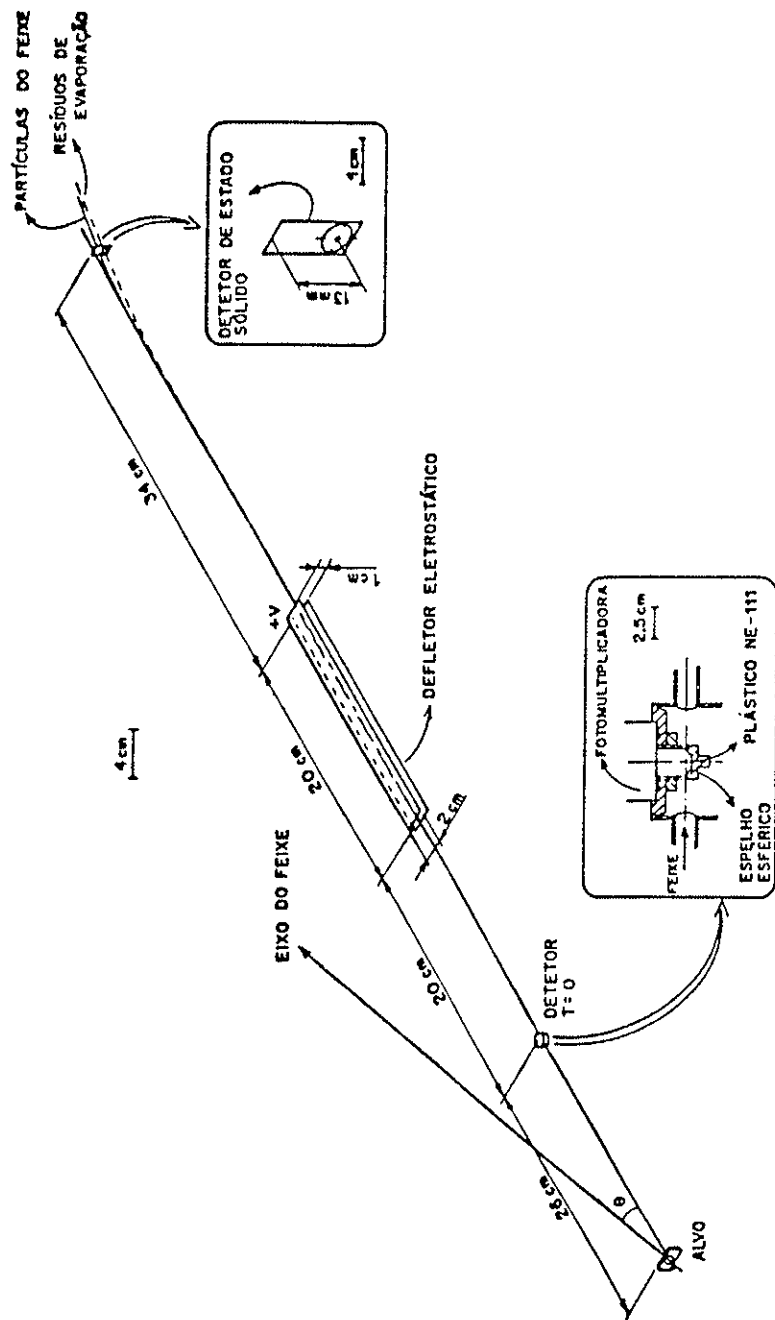


Figura III.3 - Esquema do sistema de deflexão eletrostática

de nano e micro-segundos, respectivamente. A eletrônica rápida cuida dos sinais relativos aos instantes inicial e final do tempo de voo dos resíduos de evaporação. Já a lenta está associada à coincidência temporal entre os sinais de tempo e de energia desses mesmos resíduos.

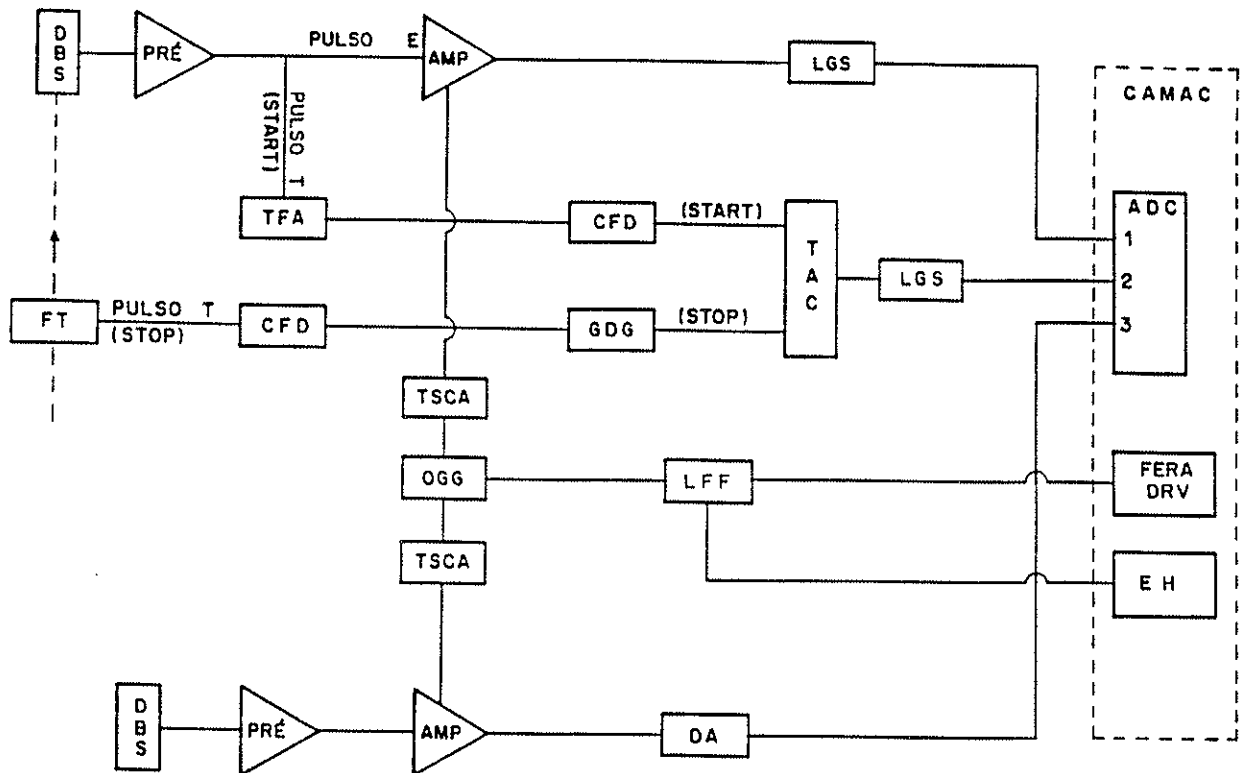


Figura III.4 - Esquema da eletrônica de aquisição. Os nomes abreviados significam: DBS = *Detector de Barreira de Superfície*; FT = *Fotomultiplicadora*; PRÉ = *Pré Amplificador*; AMP = *Amplificador*; TFA = *Timing Filter Amplifier*; CFD = *Constant Fraction Discriminator*; TSCA = *Timing Single Channel Analyzer*; LGS = *Linear Gate Stretcher*; OGG = *Octal Gate Generator*; GDG = *Gate and Delay Generator*; TAC = *Time to Pulse Height Converter*; LFF = *Logic Fan in/Fan out*; DA = *Delay Amplifier*; ADC = *Analog to Digital Converter*; FERA DRV = *Fera Driver*; EH = *Event Handler*; CAMAC = *Computer Automated Measurement and Control*.

Eletrônica Rápida: os sinais elétricos gerados pela fotomultiplicadora (FT) (responsável pela identificação do instante inicial do voo do resíduo) e pelo detector de barreira de superfície (DBS) (que tem a função de detectar o instante final desse voo) são introduzidos no módulo “Constant Fraction” (CFD) [Ge68] e, a partir daí, entram em um conversor de tempo em amplitude de pulso, denominado TAC.

Para diminuir o tempo morto e conseqüentemente aumentar a eficiência do sistema, foi introduzido, na linha da FT, um atraso entre os instantes inicial e final de vôo. Assim o disparo do TAC só é feito por intermédio das partículas que chegaram ao fim do vôo, garantindo que sejam contadas apenas aquelas partículas que passaram pela folha de plástico cintilador e chegaram ao DBS. Dessa forma, o sinal de "stop" no TAC é produzido por um pulso proveniente da FT e o de "start" por um pulso originado pelo DBS.

Eletrônica Lenta: os sinais de tempo, fornecidos pelo TAC, e de energia (proporcionais à energia das partículas), provenientes do DBS, são tratados por uma eletrônica de coincidência padrão que tem a função de garantir que pulsos coincidentes em tempo (T) e energia (E) correspondam a um único evento, uma vez que eles só serão analisados aos pares, sendo que o sinal de energia chega a um dos conversores analógico-digitais (ADC) e o de tempo a outro ADC, como pode ser visto na figura III.4.

Por último temos os sinais elétricos correspondentes às partículas detectadas pelo detector monitor, também de barreira de superfície. Esses sinais são amplificados e enviados ao terceiro ADC.

Aqui é bom ressaltar que os sinais que chegam ao módulo gerador de sinais tipo portão (OGG), provenientes dos dois amplificadores (AMP), têm a função de servir como "gate" para os módulos "Event Handler" (EH) e "Fera Driver" (FERA DVR), que estão em coincidência com os sinais provenientes dos DBS's, e que chegam aos ADC's 1 e 3, assegurando que seja indicada a ocorrência dos eventos na interface CAMAC, que é comentada abaixo.

Para garantir a digitalização e armazenamento coerente de todos os pulsos no computador VAX 11/780 é necessário utilizar o sistema de aquisição de dados do Laboratório Pelletron, SPM-CAMAC [Ri89], que usa uma norma de interface para instrumentos de medição e controle chamada CAMAC. Esta interface é constituída por vários módulos controlados por um "Crate Controller", ligado ao computador VAX através da interface "Branch Driver" (Jorway-411). A forma de aquisição é determinada pelo módulo controlador auxiliar EH, que possui um microprocessador programável à cada experimento.

III.3.2.2 - Medidas de Fusão Realizadas

O intuito deste trabalho é fazer um estudo detalhado de sistemas que tenham como alvo os isótopos do níquel com números de massa 58, 60 e 64 u.m.a. e como projétil os isótopos do oxigênio com números de massa 16 e 18 u.m.a.. Para esse estudo foram feitas

medidas de função de excitação para o processo de fusão nuclear, e pelo menos uma distribuição angular para cada combinação entre alvo e projétil.

Neste trabalho, foram feitas apenas as medidas experimentais para os sistemas $^{16}\text{O} + ^{58,64}\text{Ni}$ e $^{18}\text{O} + ^{60,64}\text{Ni}$, pois as de $^{16}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$ e $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ foram obtidas para a dissertação de mestrado da bolsista. Assim, nesta subseção, serão mostrados apenas os dados experimentais para os quatro primeiros sistemas citados.

Na tabela III.1 estão listadas as funções de excitação para os sistemas $^{16}\text{O} + ^{58,64}\text{Ni}$ e $^{18}\text{O} + ^{60,64}\text{Ni}$ onde obtivemos, em cada uma delas, pelo menos 8 medidas distintas.

Tabela III.1 - *Resumo das medidas realizadas para as funções de excitação dos sistemas abaixo discriminados. $V_{\text{B,LAB}}$ indica os valores da barreira coulombiana (expressão (III.2)) e θ_{LAB} o ângulo de medida, sendo que ambos são apresentados no referencial de laboratório. As distribuições angulares medidas estão discriminadas pela letra "A".*

$^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ $V_{\text{B,LAB}} = 43.06 \text{ MeV}$ $\theta_{\text{LAB}} = 4.82^\circ$	$^{16}\text{O} + ^{64}\text{Ni}$ $V_{\text{B,LAB}} = 41.58 \text{ MeV}$ $\theta_{\text{LAB}} = 4.82^\circ$	$^{18}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$ $V_{\text{B,LAB}} = 43.17 \text{ MeV}$ $\theta_{\text{LAB}} = 4.82^\circ$	$^{18}\text{O} + ^{64}\text{Ni}$ $V_{\text{B,LAB}} = 42.15 \text{ MeV}$ $\theta_{\text{LAB}} = 4.82^\circ$
E_{LAB} (MeV)	E_{LAB} (MeV)	E_{LAB} (MeV)	E_{LAB} (MeV)
—	38.0	—	38.1
—	39.0	39.1	39.1
40.0	40.0	40.1	40.1
41.0	—	—	—
42.0	42.0	42.1	42.1
43.0	43.0	—	—
44.0	44.0	—	—
45.0	45.0	—	—
46.0	46.0	46.1	46.1
—	47.0	47.9 A	47.9 A
48.0	48.0	—	—
50.0	50.0	50.1	50.1
54.0	—	—	—
—	56.0	56.1	56.1
60.0 A	—	—	—
—	64.0 A	64.0	64.0

Na tabela acima $V_{\text{B,LAB}}$ é calculado utilizando-se a seguinte relação [Ch76]:

$$V_{\text{B,LAB}} = \left[\frac{Z_1 Z_2 e^2}{1.07 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) + 2.72} \right] \left[\frac{A_1 + A_2}{A_2} \right] \quad (\text{III.2})$$

onde:

Z_1 e Z_2 → números atômicos do projétil e do alvo, respectivamente;

A_1 e A_2 → massas atômicas dos mesmos componentes e

e^2 → carga eletrônica quadrática ($e^2 = 1.44 \text{ MeV fm}$).

Também foram realizadas medidas de espalhamento elástico (vide figura III.5b) num ângulo fixo e nas mesmas energias dos dados experimentais referentes à fusão, com o objetivo de normalizar os mesmos.

Para os quatro sistemas citados foram feitas também medidas de distribuição angular, no intervalo de $1.93^\circ \leq \theta_{\text{LAB}} \leq 14.47^\circ$. Estas distribuições são tabeladas abaixo.

Tabela III.2 - *Resumo das medidas realizadas para as distribuições angulares, obtidas para os sistemas aqui apresentados, onde E_{LAB} indica a energia (no referencial de laboratório) em que cada distribuição foi medida e θ_{LAB} é o ângulo de medida no mesmo referencial.*

$^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ $E_{\text{LAB}} = 60.0 \text{ MeV}$	$^{16}\text{O} + ^{64}\text{Ni}$ $E_{\text{LAB}} = 64.0 \text{ MeV}$	$^{18}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$ $E_{\text{LAB}} = 47.9 \text{ MeV}$	$^{18}\text{O} + ^{64}\text{Ni}$ $E_{\text{LAB}} = 47.9 \text{ MeV}$
θ_{LAB} (graus)	θ_{LAB} (graus)	θ_{LAB} (graus)	θ_{LAB} (graus)
—	1.93	—	—
—	2.89	2.89	—
3.86	3.86	3.86	3.86
4.82	4.82	4.82	4.82
5.79	—	5.79	5.79
7.72	7.72	7.72	7.72
9.94	9.65	9.65	9.65
14.47	14.47	14.47	14.47

III.3.3 - REDUÇÃO DOS DADOS EXPERIMENTAIS DE FUSÃO

Como veremos a seguir, o cálculo da seção de choque de fusão nuclear experimental (apresentado em detalhes na minha dissertação de mestrado) exige a obtenção do número de eventos registrados para cada canal, ou seja, o número de contagens de fusão (Y_F), obtidas pelos dois detectores do sistema de tempo de voo, e o número de contagens de espalhamento elástico (Y_M), obtidas pelo detector monitor. A seção de choque diferencial de fusão, no referencial de centro de massa, para o sistema de tempo de voo é dada pela expressão:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_F} = \frac{Y_F}{Y_M} \frac{K(E)}{\varepsilon} \quad (\text{III.3})$$

onde Y_F e Y_M foram discriminados acima, $K(E)$ é uma variável que leva em consideração a dependência dos ângulos sólidos do detector monitor e do de barreira de superfície e converte a seção de choque de fusão no sistema de centro de massa para o de laboratório, e ε é a eficiência de detecção do sistema de tempo de voo para os produtos de fusão, com respeito ao espalhamento elástico.

Daí podemos obter a seção de choque total de fusão através de:

$$\sigma_F = 2\pi \int_0^{\theta_{\max}} \frac{d\sigma}{d\Omega} \sin\theta \, d\theta \quad (\text{III.4})$$

onde θ_{\max} representa o ângulo para o qual $d\sigma/d\Omega$ se torna desprezível ($\theta_{\max} \cong 20^\circ$).

Para a obtenção de Y_F e Y_M é necessário que as medidas referentes a estas quantidades sejam processadas na memória do computador VAX 11/780, através do sistema SPM-CAMAC, sendo que esses dados são enviados para a área de trabalho do usuário que posteriormente pode armazená-los em fitas magnéticas e analisá-los num processo fora-de-linha.

Para este tipo de experiência são adquiridos espectros biparamétricos e multicanais, sendo que a redução dos dados brutos é feita fora-de-linha utilizando-se um pacote de códigos computacionais denominado VAXPAK [Mi86]. Inicialmente os arquivos de eventos são gravados em fitas magnéticas para posterior análise, de forma tal que o processamento desses dados possa ser feito através do programa SCAN [Mi86], que permite gerar espectros biparamétricos e multicanais de forma adequada para a análise dos dados.

O espectro biparamétrico adquirido, em cada tomada de dados, possui um tamanho de 4096 canais para a configuração de nossos espectros e nesse caso o modo de aquisição de dados é chamado de "modo fila". Assim as informações sobre tempo e energia, contidas nos sinais T e E, descritos na subseção III.3.2.1, são apresentadas na figura III.5a, onde a abscissa (parâmetro P_1) corresponde ao tempo de vôo da partícula detectada em canais; como existem atrasos (denominados de T_0), que são provenientes da introdução da linha de atraso e dos tempos internos de conversão de sinais eletrônicos, o parâmetro P_1 torna-se: $P_1 = T_0 - T$, sendo T o tempo de vôo real da partícula. Já a ordenada (parâmetro P_2) corresponde à energia da partícula também em unidades de canais.

Na figura III.5a podemos observar que as curvas formadas pelos parâmetros P_1 e P_2 são hipérbolas, que se posicionam em diferentes localidades devido à dependência das massas das partículas detectadas; isso porque se manipularmos a expressão (III.1), utilizando P_1 e P_2 , obteremos a expressão:

$$A = C P_2 (T_0 - P_1)^2 \quad (\text{III.5})$$

onde C é uma constante que transforma unidades arbitrárias em unidades de massa.

Assim sendo podemos dizer que, na figura III.5a, a hipérbole mais intensa (maior número de eventos), localizada à direita corresponde às partículas de ^{18}O do feixe que foram espalhadas elasticamente pelo alvo, denominada "calca" do elástico, e que conseguem chegar ao detector de barreira de superfície instalado no final do tempo de vôo. Já a hipérbole, envolta em uma poligonal, refere-se à fusão entre ^{18}O e ^{60}Ni e as hipérbolas que se encontram entre as duas já mencionadas correspondem às partículas do feixe que sofreram fusão com contaminantes do alvo que são mais leves que o níquel. Os pontos que se encontram à esquerda da poligonal traçada correspondem às contagens de fundo. De posse de um espectro desse tipo é possível traçar um polígono envolvendo a hipérbole referente aos eventos de fusão e assim obter Y_F , necessário para o cálculo da seção de choque deste canal de reação.

Ainda é necessário obter Y_M , proveniente de espectros tipo multicanal, cujo procedimento passa a ser descrito aqui. É importante ressaltar que as informações sobre as partículas do feixe que são espalhadas elasticamente pelo alvo (referentes ao sinal proveniente do detector monitor) são adquiridos em "modo multicanal", e que um espectro desse tipo pode ser observado na figura III.5b, onde a ordenada representa o número de eventos do canal elástico, registrados pelo detector monitor e a abscissa é a energia dessas partículas (em canais).

Dessa forma podemos obter Y_F e Y_M para cada medida realizada e proceder ao cálculo da seção de choque de fusão experimental.

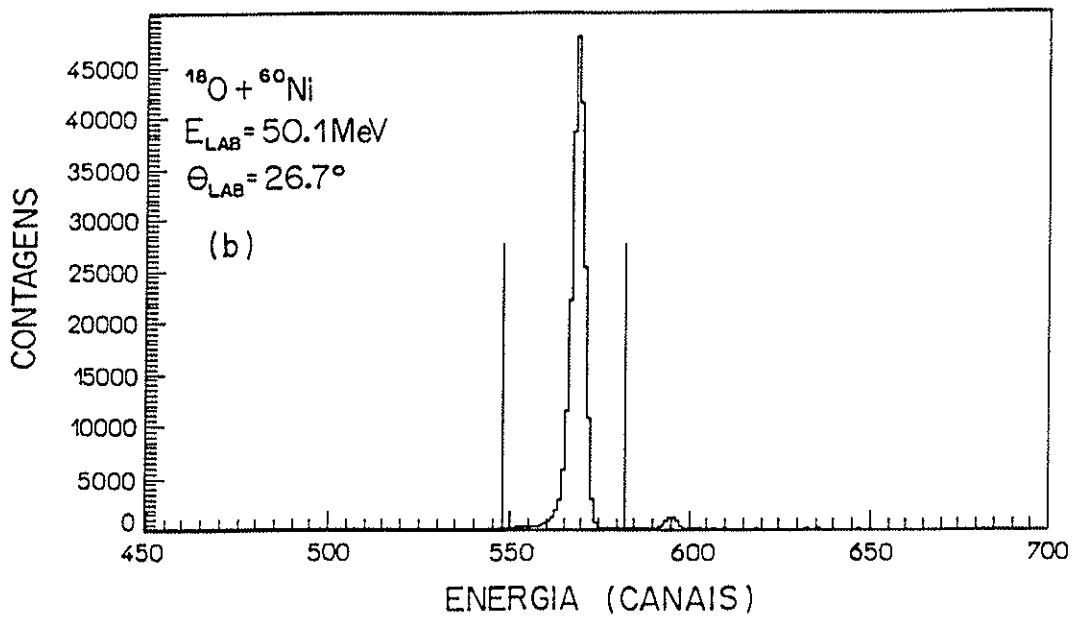
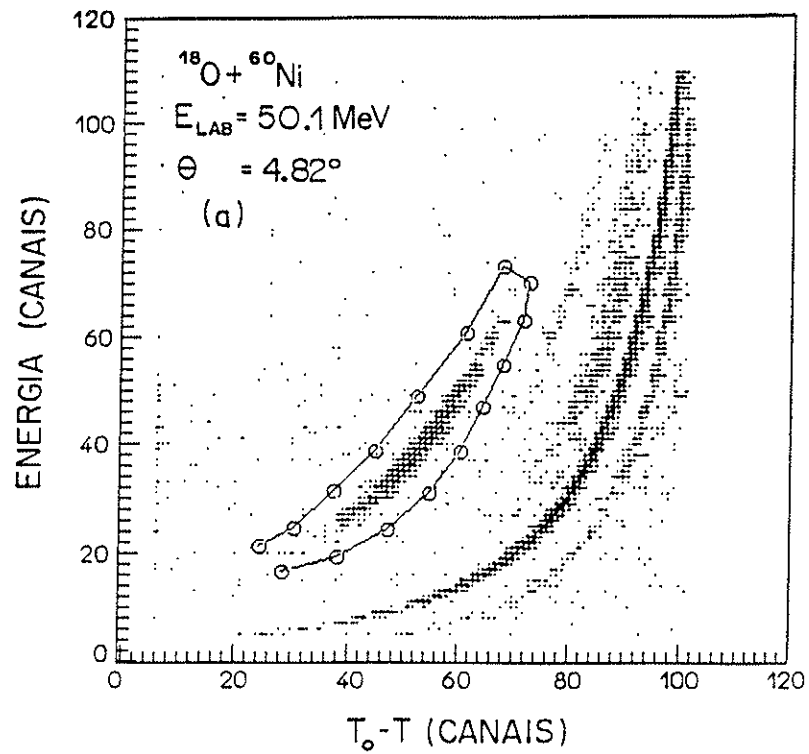


Figura III.5 - Espectros correspondentes ao sistema $^{18}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$, na energia de $E_{\text{LAB}} = 50.1 \text{ MeV}$ indicada no referencial de laboratório. (a) espectro biparamétrico $E \times T$; (b) espectro de energia do detetor monitor, posicionado em $\theta_{\text{LAB}} = 26.7^\circ$.

Aqui é necessário salientar que as barras de erro das seções de choque de fusão são devidas exclusivamente a erros estatísticos.

III.3.4 - RESULTADOS OBTIDOS PARA AS MEDIDAS DE FUSÃO

Nesta seção são apresentados os resultados referentes às medidas das seções de choque de fusão dos sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$.

Inicialmente são apresentadas as funções de excitação, nas figuras III.6 e III.7, que mostram a evolução da seção de choque total de fusão, σ_F , em função da energia de bombardeio no referencial de laboratório. As linhas cheias, em cada figura, representam os ajustes feitos utilizando o modelo macroscópico unidimensional de penetração de barreira para o cálculo do potencial nuclear de interação. Neste caso específico foi utilizado o potencial de proximidade [Bl77] para representar o potencial nuclear.

Através das figuras citadas podemos observar que, para regiões próximas e abaixo da barreira coulombiana (indicada pelas letras V_B em cada figura), este modelo subestima a σ_F . Isto ocorre porque ele descreve de forma bastante simplificada a interação entre os núcleos reagentes.

Todos os dados das funções de excitação foram obtidos num ângulo de medida bastante dianteiro ($\theta_{\text{LAB}} = 4.82^\circ$), pois é nessa região que ocorre o máximo da seção de choque diferencial de fusão, $d\sigma/d\theta$. Isto pode ser observado nas figuras III.8 e III.9, onde são mostradas oito distribuições angulares dos resíduos de evaporação, sendo três para o $^{16}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$ (em energias distintas) e uma para cada um dos demais sistemas. Cada distribuição apresenta a seção de choque diferencial de fusão, ($d\sigma/d\theta = 2\pi \sin\theta d\sigma/d\Omega$), como função do ângulo de medida no referencial de laboratório, θ_{LAB} . As linhas cheias em cada figura foram obtidas da equação abaixo:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = A \exp \left[- \left(\frac{\theta}{\theta_0} \right)^2 + a \left(\frac{\theta}{\theta_0} \right)^4 + b \left(\frac{\theta}{\theta_0} \right)^6 \right] \quad (\text{III.6})$$

sendo que esta expressão [Ra79] empírica, possui 4 parâmetros ajustáveis, a saber: A , θ_0 , a e b que foram calculados pelo código computacional FUNKYFIT [Mi86].

As energias de bombardeio (no referencial de laboratório), em que cada distribuição foi medida, estão discriminadas nas figuras III.8 e III.9, sendo que essas medidas abrangem, de forma bastante completa, o intervalo de energias compreendido por este trabalho para os

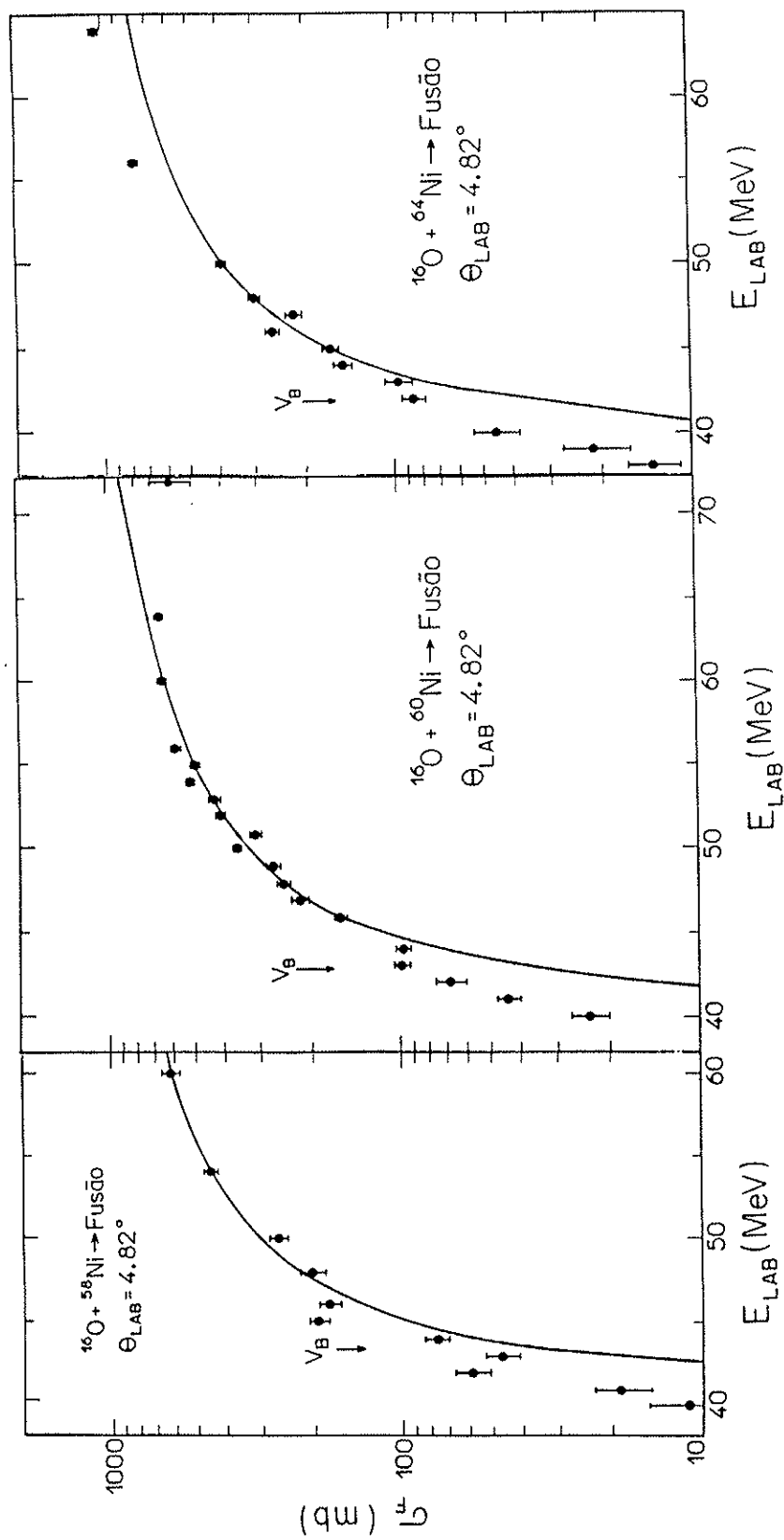


Figura III.6 - Funções de excitação para os sistemas $^{16}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$. As curvas cheias indicam os resultados obtidos através do código KATTY1 [Te85], utilizando-se o potencial nuclear de proximidade. Os valores das barreiras coulombianas, V_B , foram obtidos do mesmo código computacional.

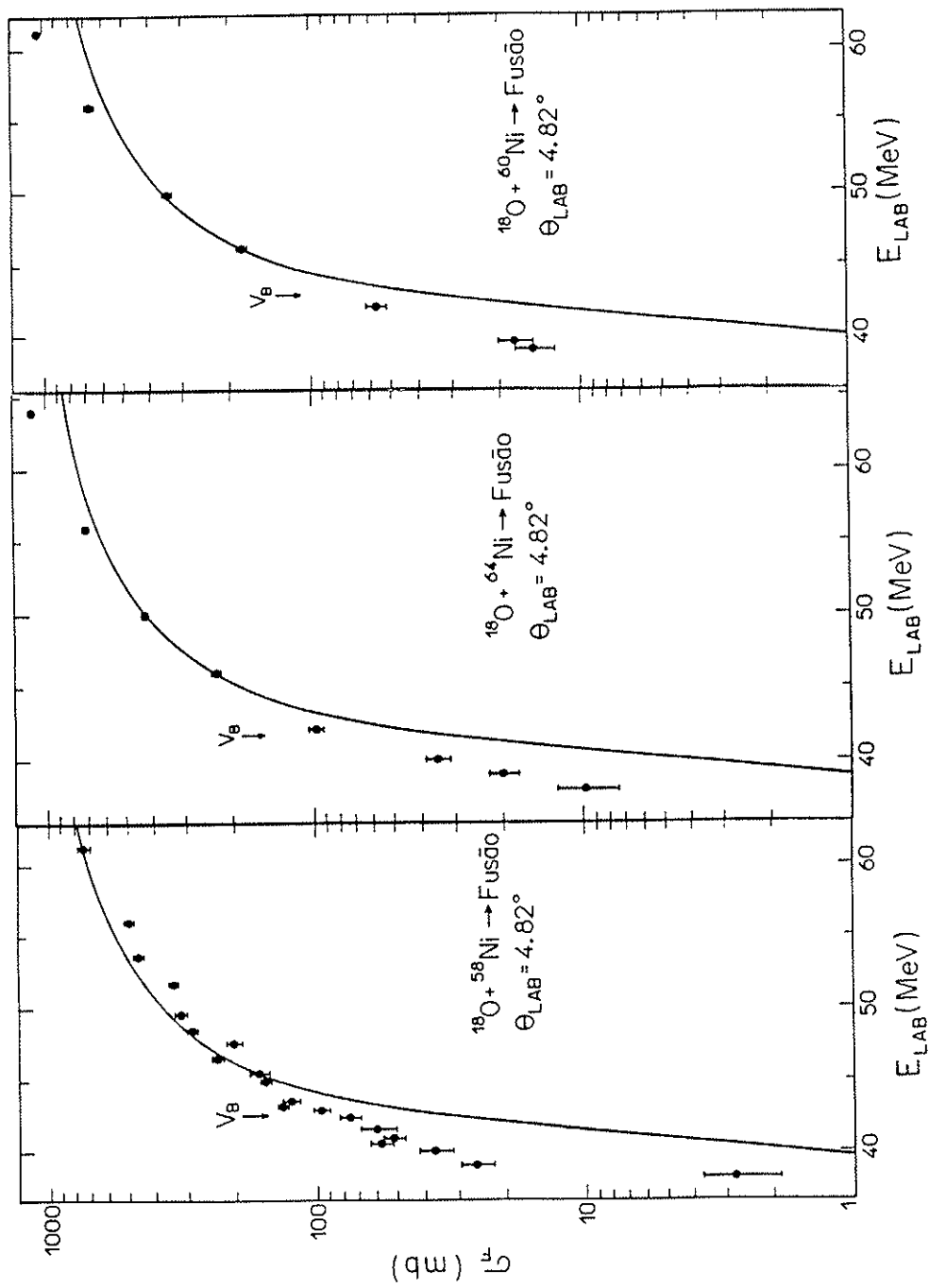


Figura III.7 - Funções de excitação para os sistemas $^{18}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$. As curvas cheias indicam os resultados obtidos através do código KATTY1 [Te85], utilizando-se o potencial nuclear de proximidade. Os valores das barreiras coulombianas, V_B , foram obtidos do mesmo código computacional.

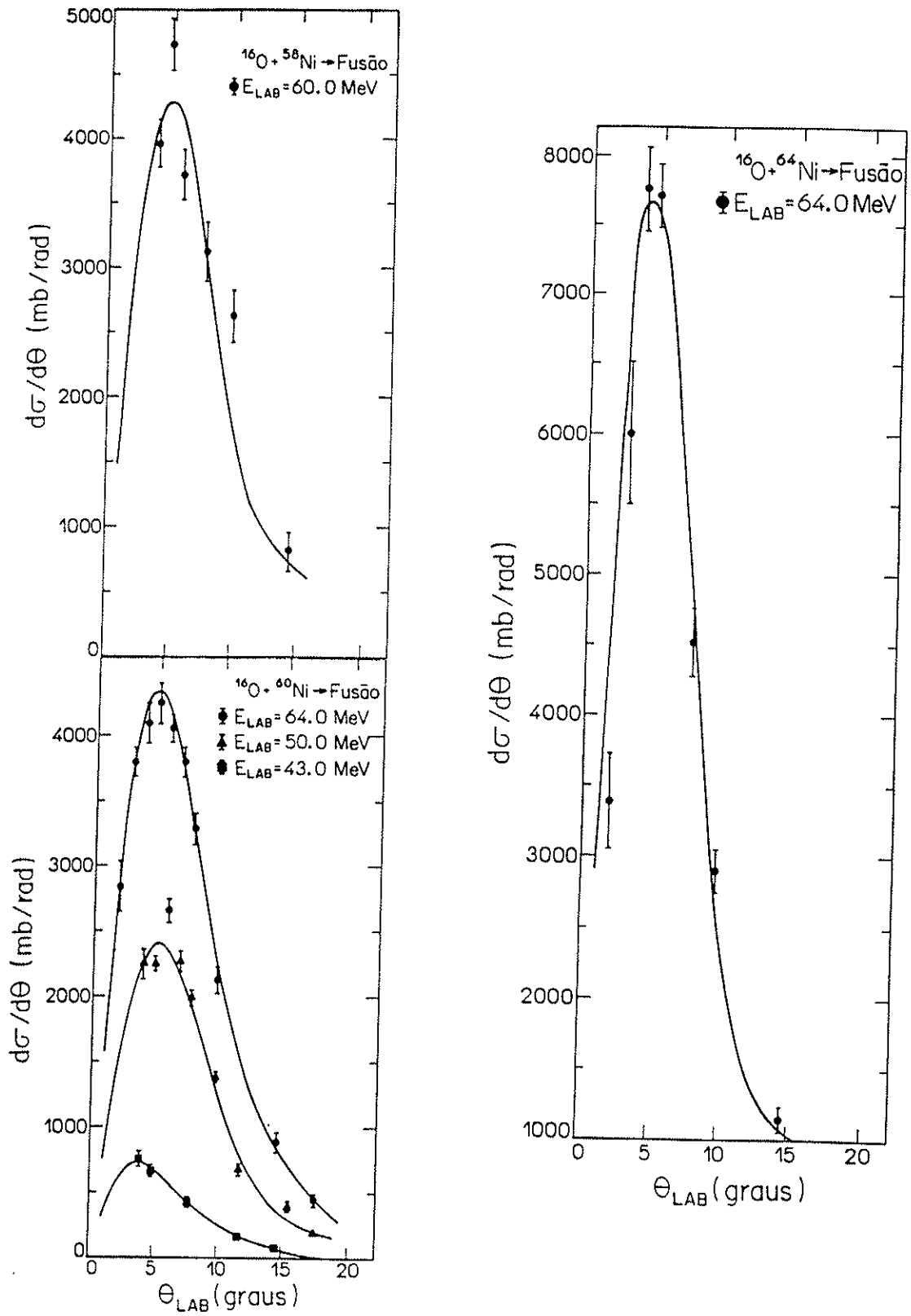


Figura III.8 - Distribuições angulares experimentais dos resíduos de evaporação dos sistemas $^{16}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$. As linhas cheias representam os ajustes obtidos utilizando a equação (III.6).

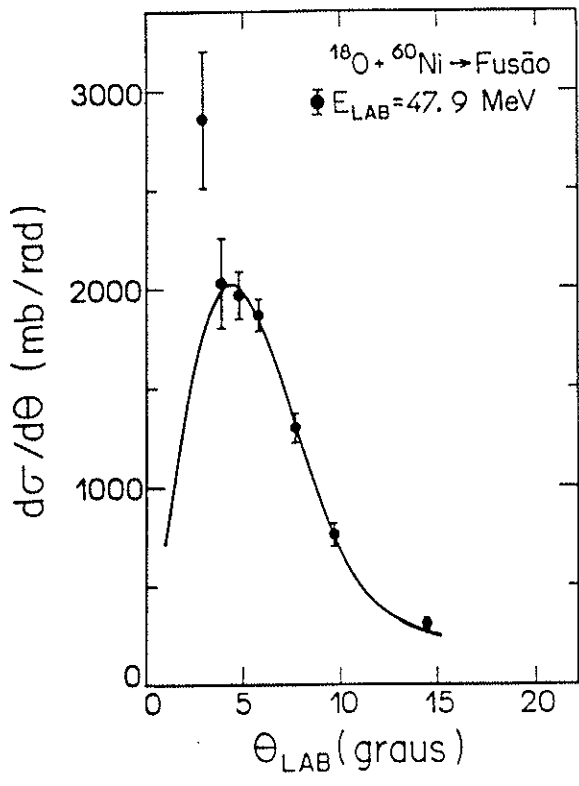
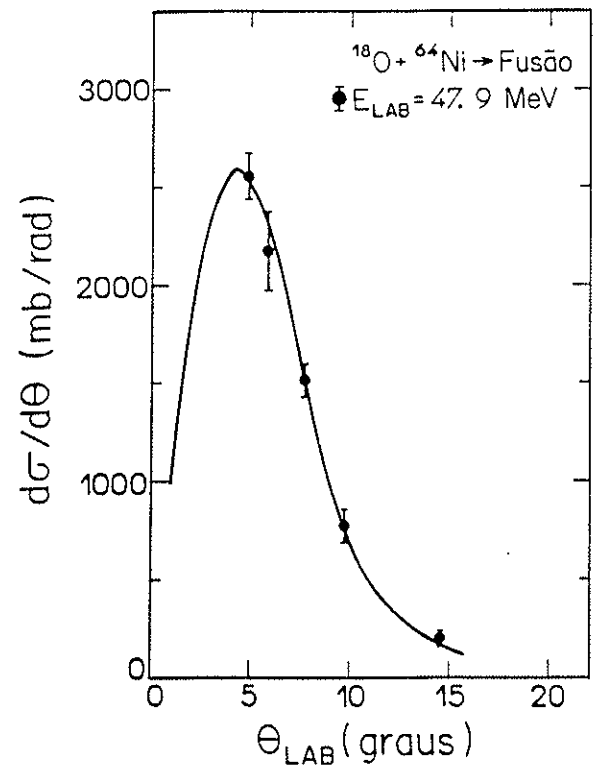
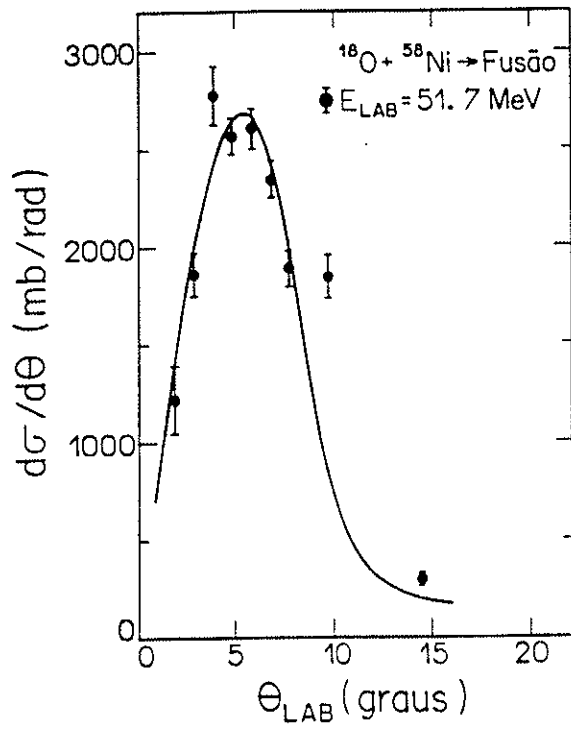


Figura III.9 - Distribuições angulares experimentais dos resíduos de evaporação dos sistemas $^{18}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$. As linhas cheias representam os ajustes obtidos utilizando a equação (III.6).

resultados de fusão nuclear. Pode-se também observar que existe apenas uma distribuição angular medida para cada sistema, com exceção do $^{16}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$ que possui três. Isso porque não há necessidade de se medir uma distribuição angular para cada medida da função de excitação. Esse fato foi observado em trabalhos anteriores a este [Ro87, Ch90, Si90], pois nas regiões angular ($2^\circ \leq \theta_{\text{LAB}} \leq 20^\circ$) e de massa ($A_{\text{NC}} \cong 80$ u.m.a.), estudadas por nosso grupo para a reação de fusão nuclear, a forma dessas distribuições varia muito pouco com relação à variação da energia de bombardeio abrangida em nossos trabalhos. Isso porque a razão entre a área total das distribuições angulares e o valor de $d\sigma(\theta)/d\theta$, no ângulo em que a função de excitação foi medida ($\theta_{\text{LAB}} = 4.82^\circ$), é uma constante dentro de uma precisão menor que a dos dados experimentais. A partir daí pode-se determinar σ_F sem a medida da distribuição angular.

A fim de mostrarmos definitivamente que a afirmação acima é verdadeira, são apresentadas na figura III.10 as quinze distribuições angulares de fusão medidas por nosso grupo até o momento. Sendo quatro para os sistemas $^{12}\text{C} + ^{63,65}\text{Cu}$, seis para $^{16}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}, ^{65}\text{Cu}$ e cinco para $^{18}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}, ^{63,65}\text{Cu}$. As incertezas de cada medida foram suprimidas, pois se tornaria muito difícil observar com clareza os resultados apresentados, uma vez que os pontos foram obtidos, em sua maioria, nos mesmos ângulos de medida. Na figura podemos ver que eles se posicionam ao redor de uma curva média, mesmo em ângulos traseiros onde a dispersão desses pontos é maior do que para ângulos dianteiros; isso porque se levarmos em consideração as barras de erro (que são pelo menos duas vezes maiores em ângulos traseiros que em ângulos dianteiros) poderemos dizer que a referida dispersão não é muito maior que aquela encontrada em ângulos dianteiros. Através dessa figura fica evidente que a forma de todas as distribuições angulares muda muito pouco com relação à variação de energia e de massa do sistema, mostrando que não se faz necessário medir uma distribuição angular para cada ponto da função de excitação. Assim podemos assumir que a forma daquelas distribuições que não foram medidas, quase não muda com a variação da energia. Ainda é importante ressaltar que a apresentação de todas as distribuições angulares ao redor de uma mesma curva média, indica que elas foram normalizadas com relação à do sistema $^{16}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$, na energia de $E_{\text{LAB}} = 64.0$ MeV e a curva citada foi obtida utilizando-se a expressão (III.6).

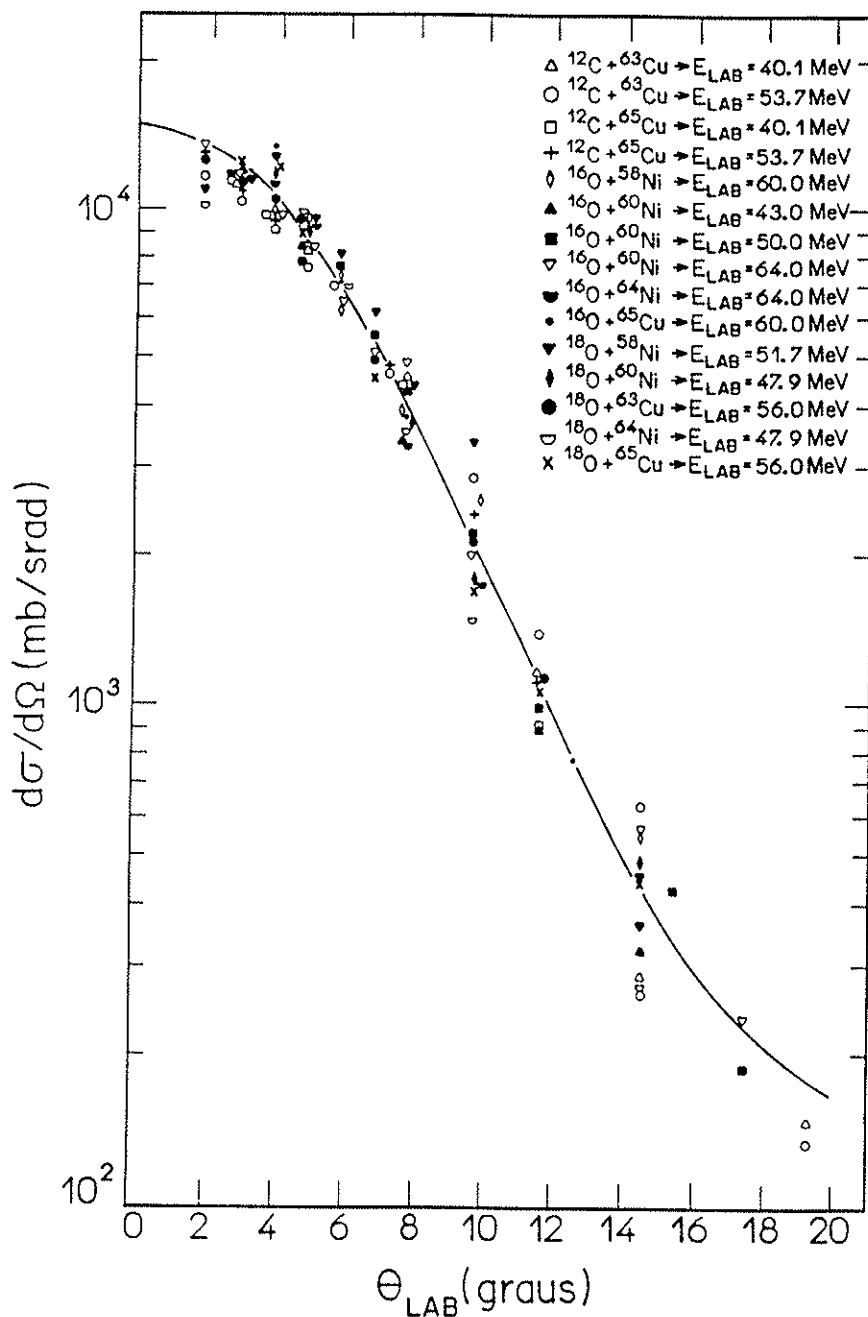


Figura III.10 - União de todas as distribuições angulares dos resíduos de evaporação medidas por nosso grupo. Os sistemas de reação e as energias de bombardeio estão discriminados na figura. Todas as distribuições foram normalizadas com relação à de energia de 64 MeV para o sistema $^{16}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$ e as barras de erro foram aqui suprimidas a fim de se observar mais claramente a posição de cada ponto em cada um dos ângulos de medida. A curva cheia é o melhor ajuste para todas as distribuições, usando a expressão (III.6).

III.4 - MEDIDAS DE ESPALHAMENTO ELÁSTICO

Passaremos a descrever o processo para a obtenção das distribuições angulares de espalhamento elástico medidas neste trabalho. Dessa forma, descreveremos primeiramente o aparato experimental, depois a aquisição dos dados de espalhamento elástico, o tratamento deles, os cálculos necessários para a obtenção da seção de choque experimental para este processo de interação e por último apresentaremos as referidas distribuições angulares.

III.4.1 - APARATO EXPERIMENTAL

As medidas de espalhamento elástico foram obtidas na câmara de espalhamento localizada a 30° na área experimental B do laboratório Pelletron.

III.4.1.1 - Câmara de Espalhamento

Na canalização 30B está localizada a câmara de espalhamento (mostrada na figura III.11), que possui uma forma cilíndrica com 1 m de diâmetro e 30 cm de altura.

A definição da direção e da forma do feixe é feita por meio de dois conjuntos de colimadores (indicados na figura III.11 pelo número 1), que estão localizados no tubo de acoplamento entre o acelerador e a referida câmara.

No centro da mesma localiza-se a torre de alvos, com um sistema contendo quatro porta-alvos (2), que permite a troca dos alvos sem que haja alteração na pressão interna. Na parte superior dessa torre encontra-se uma escala graduada (3), que tem a função de permitir a leitura do ângulo em que o alvo fica posicionado com relação à direção do feixe.

O sistema de detecção consta de: nove suportes de colimadores (4), nove detectores de barreira de superfície e seus respectivos suportes (5) e uma base suporte (6), que sustenta o sistema de detecção. Pode-se observar este conjunto em detalhes na figura III.12. Ele é montado sobre um prato giratório (7), que pode ser girado por um mecanismo de controle externo à câmara. Este prato está graduado (8) de forma a permitir a medida do ângulo fixado. A leitura angular é efetuada por uma luneta instalada na parte superior externa da câmara (9), sendo que a precisão de leitura da posição angular do prato giratório é de 1'.

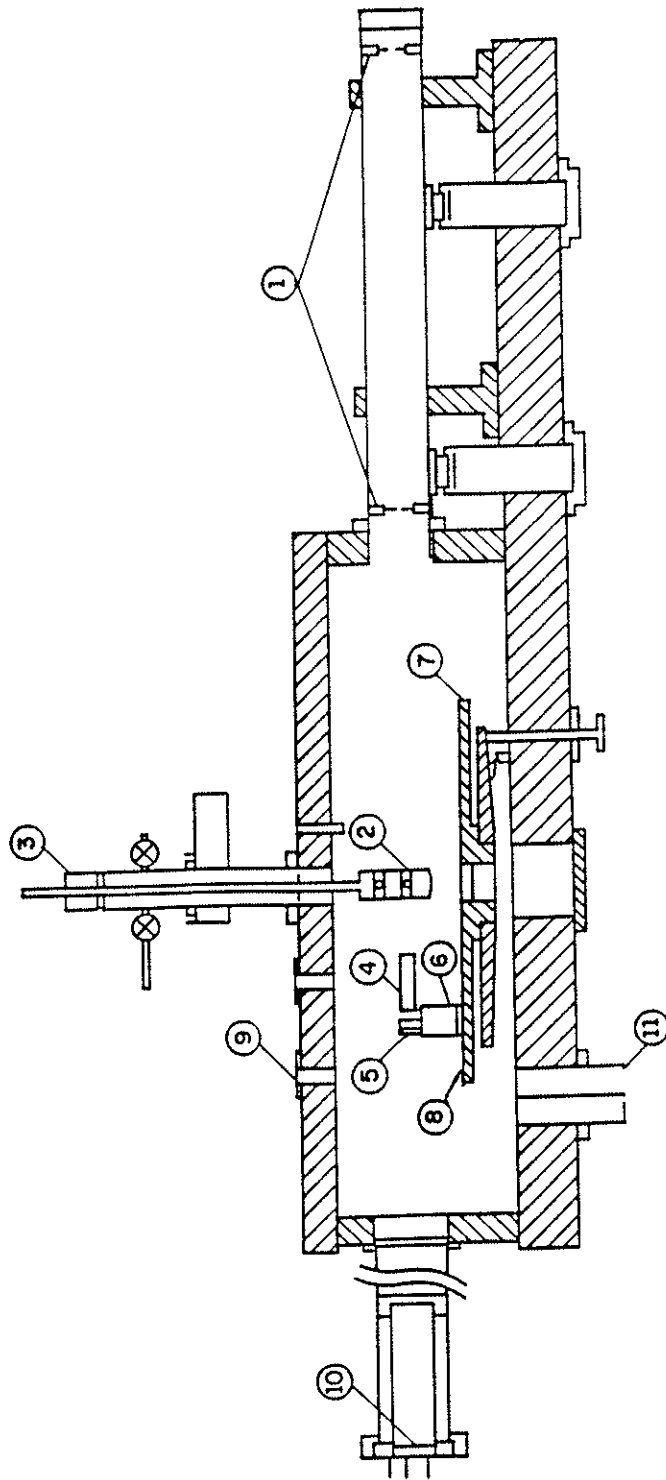


Figura III.11 - Corte longitudinal da câmara de espalhamento. Na figura os números designam: 1) fendas para definição do feixe; 2) torre de alvos e porta-alvos; 3) escala graduada para a leitura do ângulo definido pela direção do feixe; 4) suporte dos colimadores; 5) detectores de superfície e seus respectivos suportes; 6) suporte do sistema de detecção; 7) prato giratório; 8) escala graduada para a leitura do ângulo de observação; 9) entrada para a luneta; 10) copo de Faraday e 11) saída para o sistema de vácuo.

No lado diametral oposto ao tubo de entrada do feixe na câmara, existe um copo de Faraday (10), que coleta o feixe e fornece sua carga integrada durante a experiência, uma vez que esse copo está ligado a um integrador de corrente.

Deve-se ainda salientar que durante as medidas, a pressão no interior da câmara foi mantida em 10^{-6} Torr, pressão esta obtida utilizando-se uma bomba do tipo turbo-molecular e uma tipo criogênica, que estão ligadas à câmara através de uma canalização (11) por onde o ar é extraído.

III.4.1.2 - Sistema de Detecção

Para a obtenção das medidas de espalhamento elástico, foram utilizados até dez detectores de barreira de superfície.

Nove deles foram acoplados a um sistema [Ro91] composto por uma base suporte (na figura III.12 está indicada pelo número 1) que comporta, além desses detectores e seus suportes (2), mais nove suportes de colimadores, sendo que em cada um deles existem três colimadores: um na parte dianteira (3), um na parte traseira (3) e outro na parte central (4). A figura III.12 apresenta uma vista lateral desse sistema de detecção.

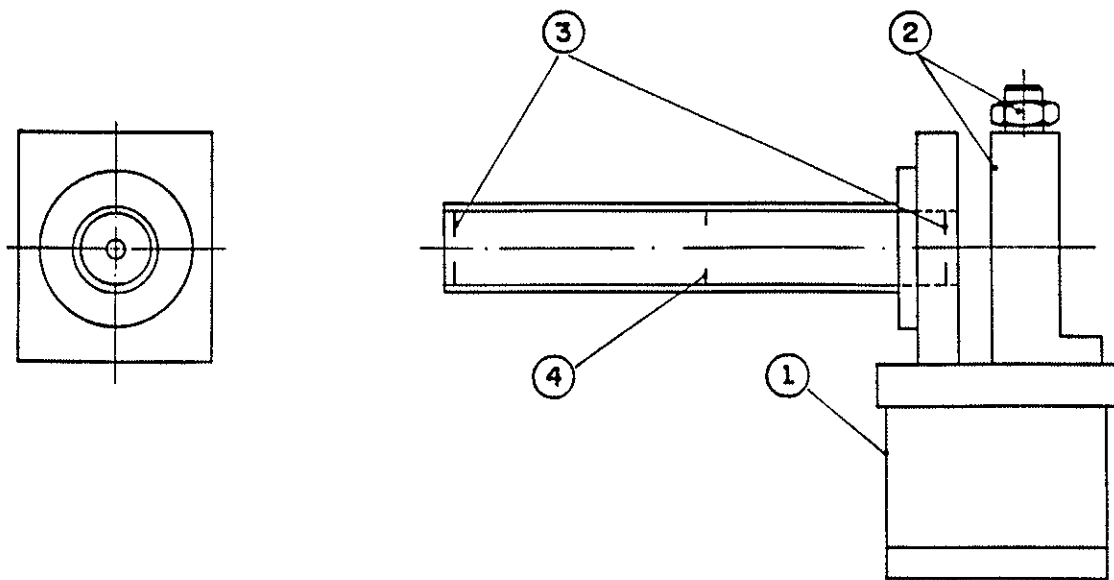


Figura III.12 - Vista frontal e corte longitudinal do sistema de detecção, onde os números indicam: 1) base suporte do sistema de detecção; 2) detectores de barreira de superfície e seus suportes; 3) colimadores de definição de ângulo sólido 4) colimadores de anti-espalhamento.

Devido ao posicionamento dos detectores, o espaçamento angular entre cada um deles é de 5° . Portanto o sistema de detecção abrange um intervalo angular de 40° em cada medida. Isto facilita a tomada de dados, uma vez que o número de medidas necessárias para a obtenção de uma distribuição angular torna-se pequeno. Ainda sobre os detectores devemos ressaltar que suas espessuras variam entre 50 e 500 μm .

Existe ainda um décimo detector, que foi utilizado para uma eventual monitoração dos dados obtidos e para uma verificação de possíveis problemas com o alvo como a quebra do mesmo. Ele foi colocado em uma torre (muito parecida com o sistema de detecção), fixa à parede da câmara de espalhamento a aproximadamente 40° da direção de incidência do feixe.

III.4.2 - AQUISIÇÃO DOS DADOS EXPERIMENTAIS DE ESPALHAMENTO ELÁSTICO

III.4.2.1 - Eletrônica de Aquisição

Associada ao sistema de detecção está a eletrônica de aquisição de dados, que fornece um tratamento apropriado às informações transmitidas pelos detectores, a fim de torná-las adequadas ao processo de digitalização. Assim pode-se garantir o armazenamento coerente dessas informações.

O sistema geral da eletrônica de aquisição e o sistema de armazenamento dos dados são mostrados na figura III.13.

Os pulsos produzidos pelos detectores são armazenados na memória do computador VAX-11/780, para que possam ser posteriormente analisados.

Como explanado na seção III.3.2.1, para a utilização do sistema CAMAC é necessário trabalhar com uma eletrônica de coincidência simples. Assim sendo, deve-se produzir uma coincidência do pulso de energia com ele próprio. Para isto extraímos de um mesmo amplificador um sinal, que será atrasado por um analisador tipo monocanal (TSCA) e outro sinal sem atraso, sendo que os dois devem chegar ao CAMAC simultaneamente, confirmando a ocorrência de um único evento. Como mencionado anteriormente, estes pulsos são armazenados na memória do computador VAX.

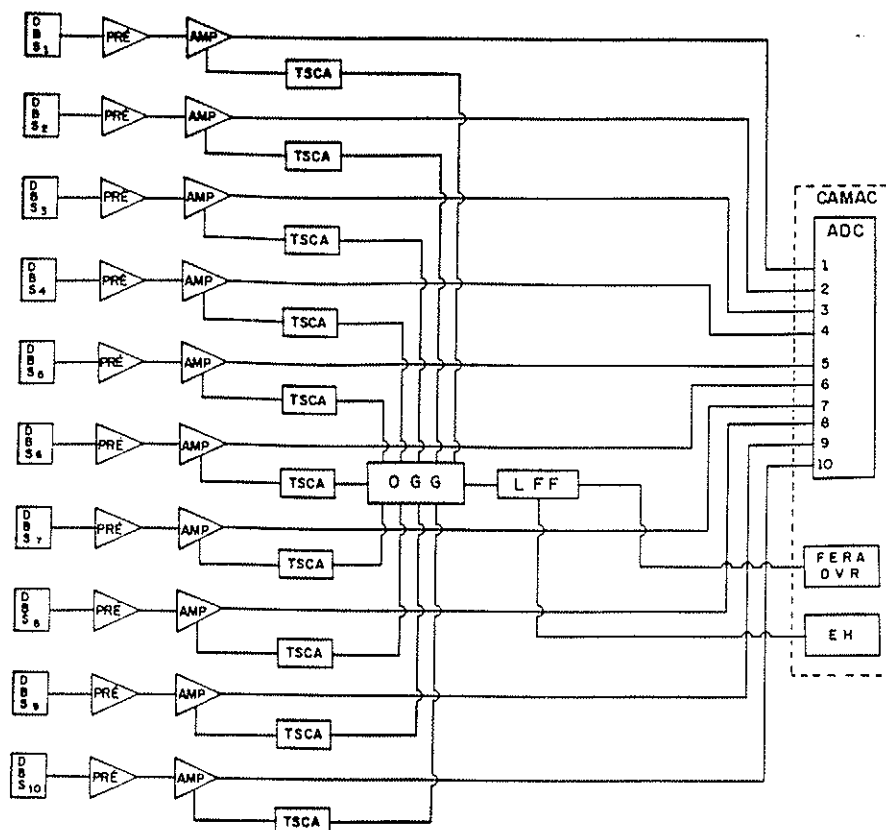


Figura III.13 - Esquema da eletrônica utilizada na aquisição de dados de espalhamento elástico. Os nomes abreviados em cada módulo eletrônico significam: DBS = Detector de Barreira de Superfície; PRÉ = Pré Amplificador; AMP = Amplificador; TSCA = Timing Single Channel Analyzer; OGG = Octal Gate Generator; LFF = Logic Fan in/Fan out; ADC = Analogic to Digital Converter; FERA DVR = Fera Driver; EH = Event Handler; CAMAC = Computer Automated Measurement and Control.

III.4.2.2 - Aquisição dos Dados

Os espectros adquiridos, em cada tomada de dados, possuem um tamanho de 4096 canais e neste caso o modo de aquisição é chamado de "modo multicanal".

Durante a aquisição dos dados de espalhamento elástico (assim como os de fusão nuclear) os espectros obtidos são exibidos num terminal gráfico num processo em linha, nos possibilitando observar a existência de eventuais problemas relacionados à eletrônica de aquisição ou à experiência que esteja sendo realizada. Como já explicado, o programa de aquisição permite que sejam efetuadas várias operações, agilizando a redução de dados.

A figura III.14 mostra um espectro típico obtido, onde a abscissa fornece um número proporcional à energia da partícula detectada, sendo que a unidade utilizada é canais; já a ordenada apresenta o número de eventos referentes a cada interação ocorrida entre projétil e alvo.

Ainda sobre a figura III.14 podemos dizer que o pico correspondente à interação entre ^{18}O e ^{60}Ni é maior porque existe uma quantidade muito maior de núcleos de ^{60}Ni do que de ^{197}Au , uma vez que uma camada bastante fina deste elemento foi depositada sobre o alvo. Esse segundo pico é utilizado na normalização dos dados, pois é através dele que obtemos Y_{Au} (o número de contagens referentes ao espalhamento elástico do ^{18}O sofrido no ^{197}Au), que será descrito na seção III.4.4.

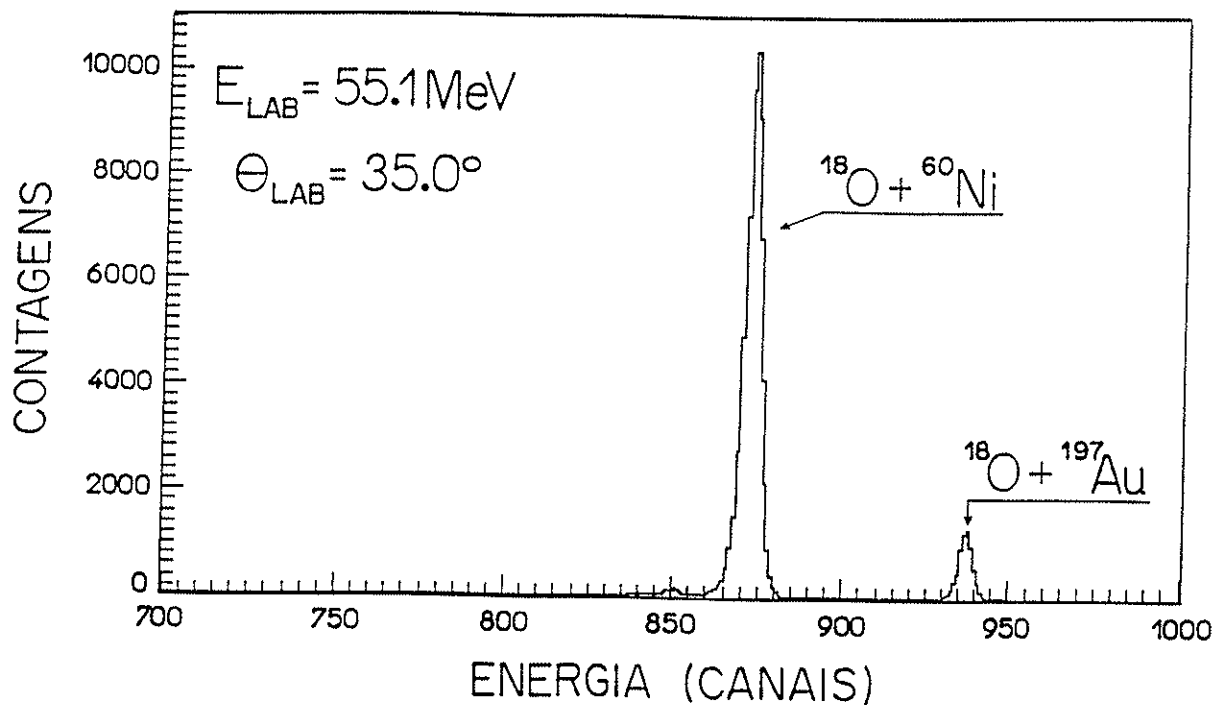


Figura III.14 - Espectro de energia para o sistema $^{18}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$, medido em $E_{\text{LAB}} = 55.1 \text{ MeV}$ e $\theta_{\text{LAB}} = 35.0^\circ$. O pico maior corresponde ao espalhamento elástico das partículas de ^{18}O em ^{60}Ni e o menor ao espalhamento de ^{18}O em ^{197}Au .

III.4.2.3 - Medidas de Espalhamento Elástico Realizadas

Neste trabalho realizamos medidas de espalhamento elástico apenas para os sistemas $^{18}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$. Os dados referentes aos sistemas $^{16}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$, além de algumas energias dos três primeiros sistemas citados, foram retirados da literatura e serão apresentados no capítulo IV. Assim descreveremos aqui somente as medidas obtidas por nós.

A tabela III.3 apresenta um resumo discriminado de todas as medidas por nós realizadas para as distribuições angulares dos sistemas $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$, $^{18}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$ e $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Ni}$.

Ainda sobre esta tabela devemos ressaltar que a segunda, a quarta e a sexta colunas se referem a variação em ângulo de cada distribuição angular. Sendo que, para ângulos dianteiros ($17.0^\circ \leq \theta_{\text{LAB}} \leq 80.0^\circ$) fizemos medidas com uma variação de 2.5 graus; para ângulos intermediários ($85.0^\circ \leq \theta_{\text{LAB}} \leq 120.0^\circ$) e traseiros ($125.0^\circ \leq \theta_{\text{LAB}} \leq 175.0^\circ$) a variação foi de 5 graus.

Tabela III.3 - *Resumo das medidas de distribuição angular realizadas para os sistemas $^{18}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$. Os valores de $V_{\text{B,LAB}}$ se referem à barreira coulombiana no referencial de laboratório, calculada através da expressão (III.2), E_{LAB} indica a energia (também no referencial de laboratório) em que cada distribuição foi medida e θ_{LAB} é o ângulo de medida no mesmo referencial.*

$^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ $V_{\text{B,LAB}} \cong 43.73 \text{ MeV}$		$^{18}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$ $V_{\text{B,LAB}} \cong 43.17 \text{ MeV}$		$^{18}\text{O} + ^{64}\text{Ni}$ $V_{\text{B,LAB}} \cong 42.15 \text{ MeV}$	
E_{LAB} (MeV)	θ_{LAB} (graus)	E_{LAB} (MeV)	θ_{LAB} (graus)	E_{LAB} (MeV)	θ_{LAB} (graus)
35.1	130.0 a 170.0	—	—	—	—
37.1	85.0 a 170.0	—	—	—	—
38.1	85.0 a 170.0	38.1	85.0 a 155.0	—	—
—	—	39.1	45.0 a 165.0	39.1	45.0 a 165.0
40.1	85.0 a 170.0	40.1	37.5 a 155.0	40.1	37.5 a 155.0
41.5	40.0 a 170.0	—	—	—	—
42.5	37.5 a 170.0	42.5	37.5 a 165.0	42.5	37.5 a 165.0
46.1	37.5 a 170.0	46.1	37.5 a 160.0	46.1	40.0 a 135.0
—	—	50.1	20.0 a 90.0	—	—
55.1	17.5 a 65.0	55.1	17.5 a 70.0	55.1	17.5 a 70.0

III.4.3 - REDUÇÃO DOS DADOS EXPERIMENTAIS DE ESPALHAMENTO ELÁSTICO

A análise dos espectros do tipo multicanal, obtidos das medidas de espalhamento elástico, foi feita utilizando-se o pacote computacional VAXPAK. Esse pacote nos permite, entre outras coisas, obter o número de contagens de cada pico (que será representado pela letra Y), integrando uma região pré-selecionada do espectro; nessa operação ele fornece a largura (canais inicial e final), a posição (centróide) e o valor da largura a meia altura do pico, em canais. A figura III.14 mostra um espectro típico.

Nessa figura podemos observar dois picos principais; o maior (à esquerda) corresponde ao espalhamento do ^{18}O sofrido pelo ^{60}Ni , enquanto o menor (à direita) ao espalhamento do ^{18}O pelo ^{197}Au . Para obter o valor das energias desses picos, calculamos a cinemática para o espalhamento elástico, através do programa KINEQ [Mi86]. Esse cálculo permite-nos obter a constante de calibração em energia, que de modo geral, é de aproximadamente 60 KeV por canal. Aqui também é bom ressaltar que para ângulos mais dianteiros e mais traseiros tivemos uma resolução média em energia de aproximadamente 420 KeV, uma vez que a largura dos picos de espalhamento elástico do ^{18}O nos isótopos de níquel variou em torno de sete canais. Já para ângulos em torno de 90° essa resolução foi de aproximadamente 960 KeV; isso porque para esses ângulos o alargamento cinemático dos picos é maior do que para os demais.

Observando a figura III.14 em detalhe, percebemos a existência de uma pequena concentração de contagens à esquerda do pico correspondente à interação entre ^{18}O e ^{60}Ni . Essa concentração corresponde aos processos que envolvem a excitação do alvo ou do projétil, que passam do estado fundamental para os primeiros estados excitados. Assim se ampliarmos a figura III.14, obteremos a III.15, onde podemos observar que a concentração mencionada equivale a três pequenos picos, sendo que as linhas menores (posicionadas sobre o centróide de cada pico) indicam as possíveis posições para os três primeiros estados excitados do ^{60}Ni .

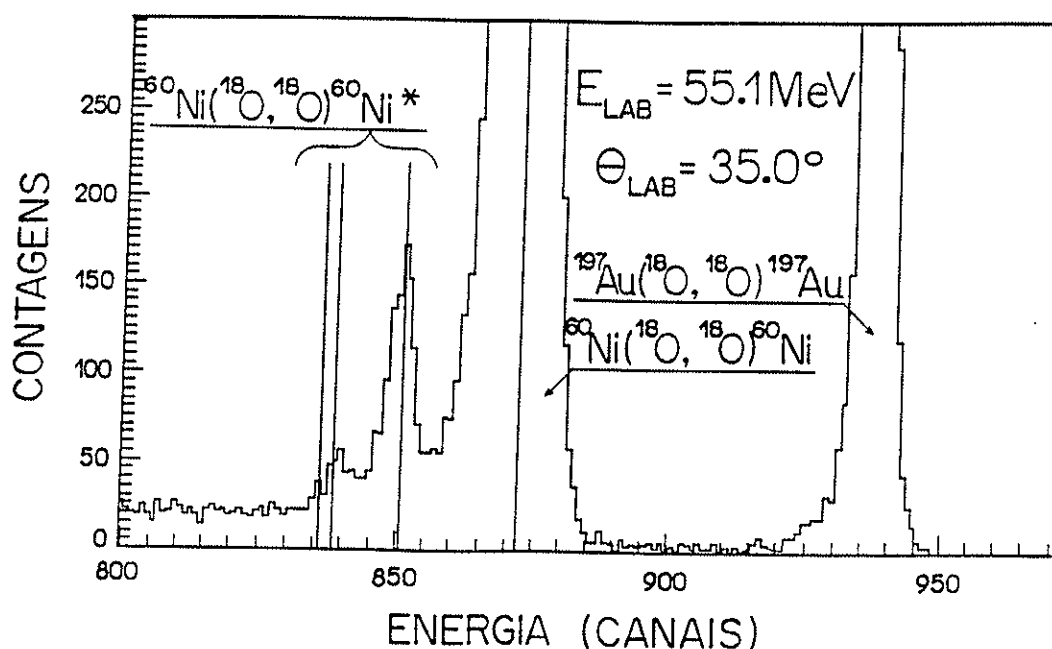


Figura III.15 - Espectro de energia ampliado. As linhas menores correspondem aos primeiros estados excitados do ^{60}Ni . A linha maior indica a posição do centróide do pico principal ($^{18}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$).

A tabela III.4 fornece a energia dos primeiros estados excitados dos núcleos utilizados neste trabalho para o processo de espalhamento elástico.

Tabela III.4 - Valores referentes às energias (em MeV) das primeiras transições inelásticas dos núcleos abaixo tabelados. Os dados foram obtidos de: ^{18}O - Nuclear Data Table A1 (1965), 1-4; ^{58}Ni - Nuclear Data Sheets B3 (1970), 3-4; ^{60}Ni - Nuclear Data Sheets B2 (1968), 5; ^{64}Ni - Nuclear Data Sheets 28 (1979), 1-2.

núcleos estados	$E^*(^{18}\text{O})$ (MeV)	$E^*(^{58}\text{Ni})$ (MeV)	$E^*(^{60}\text{Ni})$ (MeV)	$E^*(^{64}\text{Ni})$ (MeV)
1 ^o	1.98	1.45	1.33	1.34
2 ^o	—	2.45	2.16	2.28
3 ^o	—	2.77	2.28	2.61

Como a energia correspondente ao primeiro estado excitado dos isótopos pares do níquel é razoavelmente grande e como a resolução em energia obtida para este experimento, é bastante boa podemos dizer que o pico elástico está bem separado dos inelásticos o que, neste tipo de análise, é muito importante pois, como veremos na seção III.4.4, o cálculo da seção de choque experimental de espalhamento elástico necessita da integral do pico correspondente ao processo de espalhamento elástico, que é o número de eventos de espalhamento elástico, Y_x (onde x é o elemento desejado). Se não for possível separar o pico elástico dos inelásticos, essa integral será afetada por um erro sistemático que, evidentemente, deve ser evitado.

Aqui devemos salientar que várias técnicas experimentais foram desenvolvidas por nosso grupo [Ch90, Ro91], a fim de evitar dados que apresentassem problemas como grande alargamento cinemático nos espectros de espalhamento elástico. Assim obtivemos espectros com melhor resolução e conseqüentemente não tivemos problemas com dados de qualidade ruim.

Vamos portanto, passar para a descrição do cálculo da seção de choque de experimental de espalhamento elástico.

III.4.4 - CÁLCULO DA SEÇÃO DE CHOQUE EXPERIMENTAL DE ESPALHAMENTO ELÁSTICO

A fim de determinarmos a expressão para a seção de choque diferencial de espalhamento elástico, devemos determinar o número de eventos referentes a esse canal. Ele é obtido através da análise de um espectro de energia, que é relativo a uma certa energia em um ângulo de laboratório fixo.

Essa quantidade é definida como:

$$Y_x = \sigma_x N_x Y_I \Delta\Omega J_x \quad (\text{III.7})$$

sendo:

Y_x → número de eventos do pico elástico;

σ_x → seção de choque diferencial de espalhamento elástico no referencial de centro de massa;

N_x → número de centros espalhadores por unidade de área do alvo;

Y_I → número de partículas incidentes;

$\Delta\Omega$ → ângulo sólido subtendido entre o detector e o alvo e

J_x → fator de conversão do sistema de centro de massa para o de laboratório.

O índice x se refere aos elementos do alvo considerado, em nosso caso ^{58}Ni , ^{60}Ni , ^{64}Ni ou ^{197}Au ; quanto a este último elemento devemos ressaltar que os alvos de níquel utilizados possuem uma pequena quantidade de ouro, cuja finalidade é normalizar os dados obtidos. Aqui não existirá distinção entre os alvos de níquel; por exemplo, Y_{Ni} se referirá ao número de contagens do pico elástico para os núcleos ^{58}Ni , ^{60}Ni ou ^{64}Ni .

O fator de conversão é dado por:

$$J_x = \frac{(A_x + A_y)^2}{A_x A_y \left[\left(\frac{A_x}{A_y} \right)^2 + \sin^2 \theta_{\text{LAB}} \right]^{1/2}} \left[1 - \frac{2A_x A_y}{(A_x + A_y)^2} (1 - \cos \theta_{\text{CM}}) \right]$$

onde A_x e A_y se referem às massas atômicas do alvo e do projétil, respectivamente; θ_{LAB} é o ângulo de detecção no referencial do laboratório, enquanto θ_{cm} é o mesmo ângulo no referencial de centro de massa. Este fator leva em conta o fato do fluxo de partículas, num determinado ângulo sólido, ser o mesmo, independentemente do sistema de referência e da energia do projétil.

Na expressão (III.7), vamos substituir x por Ni (referindo-se à ^{58}Ni , ^{60}Ni ou ^{64}Ni) e por Au (que se refere à ^{197}Au). Dessa forma temos:

$$Y_{Ni} = \sigma_{Ni} N_{Ni} Y_I \Delta\Omega J_{Ni} \quad (III.8)$$

$$Y_{Au} = \sigma_{Au} N_{Au} Y_I \Delta\Omega J_{Au} \quad (III.9)$$

Dividindo-se (III.8) por (III.9), obtemos:

$$\frac{Y_{Ni}}{Y_{Au}} = \frac{\sigma_{Ni}}{\sigma_{Au}} \frac{N_{Ni}}{N_{Au}} \frac{J_{Ni}}{J_{Au}} \quad (III.10)$$

Da expressão acima podemos extrair a referida seção de choque diferencial de espalhamento elástico para o níquel, que é dada por:

$$\sigma_{Ni} = \frac{Y_{Ni}}{Y_{Au}} \frac{N_{Au}}{N_{Ni}} \frac{J_{Au}}{J_{Ni}} \sigma_{Au} \quad (III.11)$$

Podemos substituir a seção de choque de espalhamento elástico do ouro, σ_{Au} , pela seção de choque de Rutherford para o ouro. Uma vez que neste trabalho todas as medidas realizadas foram feitas em energias bastante inferiores à barreira coulombiana dos sistemas $^{16,18}O + ^{197}Au$, que é aproximadamente 85 MeV. Podemos escrever:

$$\sigma_{Ni} = \frac{Y_{Ni}}{Y_{Au}} \frac{N_{Au}}{N_{Ni}} \frac{J_{Au}}{J_{Ni}} \sigma_{AuRut} \quad (III.12)$$

Dividindo a expressão acima pela seção de choque de Rutherford do níquel, chegamos à:

$$\frac{\sigma_{Ni}}{\sigma_{NiRut}} = \frac{Y_{Ni}}{Y_{Au}} \frac{N_{Au}}{N_{Ni}} \frac{J_{Au}}{J_{Ni}} \frac{\sigma_{AuRut}}{\sigma_{NiRut}} \quad (III.13)$$

onde a seção de choque de Rutherford é dada por:

$$\sigma_{xRut} = \left(\frac{Z_x Z_y e^2}{4E_{cm}} \right)^2 \frac{1}{\text{sen}^4\left(\frac{\theta_{cm}}{2}\right)} \quad (III.14)$$

sendo:

Z_x → número atômico do alvo (^{58}Ni , ^{60}Ni , ^{64}Ni ou ^{197}Au);

Z_y → número atômico do projétil (^{16}O ou ^{18}O);

e^2 → carga eletrônica quadrática ($e^2 = 1.44 \text{ MeV fm}$);

E_{cm} → energia no referencial de centro de massa e

θ_{cm} → ângulo de espalhamento, também no referencial de centro de massa.

Substituindo (III.14) em (III.13) obtemos:

$$\frac{\sigma_{Ni}}{\sigma_{Ni_{Rut}}} = \frac{Y_{Ni}}{Y_{Au}} K R(\theta) \quad (III.15)$$

onde K é uma constante que depende da relação entre as espessuras do ouro e do níquel no alvo e R(θ) é o fator dependente do ângulo e do sistema analisado, no referencial de laboratório.

Estas duas quantidades são expressas como:

$$K = \frac{Z_{Au}}{Z_{Ni}} \frac{E_{cm_{Ni}}}{E_{cm_{Au}}} \frac{N_{Au}}{N_{Ni}} \quad e \quad R(\theta) = \frac{J_{Au}}{J_{Ni}} \frac{\text{sen}^4\left(\frac{\theta_{cm_{Ni}}}{2}\right)}{\text{sen}^4\left(\frac{\theta_{cm_{Au}}}{2}\right)}$$

Para os alvos utilizados foram realizadas medidas em ângulos dianteiros em baixa energia, assim sendo podemos considerar $\sigma_{Ni}/\sigma_{Ni_{Rut}} = 1$ na expressão (III.15). Dessa forma foi possível obter o valor da constante K para cada alvo.

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

$$\frac{\Delta\sigma_{Ni}}{\sigma_{Ni_{Rut}}} = \frac{\sigma_{Ni}}{\sigma_{Ni_{Rut}}} \sqrt{\left(\frac{\Delta Y_{Ni}}{Y_{Ni}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta Y_{Au}}{Y_{Au}}\right)^2 + \eta^2}$$

onde:

ΔY_{Ni} → incerteza estatística na contagem do pico de espalhamento das partículas do feixe no níquel = $\sqrt{Y_{Ni}}$;

ΔY_{Au} → incerteza estatística na contagem do pico de espalhamento das partículas do feixe no ouro = $\sqrt{Y_{Au}}$ e

η → incerteza devido à variação da espessura do ouro em relação ao níquel (homogeneidade do alvo).

Os cálculos apresentados até aqui se referem a normalização dos dados utilizando-se um elemento bem mais pesado que o níquel, no caso ^{197}Au . Como podemos observar através da equação (III.15), não existe dependência entre o ângulo sólido do detector e do monitor, esta expressão também independe do número de partículas incidentes. Portanto não há necessidade em se preocupar com possíveis erros sistemáticos. Mas ela depende das espessuras do níquel e do ouro no alvo.

III.4.5 - RESULTADOS OBTIDOS PARA AS MEDIDAS DE ESPALHAMENTO ELÁSTICO

Todos os dados de espalhamento elástico, medidos por nós, são apresentados nesta seção. Assim sendo, passaremos a mostrar as distribuições angulares de espalhamento elástico, obtidas para os sistemas $^{18}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$, onde cada figura apresenta a razão entre a seção de choque diferencial de espalhamento elástico e de Rutherford em função do ângulo de medida no referencial de centro de massa.

As figuras III.16 a III.26 apresentam as distribuições angulares, onde podemos observar que aquelas medidas em energias mais baixas ($35.1 \text{ MeV} \leq E_{\text{LAB}} \leq 38.1 \text{ MeV}$) abrangem um intervalo angular que corresponde a ângulos mais traseiros ($100^\circ < \theta_{\text{cm}} \leq 180^\circ$). Isso ocorre porque para ângulos maiores a seção de choque de espalhamento elástico não é puramente Rutherford, mostrando a existência de outros canais de reação abertos nessas energias. A primeira vista, a distribuição angular do sistema $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ em $E_{\text{LAB}} = 35.1 \text{ MeV}$ (figura III.16a) parece não indicar este comportamento, mas se transformarmos a escala logarítmica da seção de choque em linear passaremos a observar a figura III.16b, onde podemos perceber que a seção de choque também não é Rutherford; fato bastante interessante, uma vez que esta medida foi realizada para uma energia aproximadamente 7 MeV abaixo da barreira coulombiana. Este comportamento tem sido estudado por nosso grupo [Ch96] para os sistemas $^{16}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$ e parece ser devido ao acoplamento de canais de espalhamento inelástico.

Aqui é bom salientar que esta variação dos pontos, com relação ao valor unitário de σ/σ_R é pequena mas significativa para esta região de energia. Já para energias bem próximas à barreira e acima dela observamos que a razão σ/σ_R começa a se distanciar do valor 1 em ângulos mais dianteiros e intermediários ($20^\circ \leq \theta_{\text{cm}} \leq 100^\circ$), mostrando que a contribuição de outros canais de reação torna-se mais significativa nesse intervalo angular.

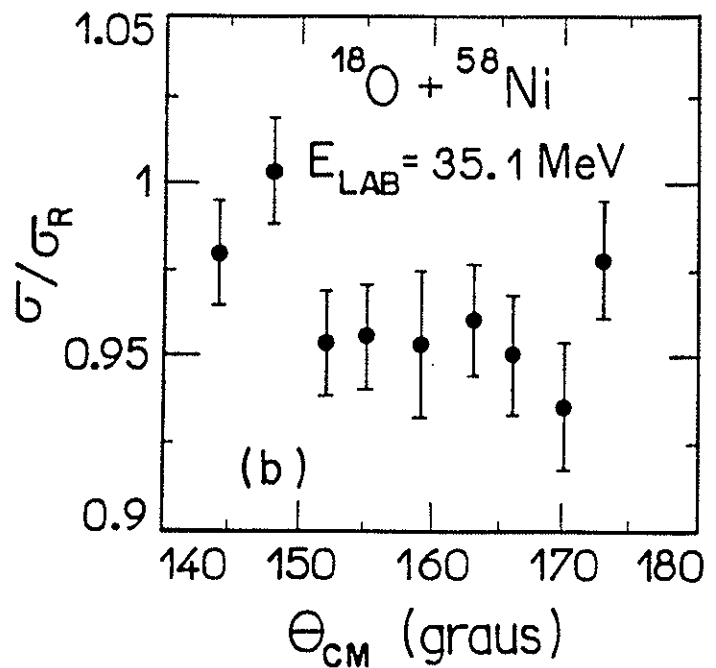
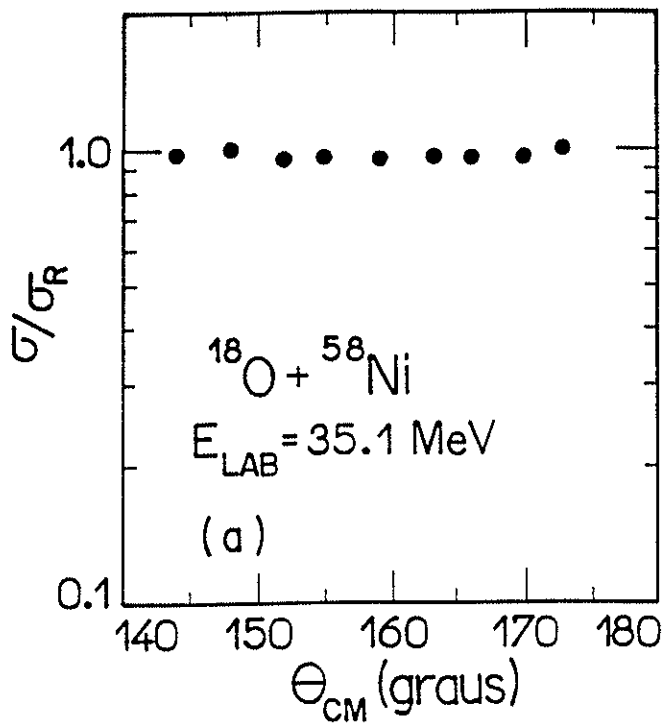


Figura III.16 - Distribuições angulares de espalhamento elástico para o sistema $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ em $E_{\text{LAB}} = 35.1 \text{ MeV}$. (a) Os pontos abrangem as barras de erro. (b) A escala da ordenada σ/σ_R é apresentada na forma linear.

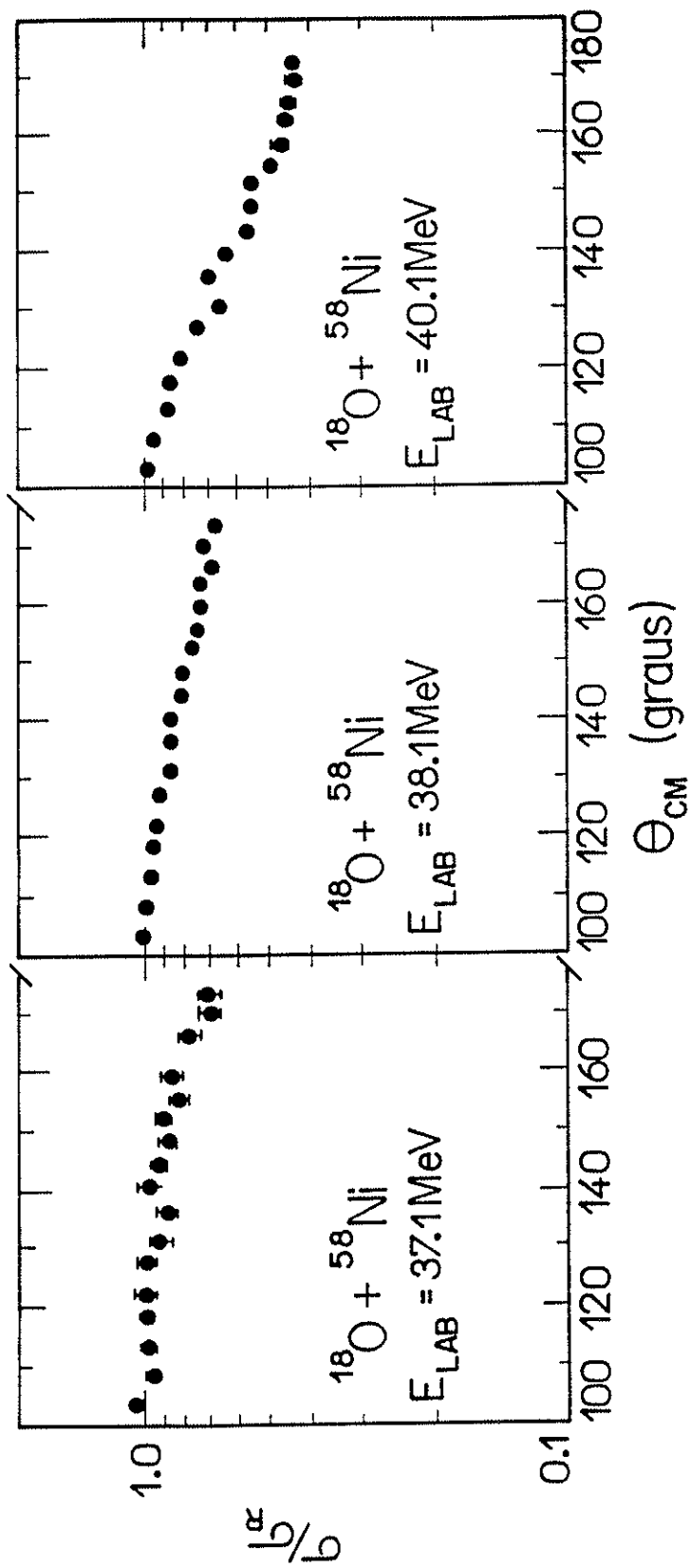


Figura III.17 - Distribuições angulares de espalhamento elástico para o sistema $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ em $E_{\text{LAB}} = 37.1\text{ MeV}$, $E_{\text{LAB}} = 38.1\text{ MeV}$ (onde os pontos abrangem as barras de erro) e $E_{\text{LAB}} = 40.1\text{ MeV}$.

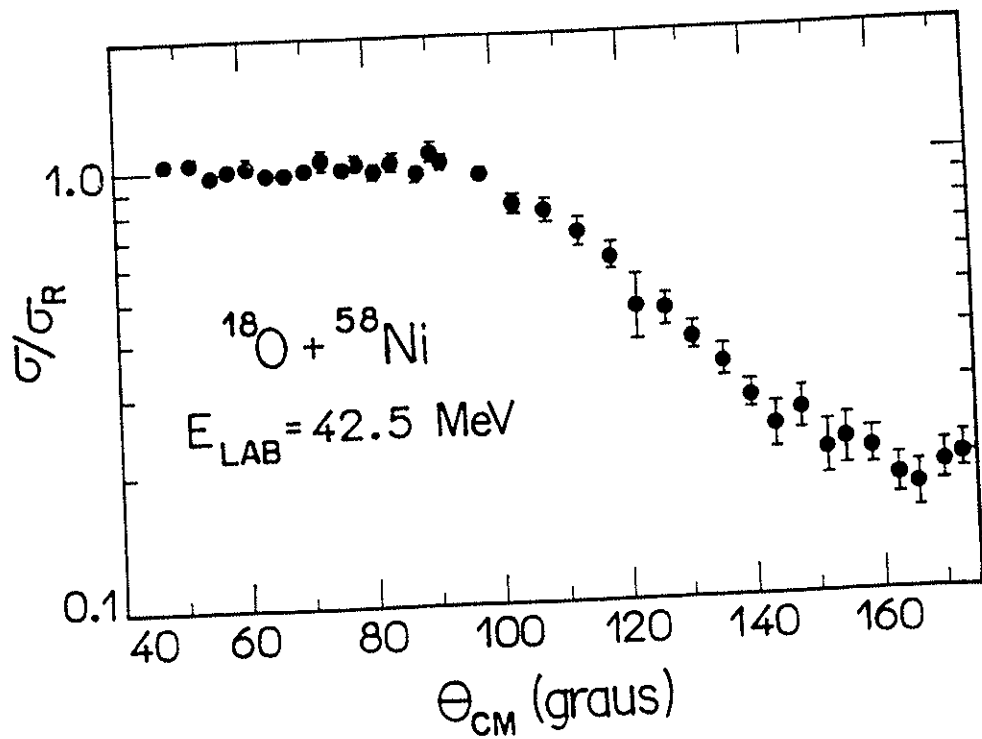
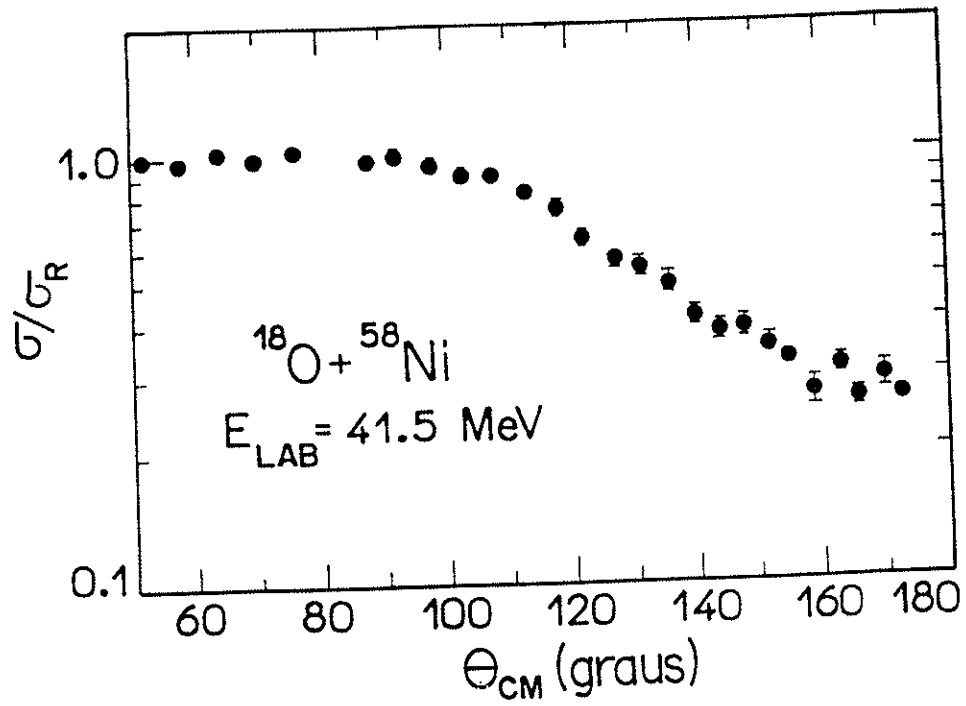


Figura III.18 - Distribuições angulares de espalhamento elástico para o sistema $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ em $E_{\text{LAB}} = 41.5 \text{ MeV}$ e $E_{\text{LAB}} = 42.5 \text{ MeV}$.

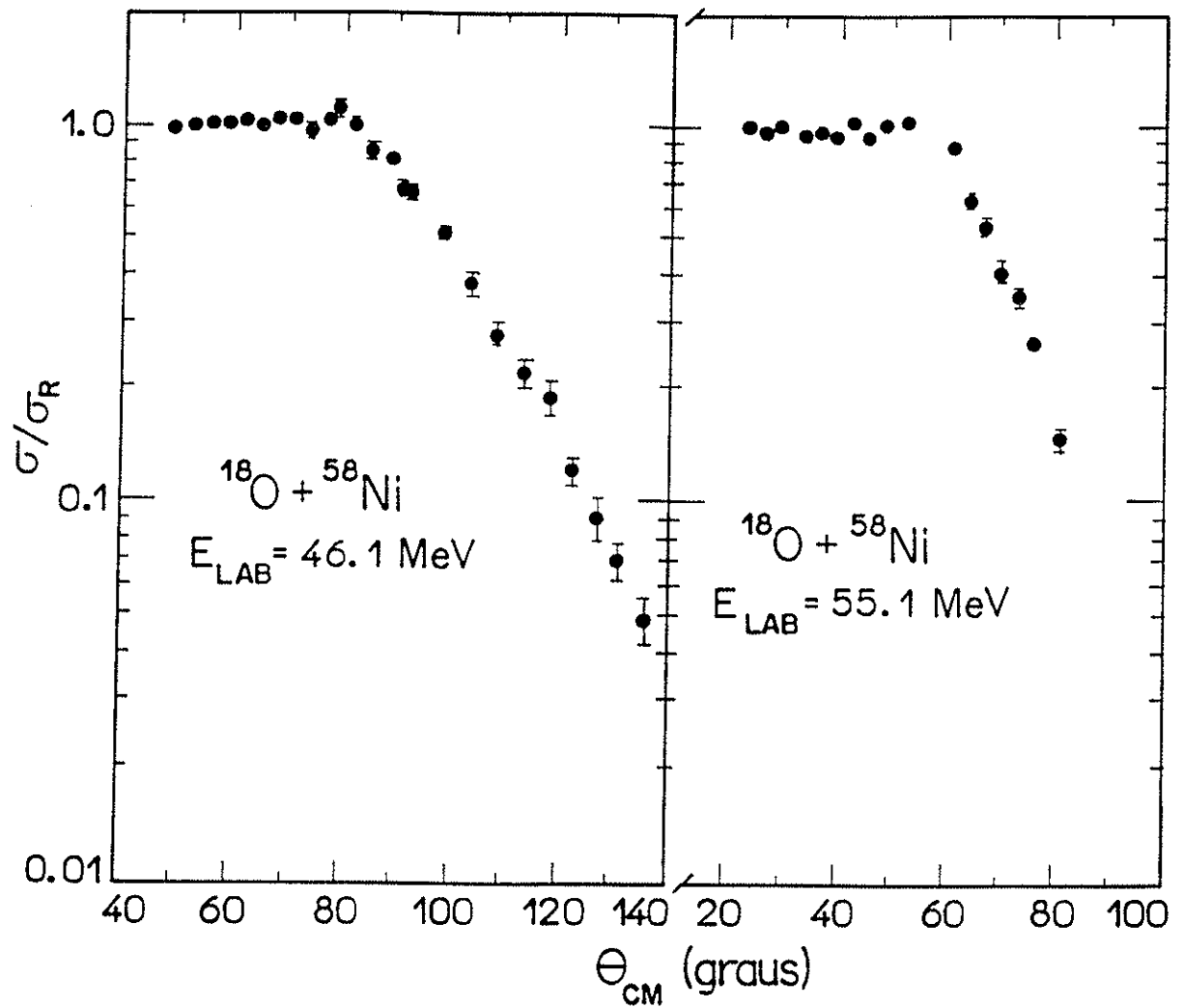


Figura III.19 - Distribuições angulares de espalhamento elástico para o sistema $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ em $E_{\text{LAB}} = 46.1 \text{ MeV}$ e $E_{\text{LAB}} = 55.1 \text{ MeV}$.

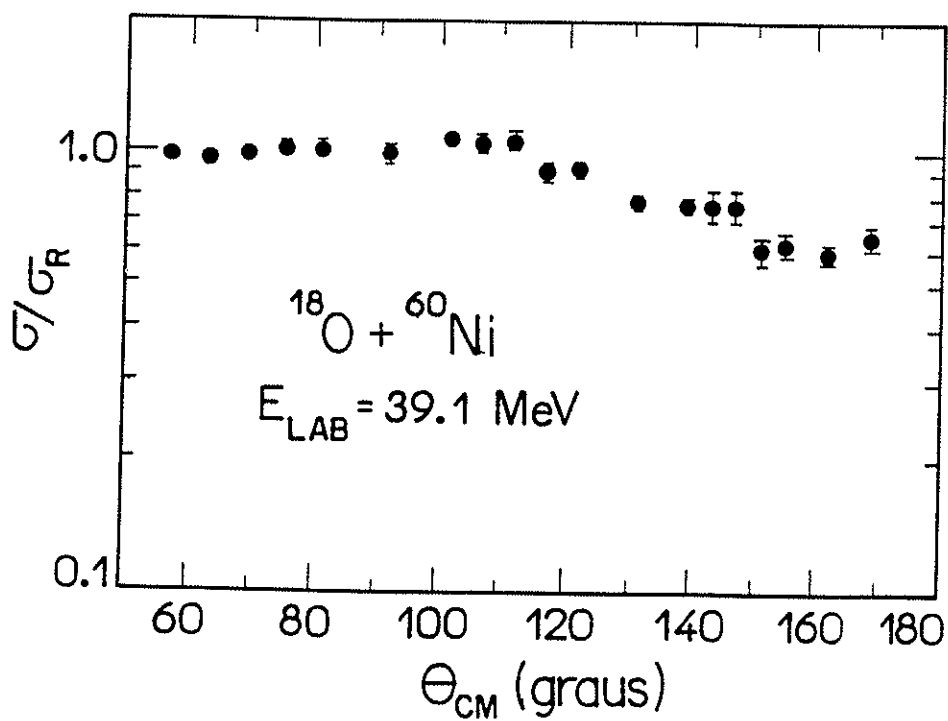
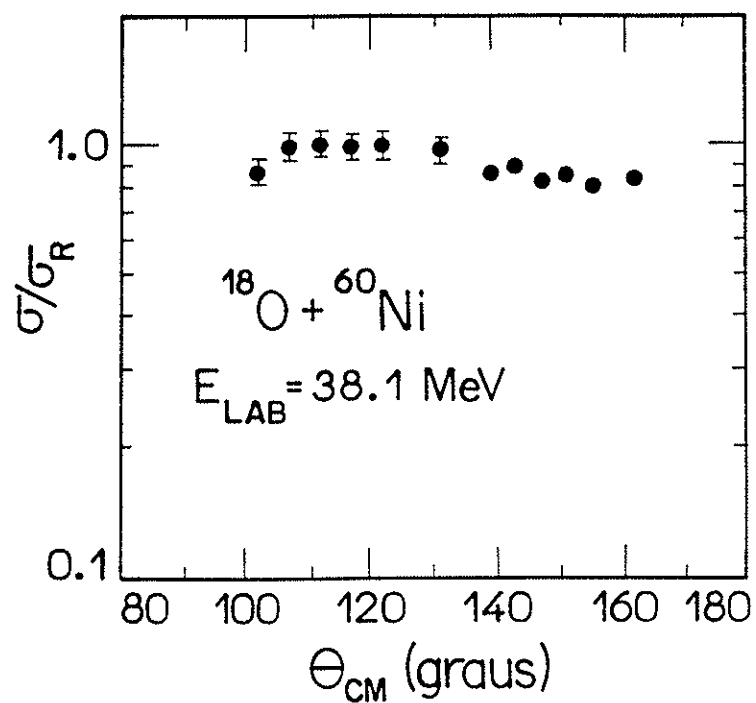


Figura III.20 - Distribuições angulares de espalhamento elástico para o sistema $^{18}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$ em $E_{\text{LAB}} = 38.1 \text{ MeV}$ e $E_{\text{LAB}} = 39.1 \text{ MeV}$.

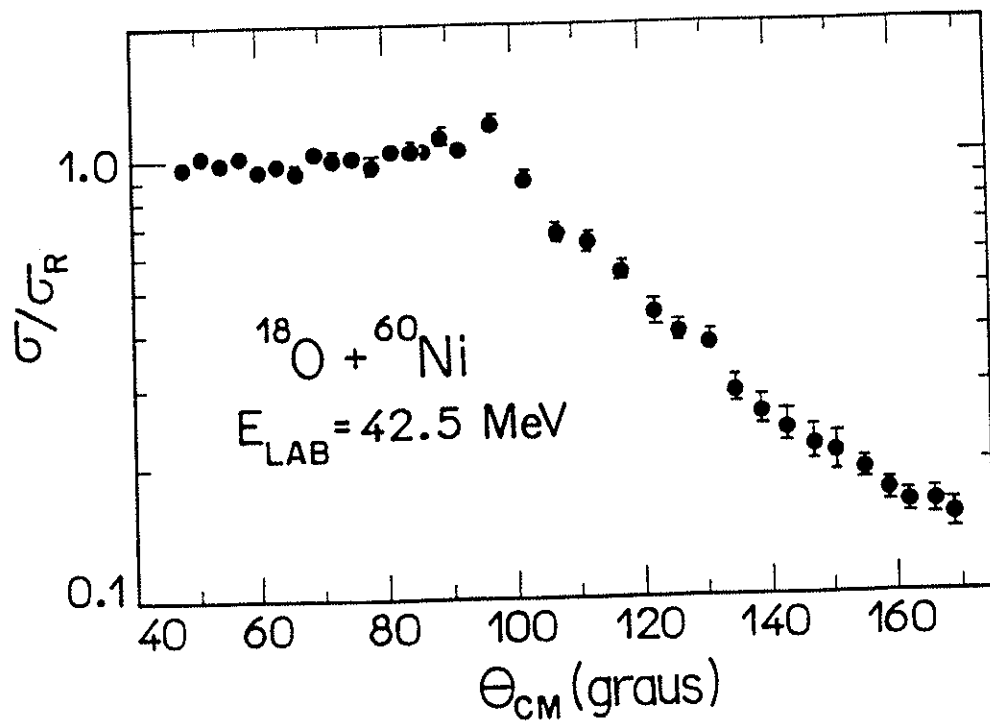
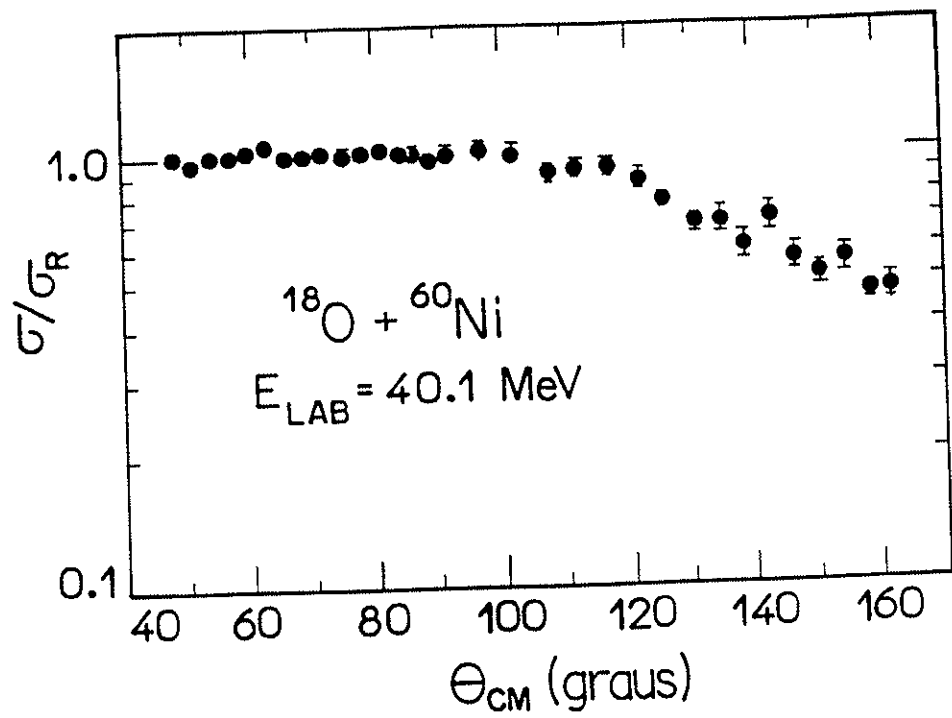


Figura III.21 - Distribuições angulares de espalhamento elástico para o sistema $^{18}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$ em $E_{\text{LAB}} = 40.1 \text{ MeV}$ e $E_{\text{LAB}} = 42.5 \text{ MeV}$.

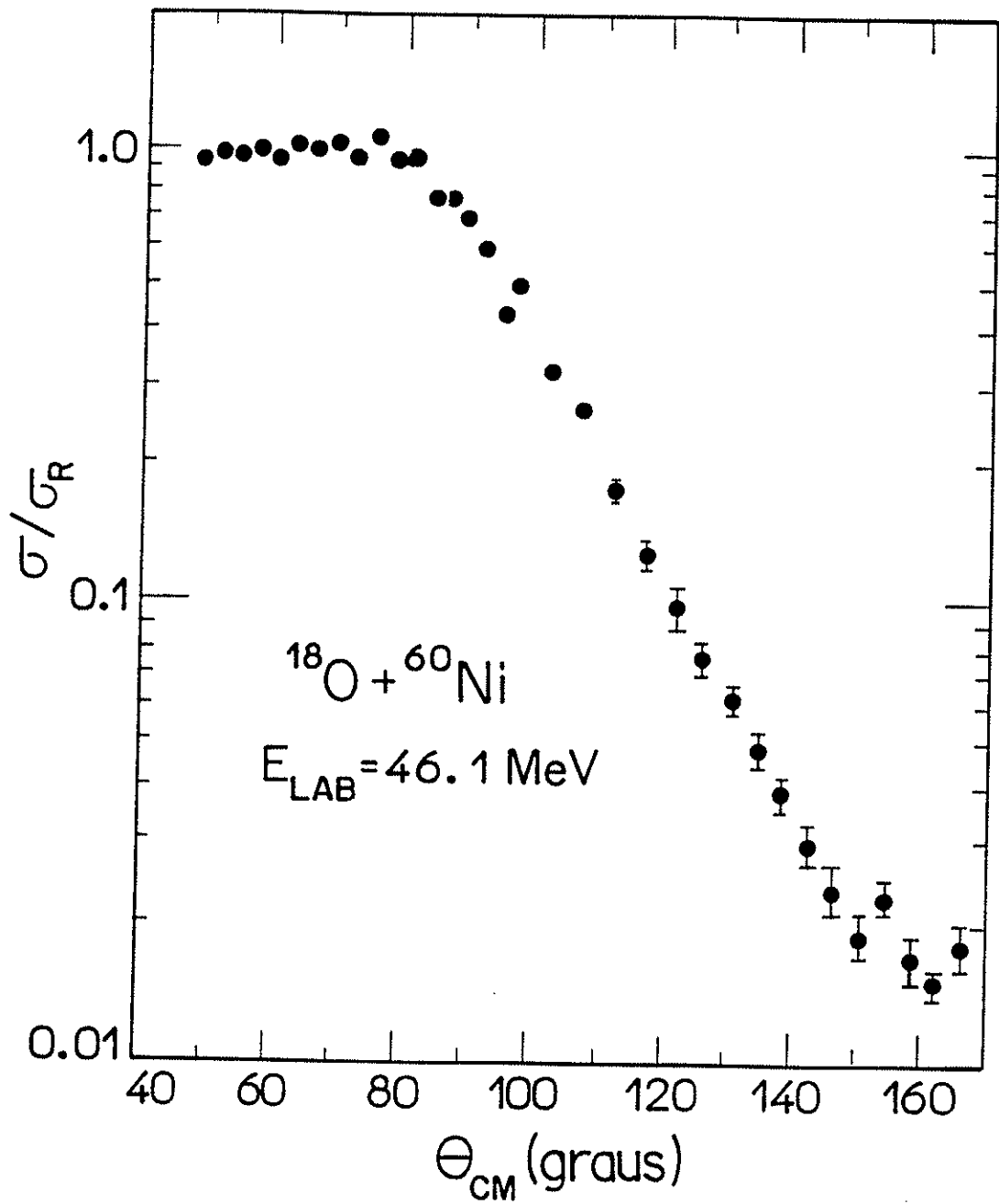


Figura III.22 - Distribuição angular de espalhamento elástico para o sistema $^{18}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$ em $E_{\text{LAB}} = 46.1 \text{ MeV}$.

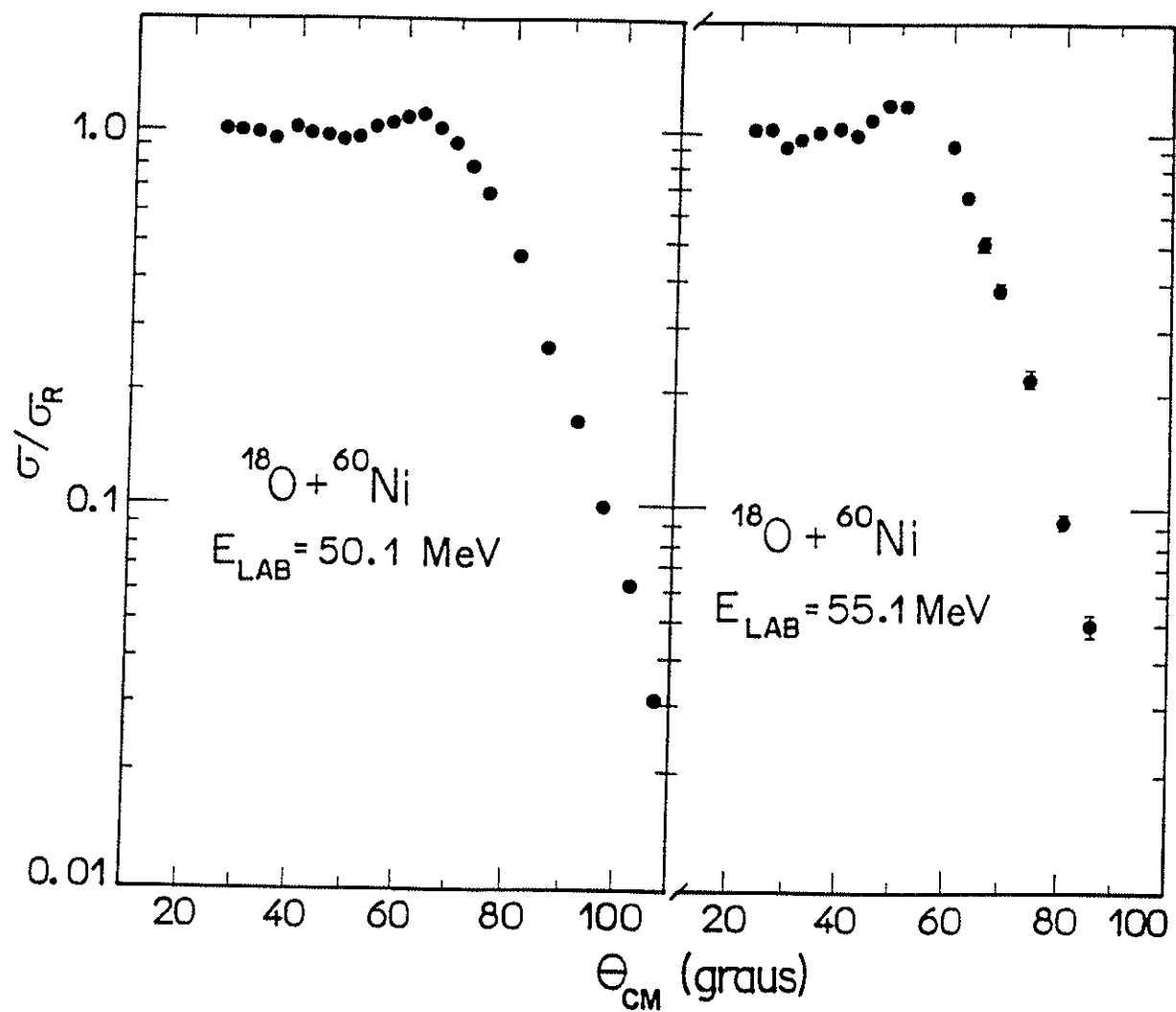


Figura III.23 - Distribuições angulares de espalhamento elástico para o sistema $^{18}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$ em $E_{LAB} = 50.1$ MeV, onde os pontos abrangem as barras de erro e $E_{LAB} = 55.1$ MeV.

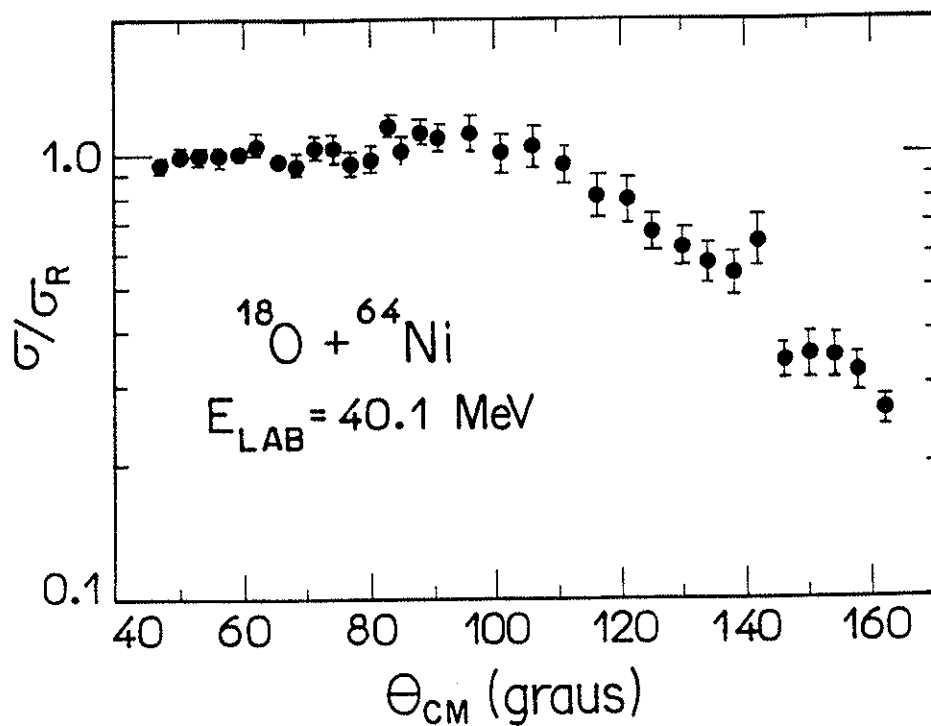
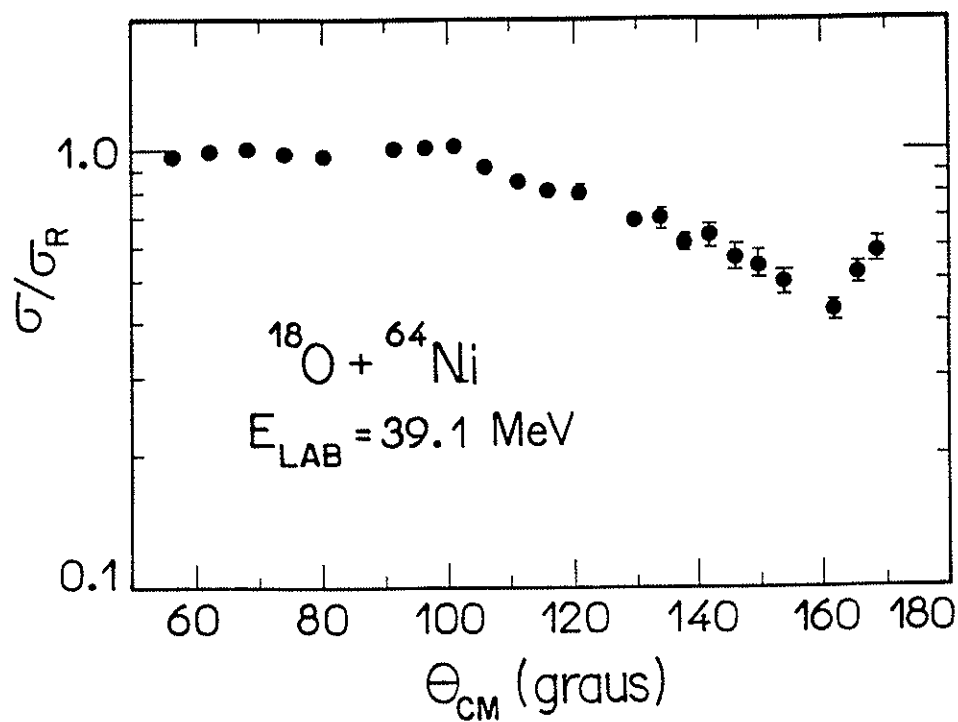


Figura III.24 - Distribuições angulares de espalhamento elástico para o sistema $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Ni}$, em $E_{\text{LAB}} = 39.1 \text{ MeV}$ e $E_{\text{LAB}} = 40.1 \text{ MeV}$.

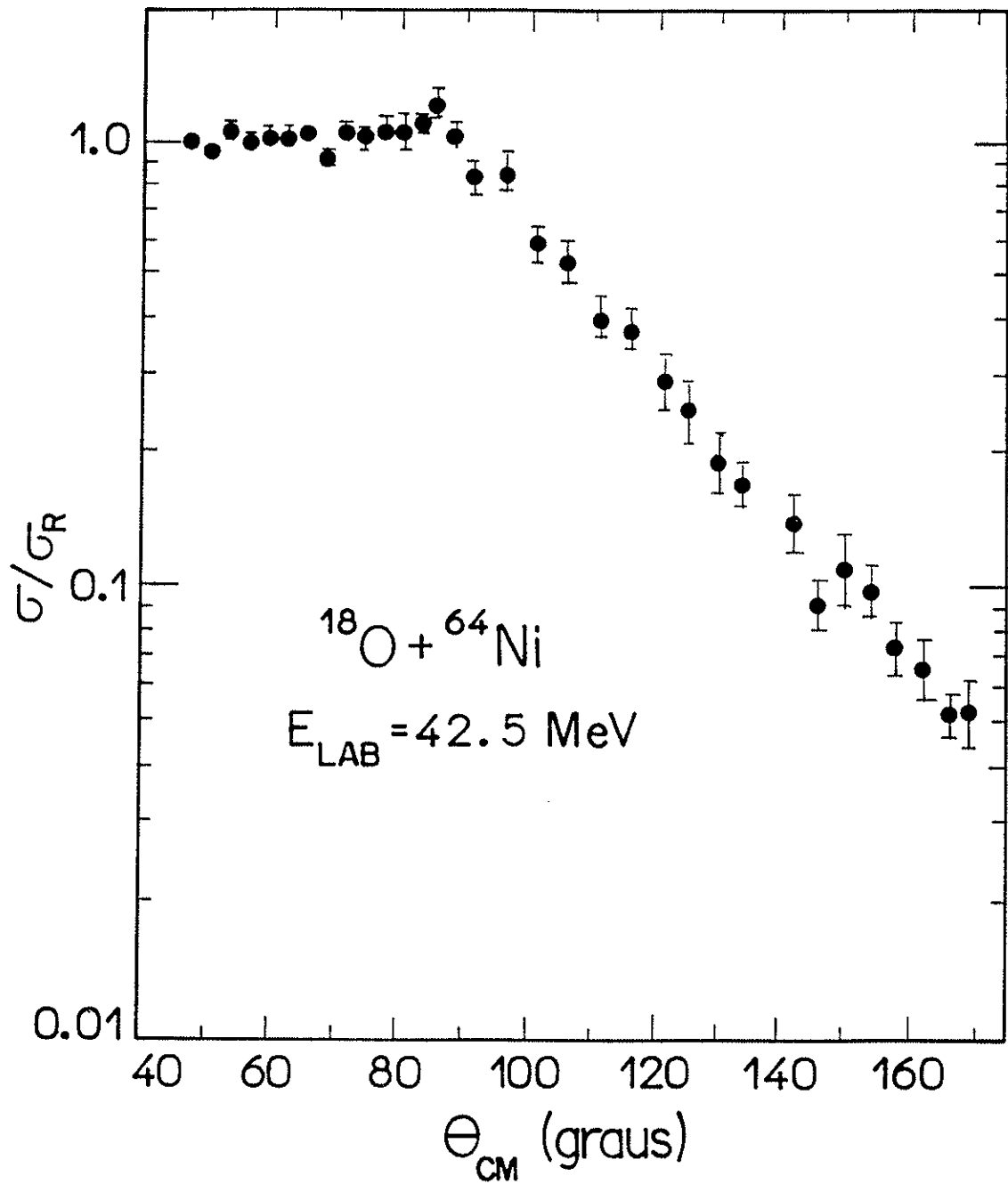


Figura III.25 - Distribuição angular de espalhamento elástico para o sistema $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Ni}$ em $E_{\text{LAB}} = 42.5 \text{ MeV}$.

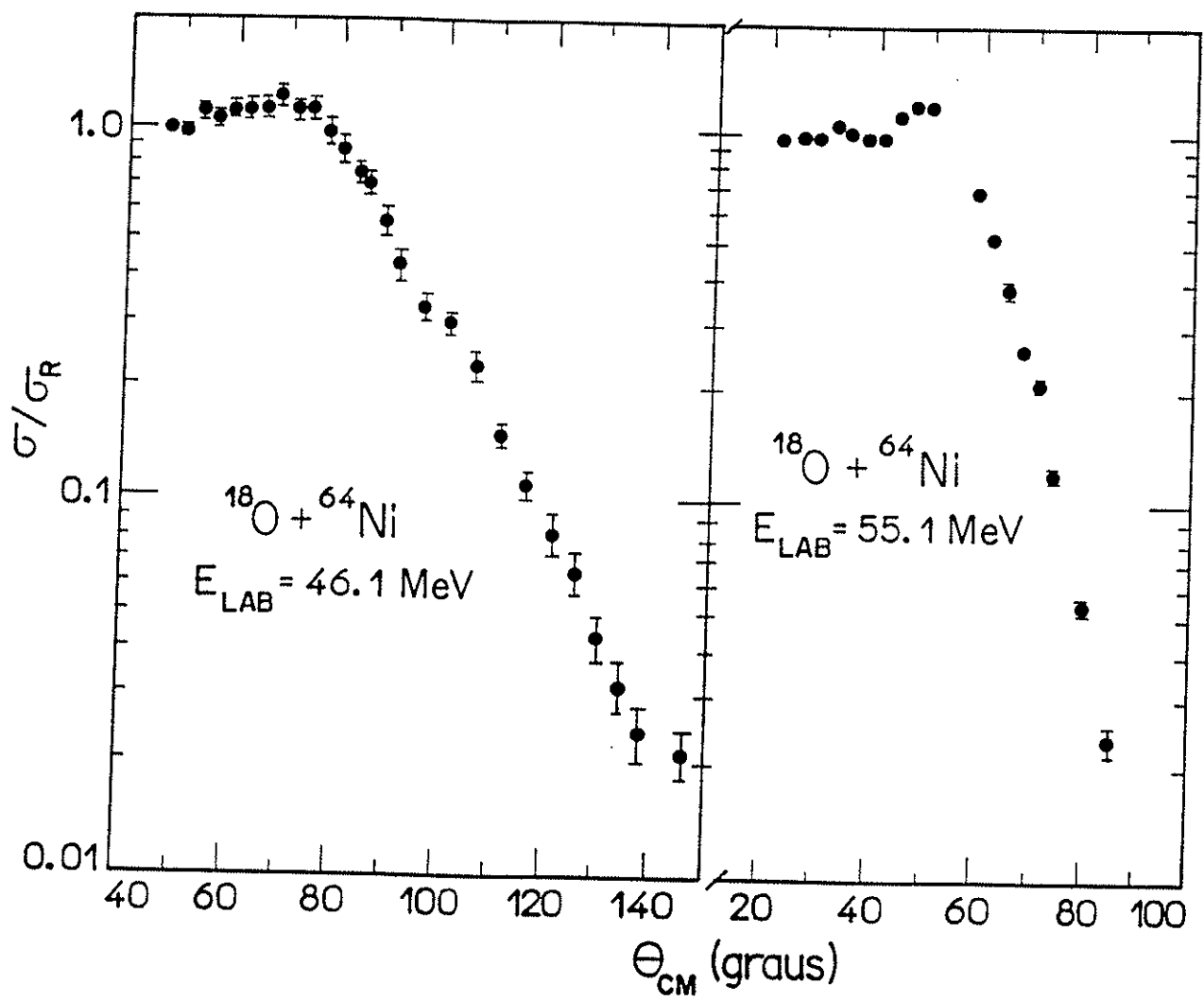


Figura III.26 - Distribuições angulares de espalhamento elástico para o sistema $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Ni}$ em $E_{\text{LAB}} = 46.1 \text{ MeV}$ e $E_{\text{LAB}} = 55.1 \text{ MeV}$.

IV - ANÁLISE DOS DADOS

IV.1 - INTRODUÇÃO

Como já mencionado, neste trabalho temos como objetivo conhecer mais profundamente os mecanismos envolvidos na interação entre os dois isótopos do oxigênio e os três do níquel, a saber: $^{16,18}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$. Para isso vamos analisar os dados de fusão e de espalhamento elástico para os sistemas citados, procurando estabelecer uma relação entre esses dois processos.

Vamos inicialmente analisar as distribuições angulares dos resíduos de evaporação, provenientes da fusão dos sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$. Para isso utilizaremos o código computacional PACE [Ga80], que faz cálculos para o decaimento estatístico do núcleo composto.

Em seguida passaremos a analisar as funções de excitação dos mesmos sistemas citados acima, sendo que esta análise representa a parte principal do estudo desenvolvido neste trabalho. Faremos primeiramente uma comparação entre diferentes sistemas, com dados medidos por nós e extraídos da literatura, utilizando sempre os isótopos pares do níquel como um dos núcleos interagentes. Essa comparação tem a finalidade de determinar qual sistema possui dependência isotópica mais acentuada, na região de energias logo abaixo da barreira coulombiana. Para isso, utilizaremos formas reduzidas para a seção de choque, σ_F , e para a energia de bombardeio no referencial de centro de massa, E_{cm} . Em seguida tentaremos estimar, para os sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$, o aumento da seção de choque de fusão subcoulombiana, com relação àquela obtida através do modelo unidimensional de penetração de barreira. Inicialmente vamos usar modos vibracionais, associados a estados de baixa energia de excitação, e modos vibracionais de emparelhamento. Logo após, passaremos a analisar esses mesmos dados experimentais através de um caráter não local para a seção de choque de fusão, assim poderemos verificar se o referido aumento é realmente devido ao acoplamento de canais de reação, que antecedem o processo de fusão.

A seguir realizaremos uma breve análise dos dados experimentais de espalhamento elástico, medidos por nós (sistemas $^{18}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$). Dessa forma, apresentaremos inicialmente o procedimento usado para ajustar os referidos dados via modelo óptico. Em seguida, mostraremos os cálculos utilizados para a obtenção do raio de absorção forte

médio, usado no cálculo das relações de dispersão dos dados experimentais. Por último, será exposta uma comparação entre os processos de fusão e de espalhamento elástico para a região de energia subcoulombiana.

IV.2 - FUSÃO NUCLEAR

IV.2.1 - ANÁLISE DOS DADOS EXPERIMENTAIS REFERENTES ÀS DISTRIBUIÇÕES ANGULARES

Na seção III.3.4 foi mostrado que a forma das distribuições angulares, para o processo de fusão nuclear dos sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$, não muda sensivelmente com relação à variação da energia de bombardeio e da massa dos resíduos de evaporação, abrangidas neste trabalho. Como mencionado naquela seção, essa invariância ocorre porque o intervalo de energia de bombardeio por nós utilizado é pequeno e também porque a assimetria do canal de entrada, para os sistemas acima citados, é bastante semelhante.

Com a finalidade de realizarmos uma comparação diferente daquela efetuada na seção III.3.4, uma vez que a equação (III.6) é empírica, utilizamos aqui o código computacional PACE (Projection Angular Momentum Coupled Evaporation), que simula o decaimento seqüencial do núcleo composto através do método de Monte Carlo, utilizando a teoria de Hauser-Feshbach [Th68, Vo68]. Assim sendo, podemos analisar o comportamento das distribuições angulares dos resíduos de evaporação dos sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$ como função da energia de bombardeio.

A fim de obtermos as previsões do PACE para as distribuições angulares da soma de todos os resíduos de evaporação é necessário que se forneça ao programa determinados parâmetros, que são utilizados no cálculo do decaimento estatístico do núcleo composto. Para isso é necessário realizar um estudo prévio dos mesmos, garantido assim uma comparação adequada entre a forma da distribuição angular dos dados experimentais e a dos dados obtidos pelos cálculos teóricos.

Entre esses parâmetros se encontra o de densidade de níveis, a , dos núcleos composto e residuais, que determina a dependência dessa densidade com a energia de excitação. Ele é expresso por: $a = A/\text{constante}$, onde A é a massa atômica do núcleo composto. No cálculo desse parâmetro foi utilizado o valor de 9.5 para a constante apresentada na expressão acima, cujo valor é o mais adequado para a região de massa dos resíduos de evaporação estudados neste trabalho. O outro parâmetro é conhecido como

difusividade, d , da distribuição dos coeficientes de transmissão, T_ℓ , cujo valor que melhor se ajustou a cada distribuição angular experimental é apresentado na tabela IV.1.

Tabela IV.1 - *Valores da difusividade, d , calculados pelo programa PACE, para cada sistema e energia medidos neste trabalho.*

Sistema	E_{LAB} (MeV)	d
$^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$	60.0	2.0 \hbar
$^{16}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$	43.0	5.0 \hbar
$^{16}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$	50.0	2.5 \hbar
$^{16}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$	64.0	1.0 \hbar
$^{16}\text{O} + ^{64}\text{Ni}$	64.0	3.0 \hbar
$^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$	51.7	2.5 \hbar
$^{18}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$	47.9	2.0 \hbar
$^{18}\text{O} + ^{64}\text{Ni}$	47.9	1.5 \hbar

As figuras IV.1 e IV.2 mostram a comparação feita entre os resultados experimentais e teóricos para os diferentes sistemas e energias medidos. Os resultados, fornecidos pelo PACE, são provenientes dos cálculos feitos usando os parâmetros discriminados acima. Qualitativamente podemos dizer que todas as curvas teóricas seguem os dados experimentais. Mostrando então que a forma das distribuições angulares experimentais são compatíveis com os cálculos teóricos.

A observação conjunta dessas figuras mostra que a forma das distribuições, nas regiões de massa e energia abrangidas por este trabalho, não muda, confirmando o que foi dito na seção III.3.4.

IV.2.2 - ANÁLISE DAS FUNÇÕES DE EXCITAÇÃO

IV.2.2.1 - Comparação entre Diversos Sistemas Contendo Isótopos Pares do Níquel

Ao longo das últimas décadas tem-se observado que em energias próximas à barreira coulombiana, o processo de fusão nuclear é uma fração relevante da seção de choque de reação. Assim torna-se importante analisar com detalhes o comportamento de cada sistema medido, através de sua função de excitação, pois é sabido que nessa faixa de energia processos que levam à fusão, como por exemplo, acoplamentos para canais de

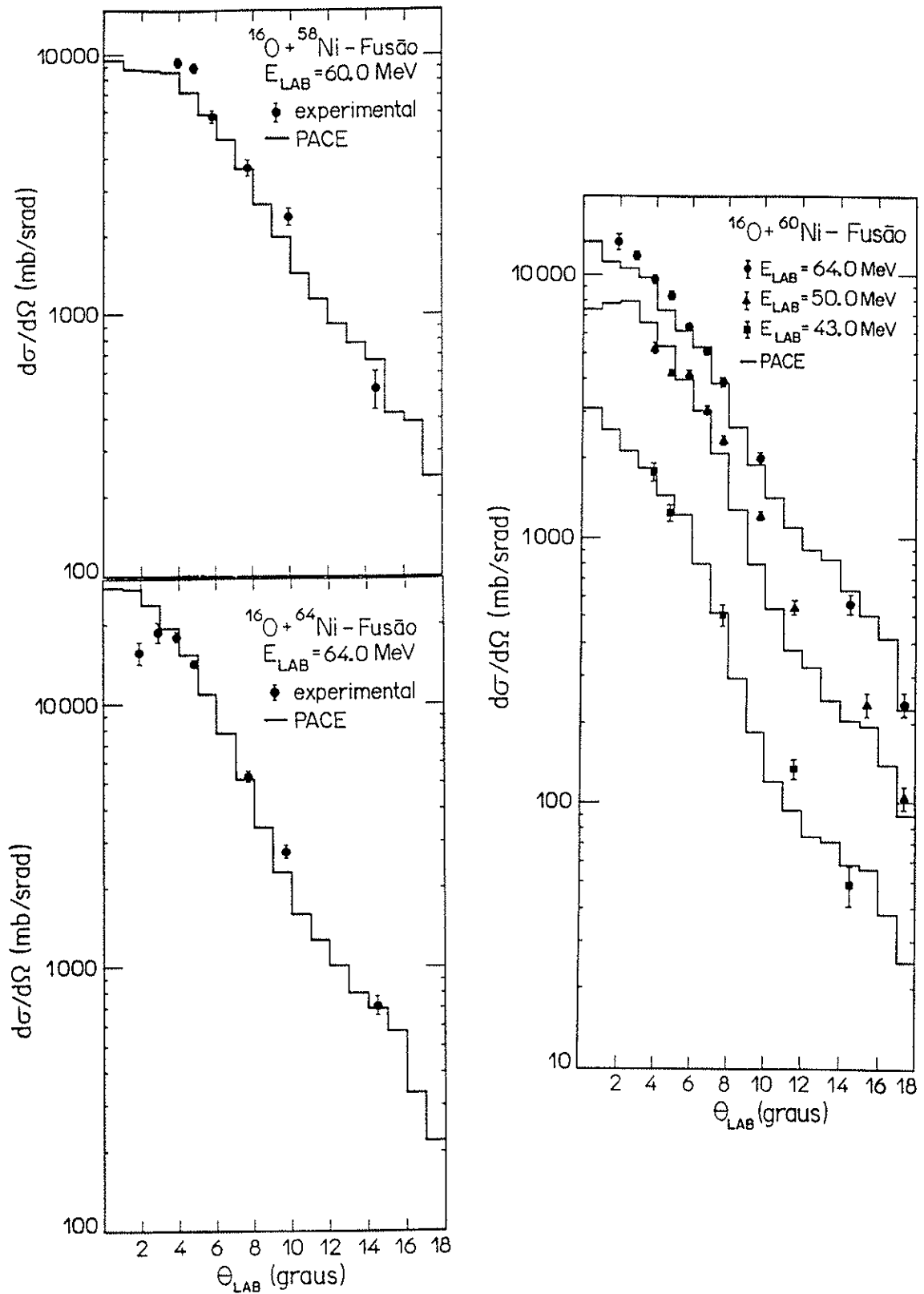


Figura IV.1 - Distribuições angulares dos resíduos de fusão para os sistemas $^{16}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$. As linhas cheias são previsões do código PACE.

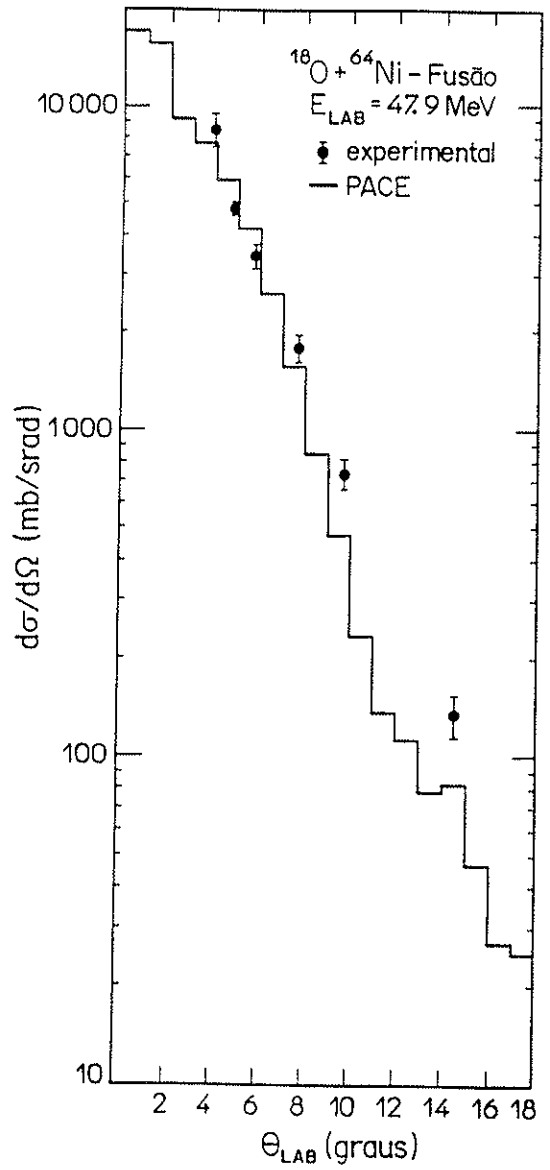
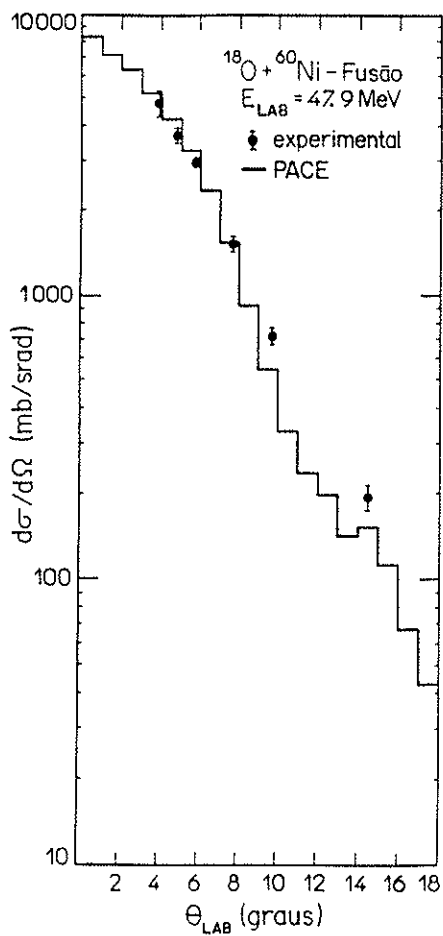
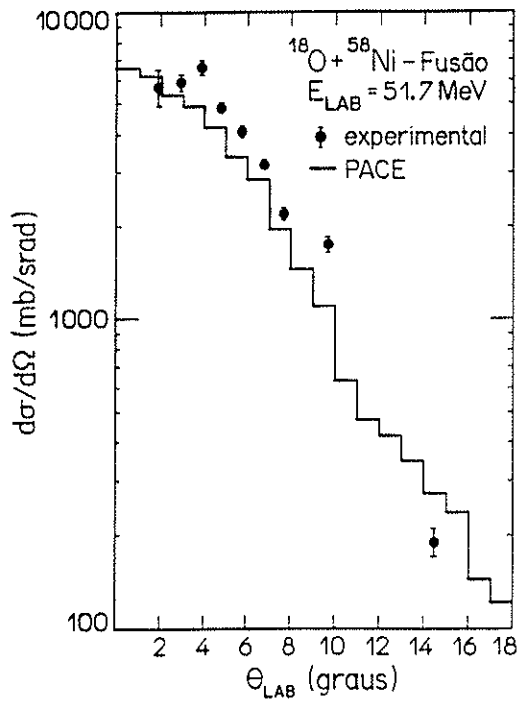


Figura IV.2 - Distribuições angulares dos resíduos de fusão para os sistemas $^{18}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$. As linhas cheias são previsões do código PACE.

excitações coletivas e de transferência de partículas, entre outros, são bastante relevantes. Com esta visão realizamos medidas no intervalo de energia de bombardeio compreendido entre $38 \text{ MeV} \leq E_{\text{LAB}}(^{16,18}\text{O}) \leq 72 \text{ MeV}$, que corresponde à aproximadamente 0.9 até 1.7 vezes a barreira média para os sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$.

Dessa forma vamos começar nossa análise das funções de excitação observando as figuras IV.3 a IV.8, onde percebemos que existe uma considerável diferença entre as seções de choque de fusão (σ_F) experimental e teórica para energias em torno e abaixo da barreira coulombiana. Este é um comportamento bastante conhecido para sistemas com massa intermediária ou pesada, uma vez que modelos que utilizam o formalismo de penetração de barreira unidimensional [Be85, Si88, St85], têm como único grau de liberdade considerado a distância de separação entre os núcleos reagentes.

Se observarmos as figuras citadas com maior atenção vamos notar que a diferença entre σ_F experimental e σ_F teórica varia de acordo com o sistema. Assim sendo, torna-se importante examinar essa diferença a fim de determinar que mecanismos são responsáveis pelo aumento da seção de choque de fusão experimental em cada um.

A fim de podermos fazer esta comparação empregamos as formas reduzidas para a seção de choque de fusão e para a energia no referencial de centro de massa. Para isto, utilizamos a fórmula de Wong, que se baseia num modelo que permite calcular σ_F através de uma expressão analítica, que pode ser utilizada para energias de bombardeio que estão tanto acima como abaixo da barreira coulombiana.

Através da equação (II.5) podemos chegar à expressão para a seção de choque de fusão numa forma reduzida, que leva em conta o tamanho e a curvatura da barreira do sistema, e que pode ser escrita como:

$$\sigma_F^{\text{red}} = \frac{2 E_{\text{cm}} \sigma_F^{\text{exp}}}{R_{B0}^2 \hbar \omega_0} \quad , \quad (\text{IV.1})$$

e à energia de bombardeio também na forma reduzida, que leva em consideração a altura e a curvatura da barreira de fusão, e é dada por:

$$E_{\text{cm}}^{\text{red}} = \frac{E_{\text{cm}} - V_{B0}}{\hbar \omega_0} \quad (\text{IV.2})$$

onde R_{B0} , $\hbar \omega_0$ e V_{B0} são o raio, a curvatura e a altura da barreira da onda s ($\ell = 0$), respectivamente; E_{cm} é a energia de bombardeio no referencial de centro de massa e σ_F^{exp} a seção de choque total de fusão experimental.

Tanto σ_F^{red} como $E_{\text{cm}}^{\text{red}}$ são grandezas adimensionais.

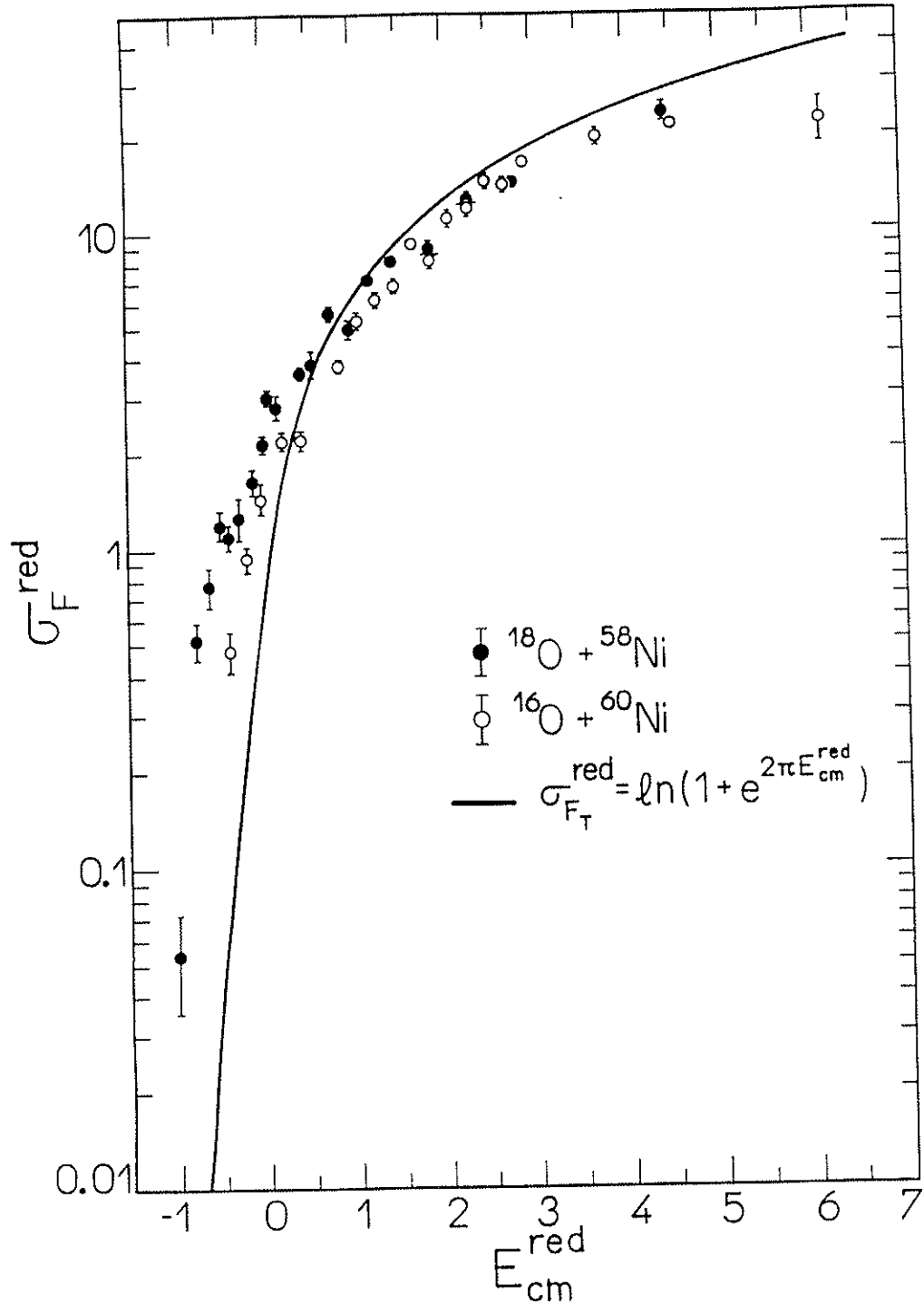


Figura IV.3 - Comparação entre os dados experimentais para os sistemas $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ e $^{16}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$ utilizando-se escalas reduzidas para σ_F e E_{cm} , obtidas das equações (IV.1) e (IV.2). A linha cheia representa uma previsão teórica da fórmula de Wong, expressão (IV.3). Não foram realizados ajustes no presente cálculo.

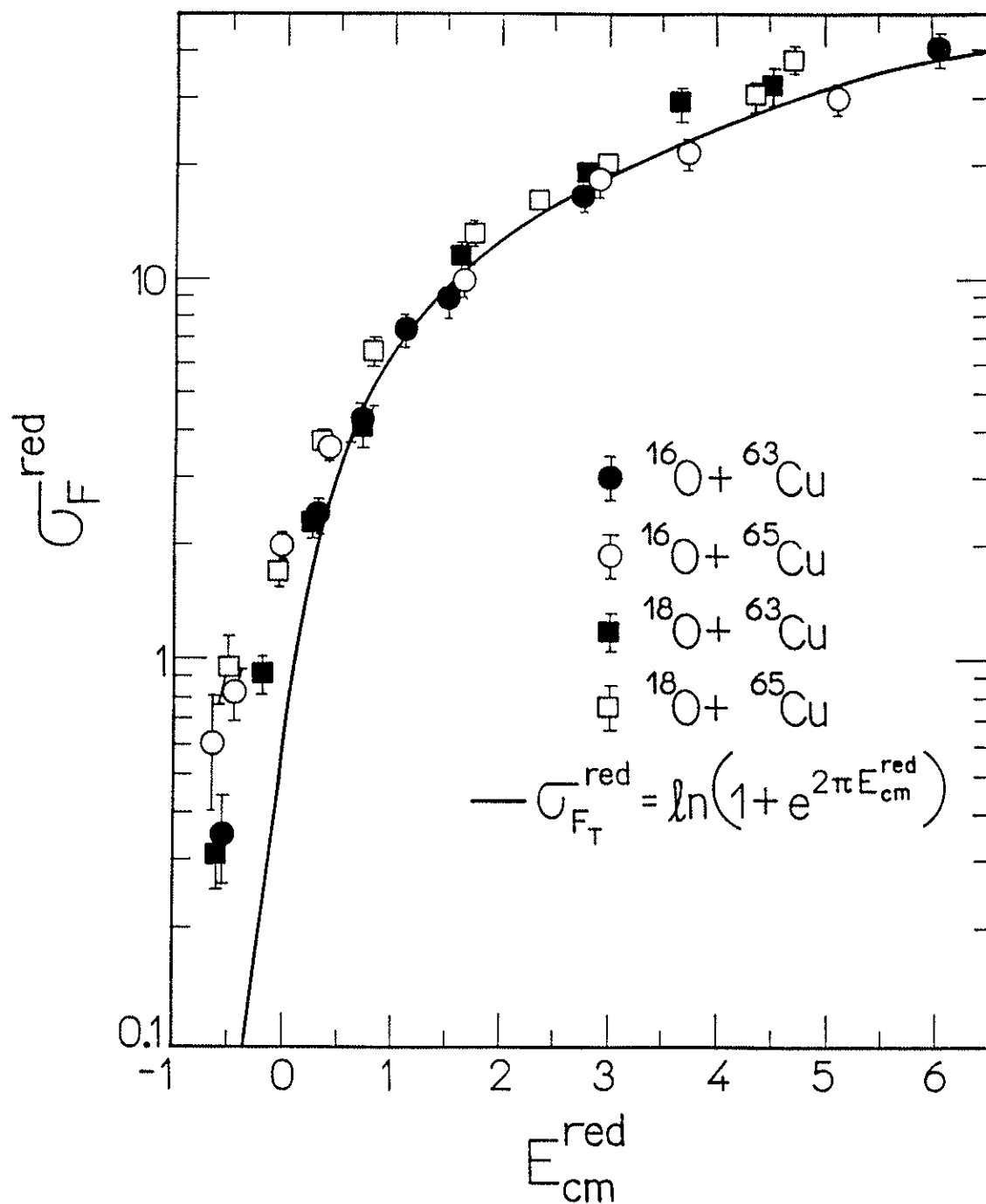


Figura IV.4 - Comparação entre os dados experimentais para os sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$ [Ch92] utilizando-se escalas reduzidas para σ_F e E_{cm} , obtidas das equações (IV.1) e (IV.2). A linha cheia representa uma previsão teórica da fórmula de Wong, expressão (IV.3). Não foram realizados ajustes no presente cálculo.

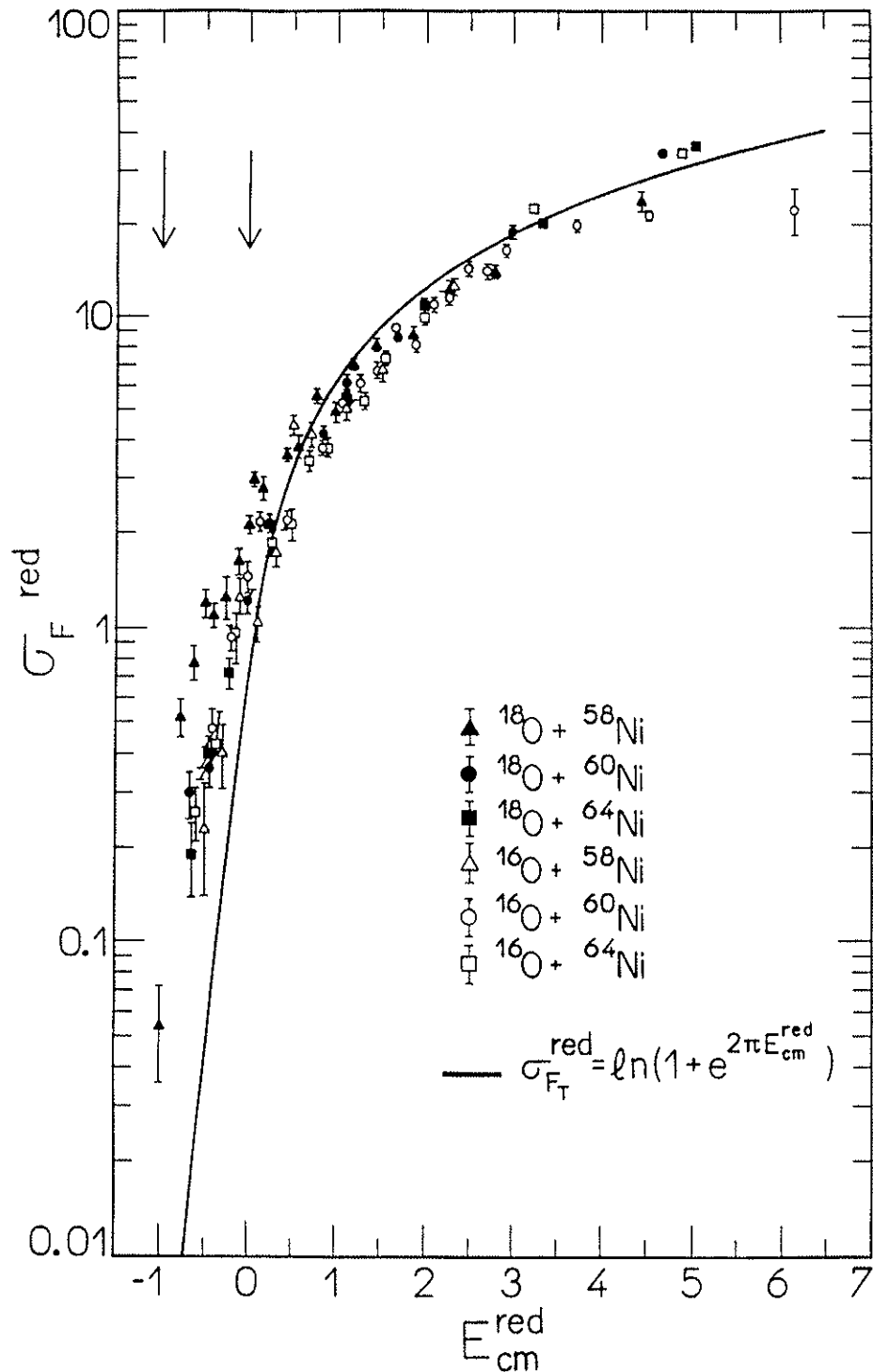


Figura IV.5 - Comparação entre os dados experimentais para os sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$ utilizando-se escalas reduzidas para σ_F e E_{cm} , obtidas das equações (IV.1) e (IV.2). A linha cheia representa uma previsão teórica da fórmula de Wong, expressão (IV.3). Não foram realizados ajustes no presente cálculo. As setas indicam a região de energias de bombardeio investigadas, que estão logo abaixo da barreira coulombiana, compreendendo o intervalo entre $-1 \leq E_{\text{cm}}^{\text{red}} \leq 0$.

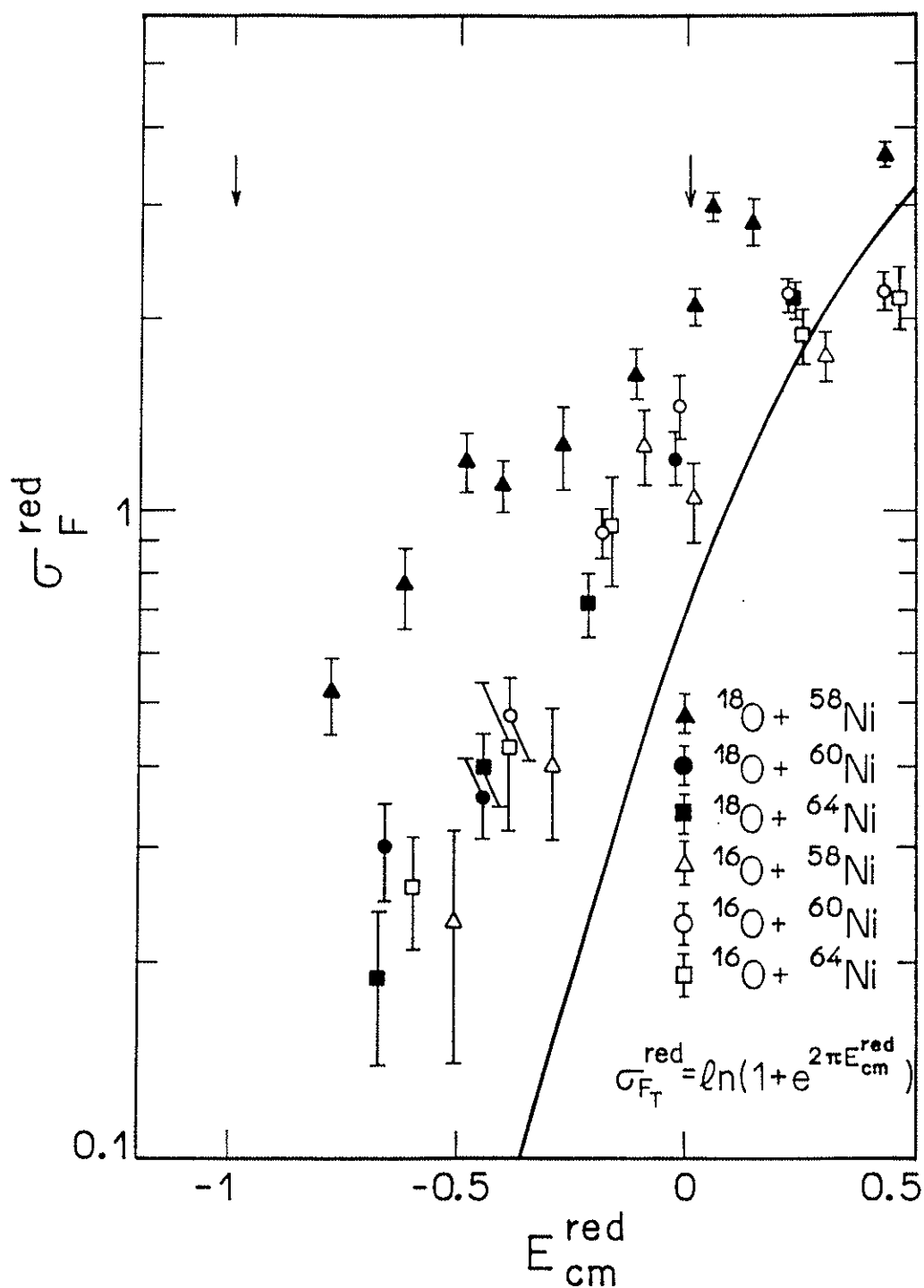


Figura IV.6 - Ampliação da escala de energia da figura IV.5 para a região próxima à barreira coulombiana ($E_{\text{cm}}^{\text{red}} = 0$). Não foram realizados ajustes no presente cálculo. As setas indicam a região de energias de bombardeio investigadas, que estão logo abaixo da barreira, compreendendo o intervalo entre $-1 \leq E_{\text{cm}}^{\text{red}} \leq 0$.

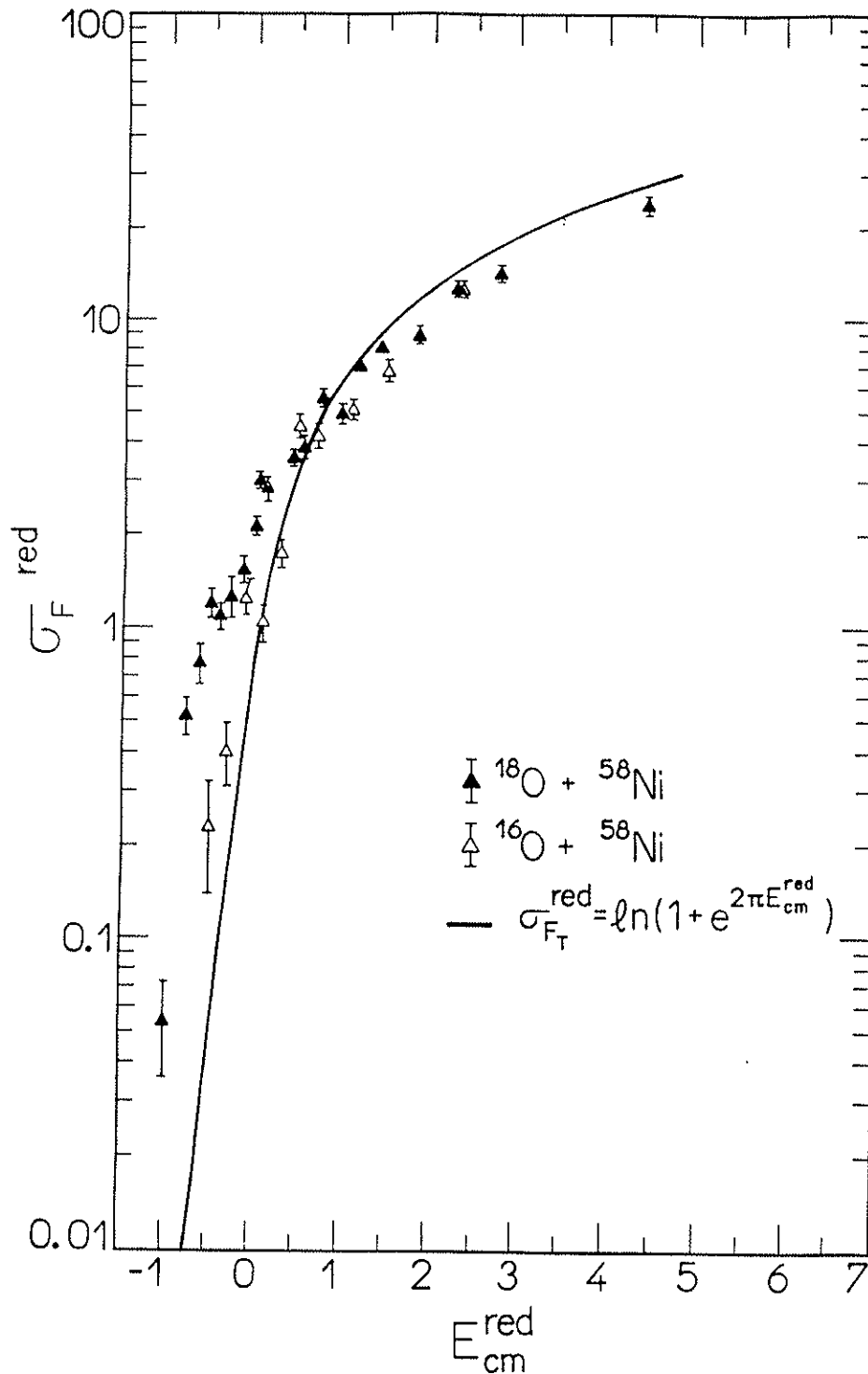


Figura IV.7 - Comparação entre os dados experimentais para os sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$, utilizando-se escalas reduzidas para σ_F e E_{cm} , obtidas das equações (IV.1) e (IV.2). A linha cheia representa uma previsão teórica da fórmula de Wong, expressão (IV.3). Não foram realizados ajustes no presente cálculo.

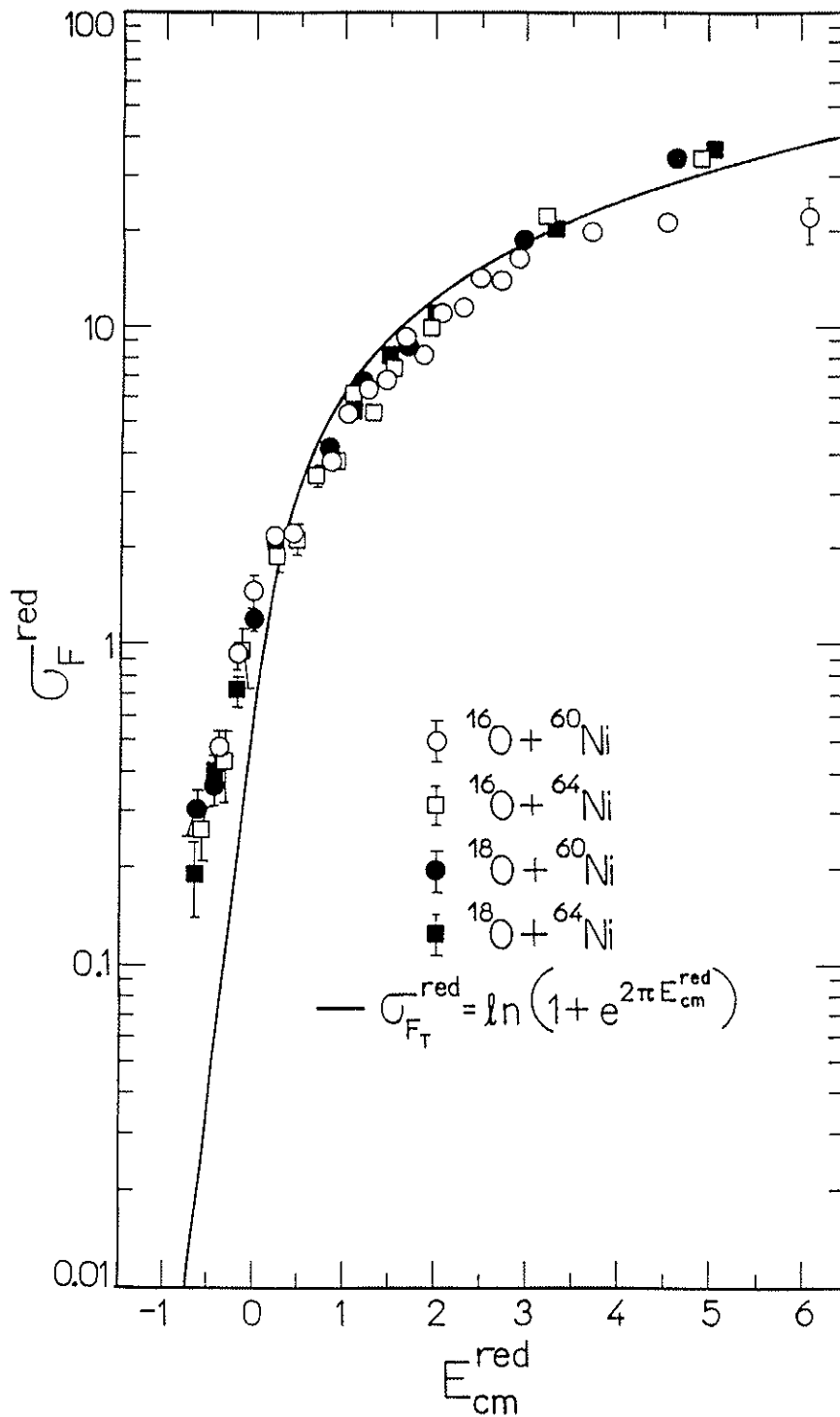


Figura IV.8 - Comparação entre os dados experimentais para os sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{60,64}\text{Ni}$, utilizando-se escalas reduzidas para σ_F e E_{cm} , obtidas das equações (IV.1) e (IV.2). A linha cheia representa uma previsão teórica da fórmula de Wong, expressão (IV.3). Não foram realizados ajustes no presente cálculo.

As expressões (IV.1) e (IV.2) são apresentadas nessa forma para que efeitos geométricos e cinemáticos, existentes entre os sistemas sejam descontados, assim sendo é possível comparar os diferentes sistemas estudados nesta subseção.

Os parâmetros da barreira de fusão foram obtidos utilizando-se o Potencial Unidimensional de Proximidade, sendo que os valores encontrados para cada um não dependem de nenhum tipo de ajuste que não seja geral para cada sistema apresentado.

Nas figuras IV.3 a IV.8, as curvas cheias são previsões teóricas, provenientes da fórmula de Wong, que quando utilizadas as grandezas σ_F^{red} e E_{cm}^{red} , passa a ser universal (independente do sistema) e pode ser escrita como:

$$\sigma_{F_r}^{red} = \ln\left(1 + e^{2\pi E_{cm}^{red}}\right) \quad (IV.3)$$

Através dos cálculos acima citados, comparamos primeiramente os sistemas $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ e $^{16}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$ [Si90] (figura IV.3). Pode-se observar que as funções de excitação dos dois sistemas possuem a mesma forma em energias intermediárias ($V_B < E_{cm} \leq 1.5 V_B$), enquanto que na região subcoulombiana e pouco acima da barreira estas funções se afastam uma da outra, mostrando que o $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ possui um aumento significativo de fusão com relação ao $^{16}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$. Esta observação nos indicou que os mecanismos que favorecem o aumento da seção de choque de fusão nesta região de energia devem ser diferentes para cada sistema.

A princípio pensamos que isto fosse devido à variação do isótopo do alvo, pois este comportamento foi observado em estudos anteriores [Ch90], realizados pelo grupo para o processo de fusão nuclear dos sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$ na mesma faixa de energia. A diferença existente entre os isótopos dos alvos de cobre é apresentada na figura IV.4, onde podemos notar que o processo de fusão para sistemas que têm ^{65}Cu como alvo são favorecidos com relação àqueles com ^{63}Cu , e portanto independe do projétil (^{16}O ou ^{18}O).

No caso dos níqueis, a sistemática medida para este trabalho parece indicar que a solução é mais complexa. Por meio das figuras IV.5 e IV.6, podemos observar que o sistema $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ é o que apresenta maior favorecimento da seção de choque de fusão em energias subcoulombianas ($E_{cm}^{red} \leq 0$), enquanto que o $^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ é o menos favorecido (essa diferença fica mais evidente na figura IV.7) e que praticamente não existem diferenças entre os sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{60,64}\text{Ni}$ (vide figura IV.8), mostrando que o ^{58}Ni possui uma forte dependência com o projétil, sendo que esta não ocorre para os outros isótopos do níquel ($^{60,64}\text{Ni}$) quando interagem com o oxigênio.

Ainda sobre a figura IV.6 devemos ressaltar que o aumento da seção de choque de fusão para o sistema $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ já é bastante significativo na região de energia logo abaixo

da barreira coulombiana ($-1 \leq E_{cm}^{red} \leq 0$), e indicada por duas setas na figura. A σ_F^{red} obtida para o sistema citado é em média 2.7 vezes maior que para os demais sistemas.

A fim de investigar se este comportamento ocorre em outras regiões de massa de núcleo composto para a sistemática citada, resolvemos fazer um breve estudo comparativo entre sistemas que tenham como núcleos-alvos ou projéteis os isótopos pares do níquel. Para isto obtivemos da literatura os dados experimentais de $X + {}^{58,60,62,64}\text{Ni}$ [Be81, Be82, He87, Sc75, Si79, Si82, Sk87, St86, Ti90, Ve90]. Estes dados são apresentados nas figuras IV.9 a IV.16, de onde podemos perceber que na região de energia logo abaixo da barreira coulombiana ($-1 \leq E_{cm}^{red} \leq 0$) e indicada nas figuras IV.5 a IV.16 por duas setas, as diferenças entre as seções de choque de fusão nas figuras IV.9(b), IV.10(a), IV.11(a), IV.14, IV.15 e IV.16 são muito pouco significativas. Nas demais, observamos pequenas variações, onde as diferenças médias para σ_F^{red} , entre os sistemas que se destacam e os demais, são de aproximadamente 1.3 vezes, ou seja, o favorecimento da seção de choque para este intervalo de energia é em média 1.3 vezes maior que para os demais sistemas comparados em cada figura. Assim podemos concluir que o sistema ${}^{18}\text{O} + {}^{58}\text{Ni}$ é o único a apresentar um aumento tão significativo para a seção de choque de fusão numa faixa de energia tão próxima à barreira coulombiana ($-1 \leq E_{cm}^{red} \leq 0$).

Ainda sobre os dados referentes aos sistemas obtidos da literatura, devemos ressaltar que eles foram agregados de forma a se observar possíveis diferenças existentes entre os isótopos pares do níquel. Para isto fixamos o núcleo projétil (figuras IV.9, IV.10(b), IV.11, IV.12 e IV.13) ou -alvo (figura IV.15), ou então fixamos o núcleo ${}^{58}\text{Ni}$ e alteramos os demais elementos com os quais ele interagiu (figuras IV.10(a), IV.14 e IV.16). Assim foi possível fazer uma breve análise do comportamento da sistemática dos níqueis. Para isso comparamos as figuras IV.5 a IV.16.

Como já mencionado, na região subcoulombiana o único sistema a apresentar um favorecimento tão expressivo da seção de choque de fusão para o isótopo mais leve dos níqueis, apresentados nesta subseção, é o ocorrido para ${}^{18}\text{O} + {}^{58}\text{Ni}$ (figura IV.6), nos demais casos o ${}^{58}\text{Ni}$ geralmente indica menor seção de choque (figuras IV.9(a), IV.10(b), IV.11(a), IV.12, IV.13 e IV.14). Observamos também que em alguns casos, quando o núcleo-alvo ou projétil tem seu isótopo alterado, a mudança da seção de choque de fusão é bastante sutil (figuras IV.9(b), IV.10(a), IV.11(b) e IV.15). Assim sendo, podemos afirmar que *os sistemas ${}^{16,18}\text{O} + {}^{58}\text{Ni}$ possuem uma dependência isotópica significativa para a seção de choque de fusão na região de energias logo abaixo da barreira coulombiana ($-1 \leq E_{cm}^{red} \leq 0$).*

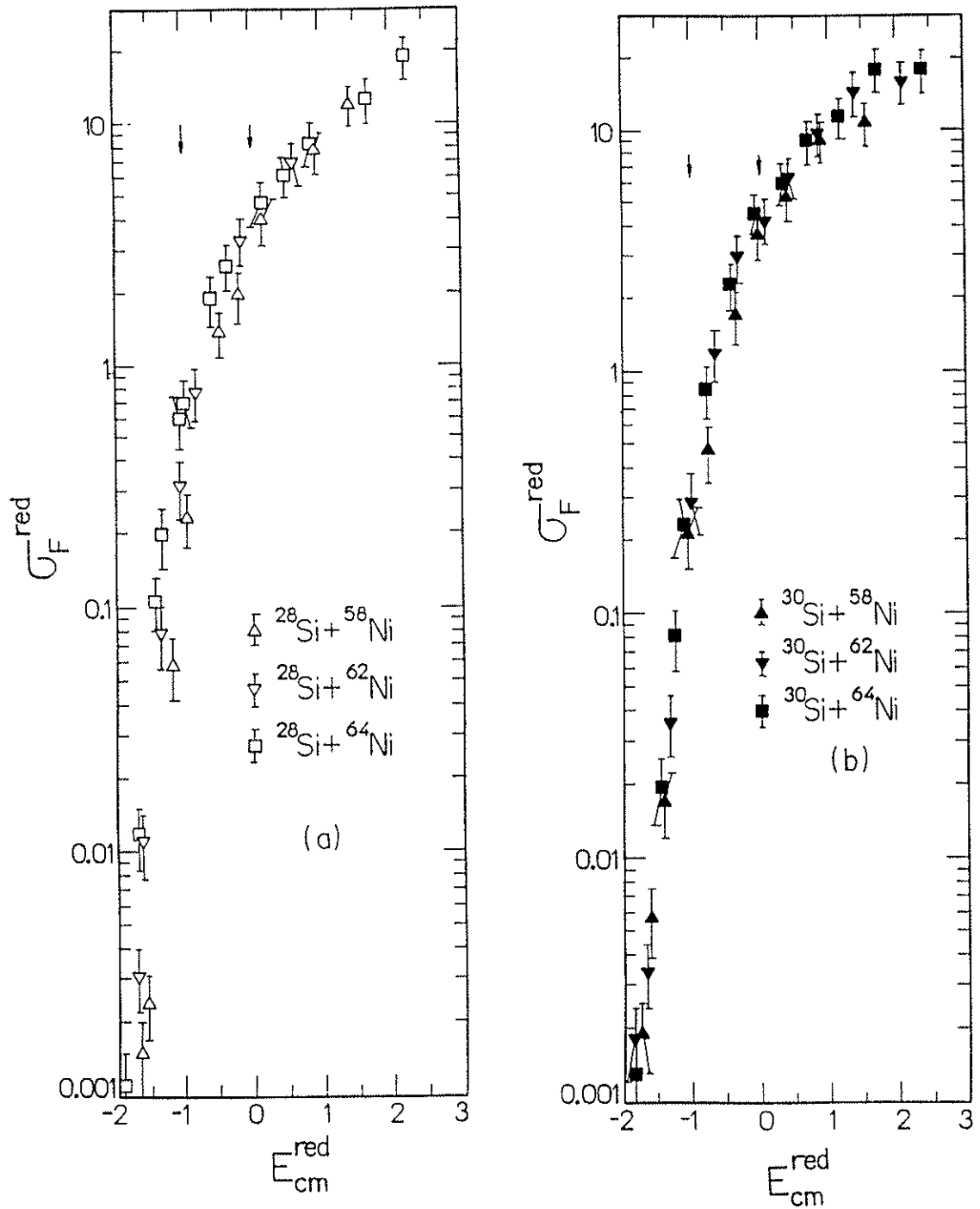


Figura IV.9 - Comparação entre (a) $^{28}\text{Si} + ^{58,62,64}\text{Ni}$ e (b) $^{30}\text{Si} + ^{58,62,64}\text{Ni}$. Estes dados foram obtidos da referência [St86]. Foram utilizadas escalas reduzidas para σ_F e E_{cm} , obtidas das expressões (IV.1) e (IV.2). As setas indicam a região de energias (investigadas em nosso trabalho) que estão logo abaixo da barreira coulombiana, compreendendo o intervalo entre $-1 \leq E_{\text{cm}}^{\text{red}} \leq 0$.

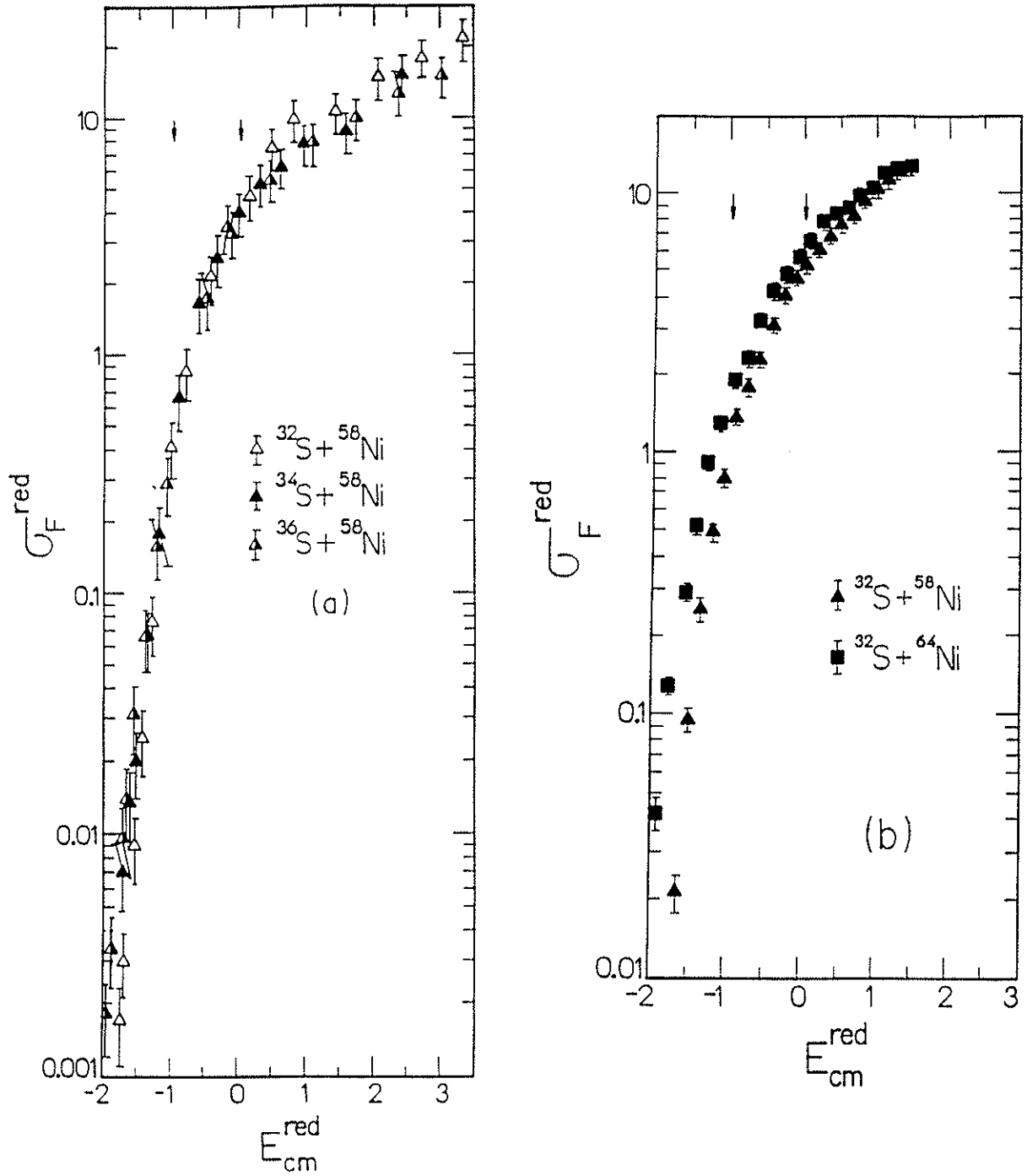


Figura IV.10 - Comparação entre (a) $^{32,34,36}\text{S} + ^{58}\text{Ni}$ [St86] e (b) $^{32}\text{S} + ^{58,64}\text{Ni}$ [Ti90].
 Foram utilizadas escalas reduzidas para σ_F e E_{cm} , obtidas das expressões (IV.1) e (IV.2). As setas indicam a região de energias (investigadas em nosso trabalho) que estão logo abaixo da barreira coulombiana, compreendendo o intervalo entre $-1 \leq E_{\text{cm}}^{\text{red}} \leq 0$.

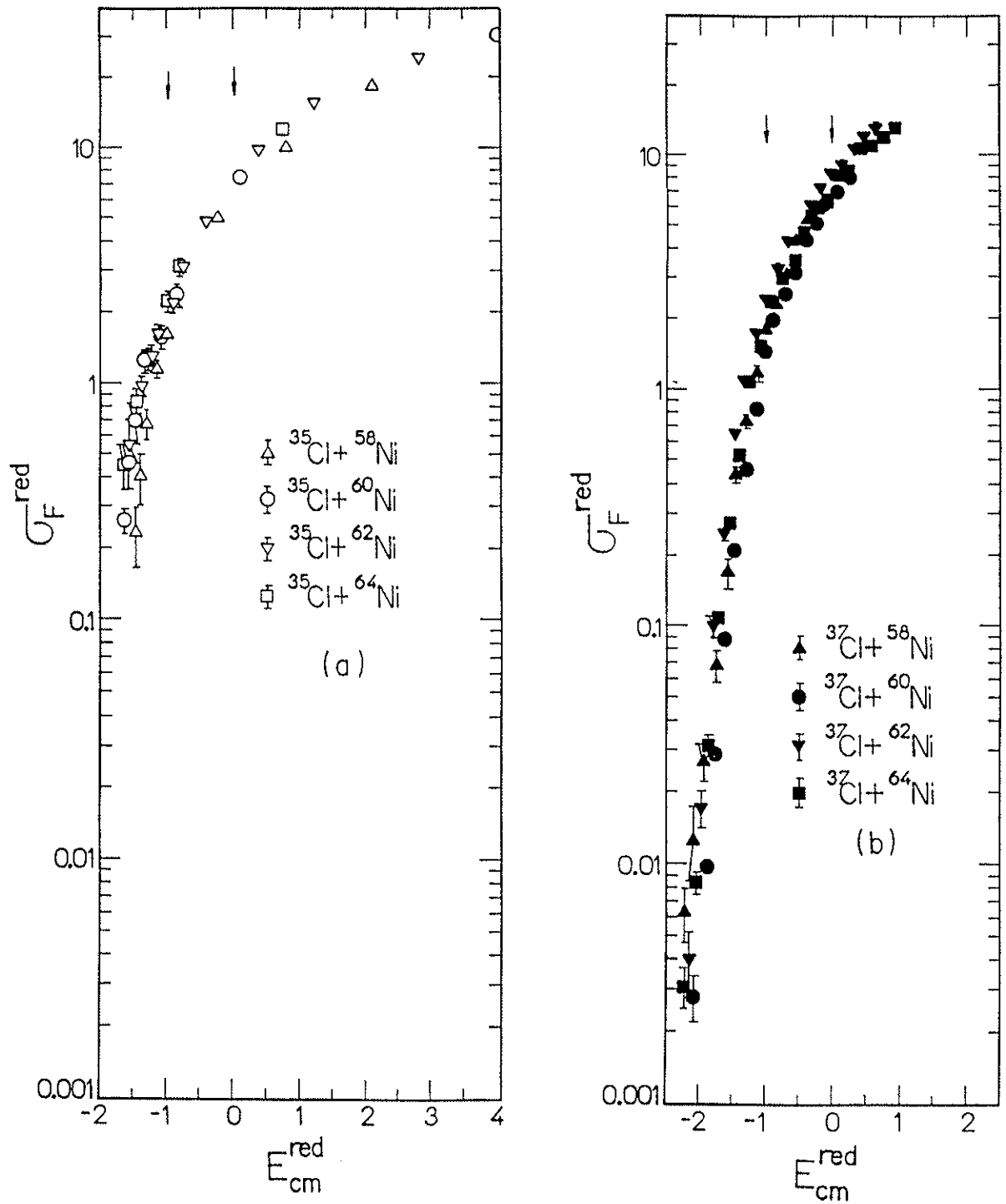


Figura IV.11 - Comparação entre (a) $^{35}\text{Cl} + ^{58,60,62,64}\text{Ni}$ [Sc75] e (b) $^{37}\text{Cl} + ^{58,60,62,64}\text{Ni}$ [Ve90]. Foram utilizadas escalas reduzidas para σ_F e E_{cm} , obtidas das expressões (IV.1) e (IV.2). As setas indicam a região de energias (investigadas em nosso trabalho) que estão logo abaixo da barreira coulombiana, compreendendo o intervalo entre $-1 \leq E_{\text{cm}}^{\text{red}} \leq 0$.

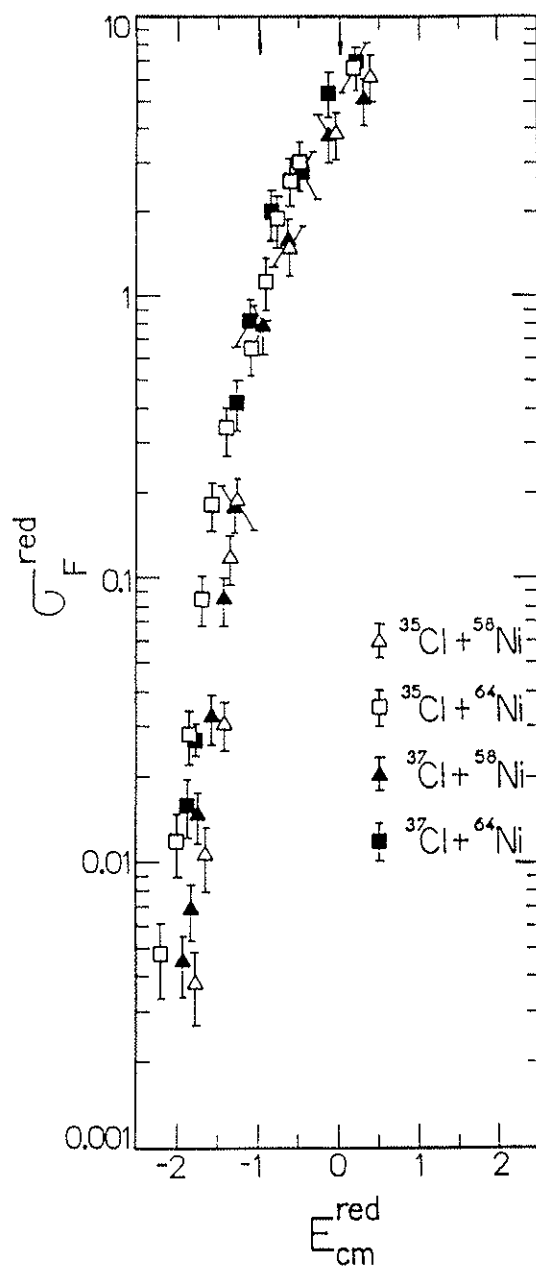


Figura IV.12 - Comparação entre $^{35,37}\text{Cl} + ^{58,64}\text{Ni}$ [Sk87]. Foram utilizadas escalas reduzidas para σ_F e E_{cm} , obtidas das expressões (IV.1) e (IV.2). As setas indicam a região de energias (investigadas em nosso trabalho) que estão logo abaixo da barreira coulombiana, compreendendo o intervalo entre $-1 \leq E_{\text{cm}}^{\text{red}} \leq 0$.

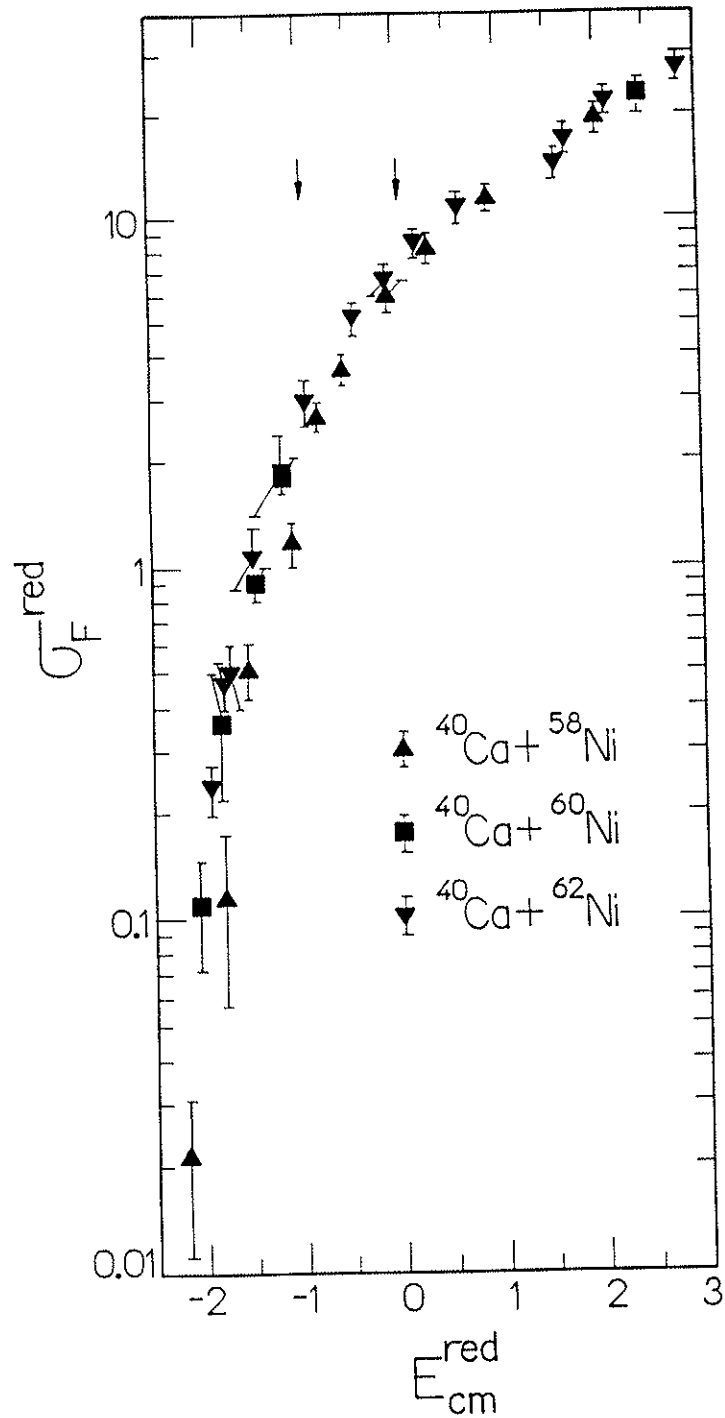


Figura IV.13 - Comparação entre $^{40}\text{Ca} + ^{58,60,62}\text{Ni}$ [Si79]. Foram utilizadas escalas reduzidas para σ_F e E_{cm} , obtidas das expressões (IV.1) e (IV.2). As setas indicam a região de energias (investigadas em nosso trabalho) que estão logo abaixo da barreira coulombiana, compreendendo o intervalo entre $-1 \leq E_{\text{cm}}^{\text{red}} \leq 0$.

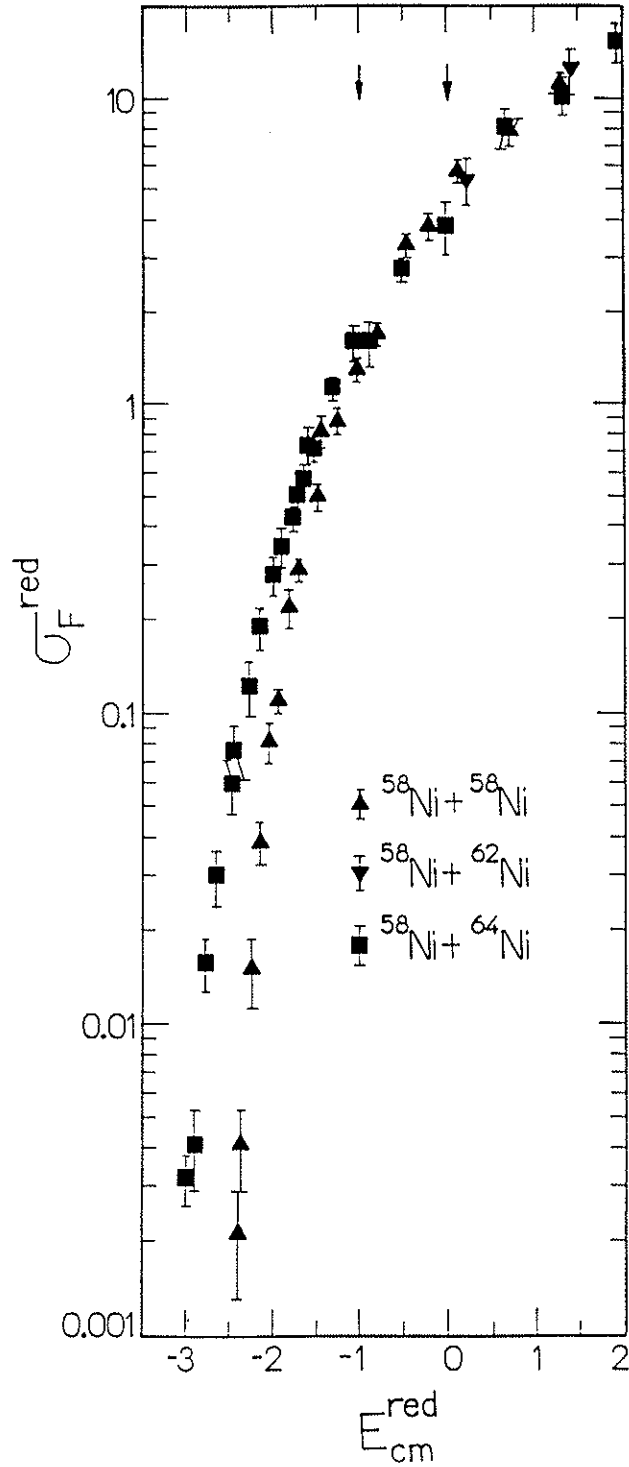


Figura IV.14 - Comparação entre $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ [Be81], $^{58}\text{Ni} + ^{62}\text{Ni}$ [Si82] e $^{58}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$ [Be82]. Foram utilizadas escalas reduzidas para σ_F e E_{cm} , obtidas das expressões (IV.1) e (IV.2). As setas indicam a região de energias (investigadas em nosso trabalho) que estão logo abaixo da barreira coulombiana, compreendendo o intervalo entre $-1 \leq E_{\text{cm}}^{\text{red}} \leq 0$.

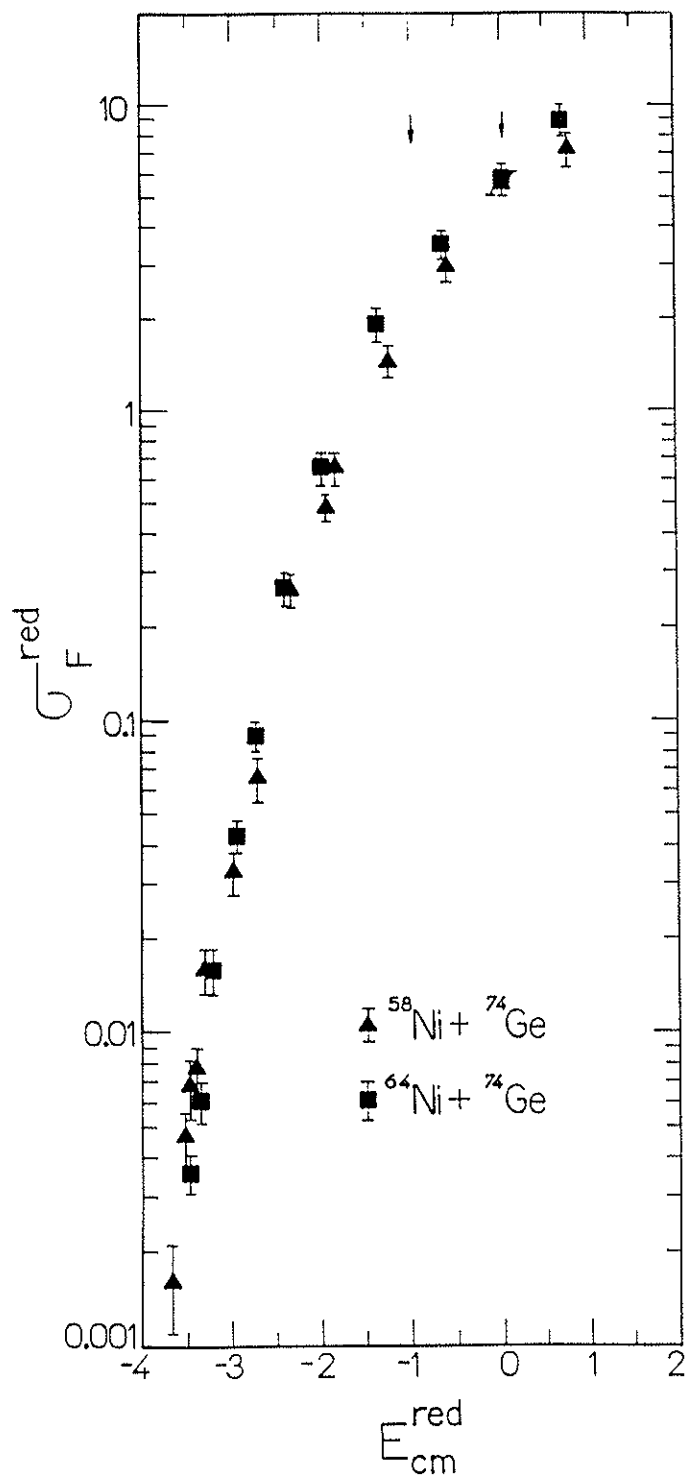


Figura IV.15 - Comparação entre $^{58,64}\text{Ni} + ^{74}\text{Ge}$ [Be82]. Foram utilizadas escalas reduzidas para σ_F e E_{cm} , obtidas das expressões (IV.1) e (IV.2). As setas indicam a região de energias (investigadas em nosso trabalho) que estão logo abaixo da barreira coulombiana, compreendendo o intervalo entre $-1 \leq E_{\text{cm}}^{\text{red}} \leq 0$.

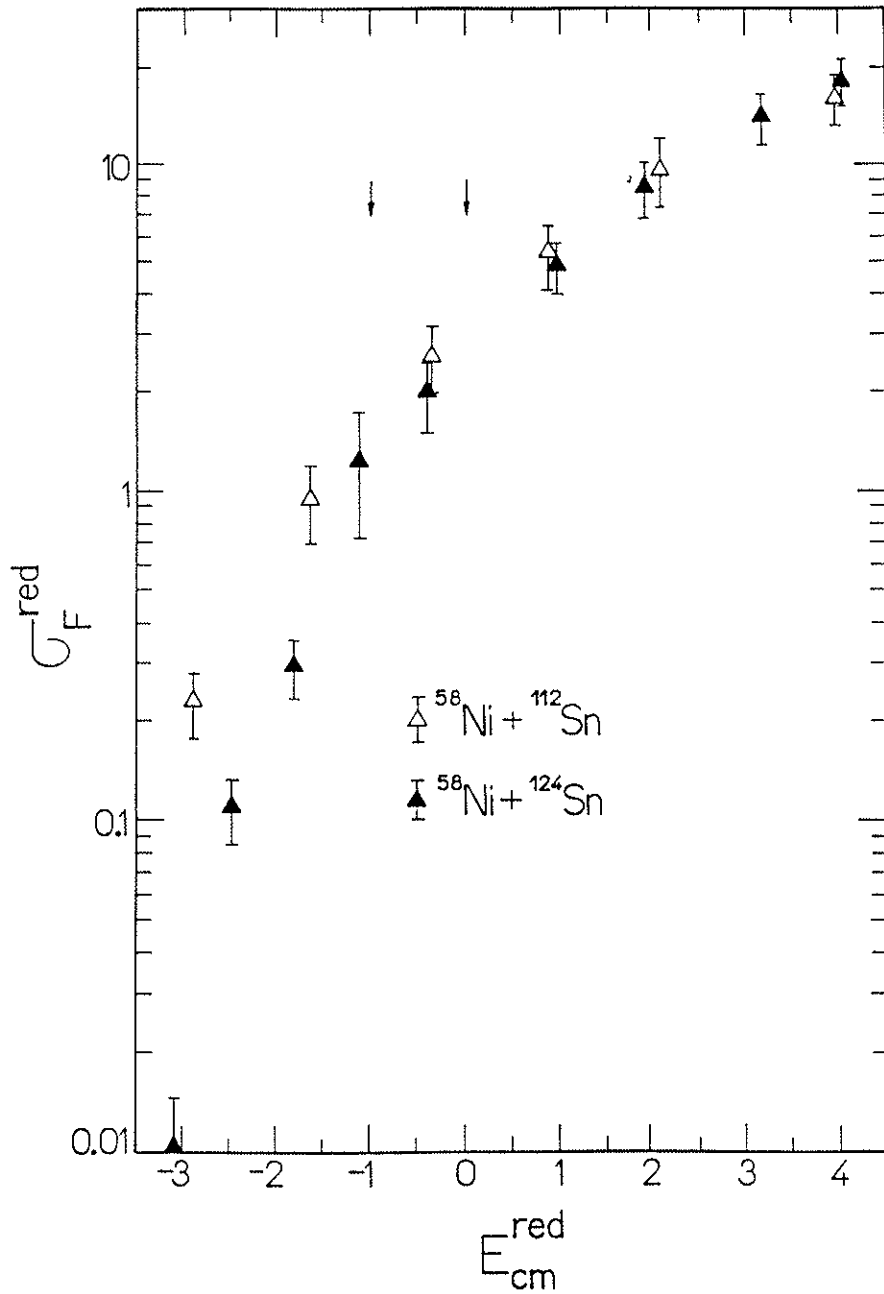


Figura IV.16 - Comparação entre $^{58}\text{Ni} + ^{112,124}\text{Sn}$ [He87]. Foram utilizadas escalas reduzidas para σ_F e E_{cm} , obtidas das expressões (IV.1) e (IV.2). As setas indicam a região de energias (investigadas em nosso trabalho) que estão logo abaixo da barreira coulombiana, compreendendo o intervalo entre $-1 \leq E_{cm}^{red} \leq 0$.

Como uma última comparação entre as figuras IV.5 a IV.16 podemos salientar que se tomarmos a região subcoulombiana como referência, podemos notar que em média a seção de choque de fusão tende a aumentar conforme o número de massa do elemento que reage com a sistemática dos níqueis aumenta [Ag87].

Mais uma vez devemos ressaltar que nosso propósito não é fazer uma análise detalhada dos sistemas obtidos da literatura e sim mostrar que os efeitos observados para o $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ são únicos quando comparados com os outros sistemas apresentados nesta subseção.

Ainda sobre a sistemática dos níqueis devemos ressaltar que as comparações feitas, utilizando oxigênio como projétil, parecem indicar que apenas o ^{58}Ni é sensível à mudança do isótopo do projétil, provavelmente porque, dos isótopos estudados neste trabalho, ele seja o que se encontra mais próximo da camada fechada.

Na próxima subseção tentaremos ajustar os dados experimentais de fusão, para os sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$, usando cálculos de movimento de ponto zero, incluindo alguns canais de reação como passo intermediário do processo de fusão nuclear.

IV.2.2.2 - Fusão e Processos Periféricos nos Sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$

É bastante conhecido, em física nuclear, o fato de que para a região de energias acima da barreira coulombiana a função de excitação de fusão, para sistemas intermediários e pesados, apresenta um comportamento linear para a seção de choque com o inverso da energia de bombardeio. Já para energias próximas e abaixo da barreira, este comportamento é bastante diferente. Essa forma linear pode ser entendida em termos de um modelo mais simples, o modelo de corte abrupto, que leva a uma equação clássica para a seção de choque de fusão entre duas esferas colidentes. Modelos mais complexos permitem que a seção de choque seja calculada para energias acima e abaixo da barreira coulombiana (como descrito na seção II.2.1), com o inconveniente que quando se utiliza o formalismo de penetração de barreira unidimensional, observamos que, para a região de energias subcoulombianas, existe um favorecimento da seção de choque experimental com relação àquela calculada por esse formalismo (figuras IV.4 e IV.5). Este aumento é característico de cada sistema (como mencionado na subseção anterior, onde salientamos que, na região logo abaixo da barreira, o maior favorecimento ocorre para o $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$). Vemos então que a fusão de íons pesados, nesta região de energia, não é um problema simples, sendo

necessário determinar quais graus de liberdade adicionais são relevantes e descobrir a influência dos mesmos sobre a seção de choque de fusão.

Com o intuito de quantificar esse aumento de fusão em cada sistema medido por nós, fizemos cálculos utilizando o modelo de movimento de ponto zero (ZPM) da superfície nuclear, associado a vibrações coletivas de níveis de excitação com baixa energia [Es81]. No caso do sistema $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ foi usado também o canal de transferência de poucos núcleons.

Esta parametrização [Bo92] foi desenvolvida pelos professores Alexandre M. Borges da Universidade Federal Fluminense e Carlos E. Aguiar da Universidade Federal do Rio de Janeiro, em colaboração com nosso grupo.

Para calcular a seção de choque de fusão, usamos um potencial nuclear macroscópico, que utiliza o modelo unidimensional de penetração de barreira, a saber: o Potencial Krappe, Nix e Sierk (KNS) de onde obtemos os parâmetros R_{B0} , V_{B0} e $\hbar\omega_0$ correspondentes à posição, altura e curvatura da barreira da onda s ($\ell = 0$), respectivamente.

Como mencionado acima, um potencial desse tipo não é capaz de descrever os dados experimentais para todo o intervalo de energia medido. Assim sendo, tornou-se necessário realizar dois tipos de ajustes para cada função de excitação. O primeiro (representado por linhas tracejadas nas figuras IV.17 e IV.18) foi feito para a região acima da barreira coulombiana, onde utilizou-se os pontos experimentais da função de excitação compreendidos entre $200 \text{ mb} \leq \sigma_F \leq 600 \text{ mb}$, sendo ajustado o parâmetro de raio nuclear, r_0 , cujos valores são indicados na figura IV.17. Este parâmetro é proveniente do raio R_0 de um núcleo esférico. Aqui devemos salientar que o intervalo para σ_F , normalmente empregado para um ajuste, usando o modelo unidimensional, varia de 100 a 500 mb [Va81]. Entretanto, é sabido que a barreira de fusão, independente do sistema estudado, ocorre na região próxima a 100 mb para a σ_F correspondente. A fim de evitar que contribuições não desprezíveis de processos relevantes na região subcoulombiana fossem levadas em conta, usamos como limite inferior, para o ajuste com o potencial unidimensional, o valor de 200 mb. Portanto, utilizamos o intervalo entre 200 e 600 mb para a seção de choque, onde o potencial unidimensional pode ser usado para descrever razoavelmente bem os dados experimentais. Isto pode ser observado na figura IV.17, onde vemos que r_0 praticamente não teve seu valor de melhor ajuste variado, indicando que os seis sistemas não possuem alterações consideráveis na forma da função de excitação para a região acima da barreira.

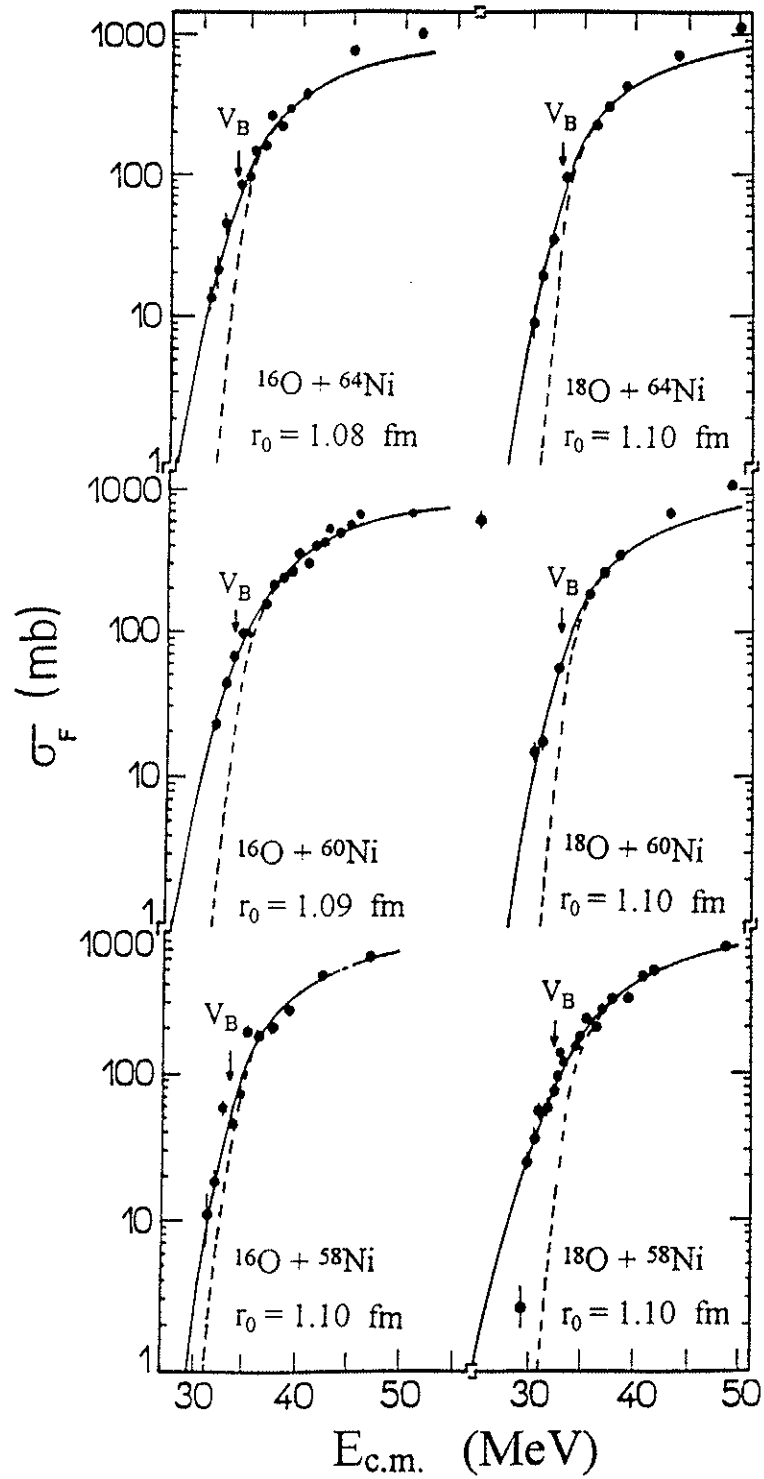


Figura IV.17 - Comparação entre os resultados experimentais dos sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$. As linhas cheias representam ajustes assumindo distribuições gaussianas dos raios nucleares e as tracejadas são ajustes usando o modelo de penetração de barreira unidimensional.

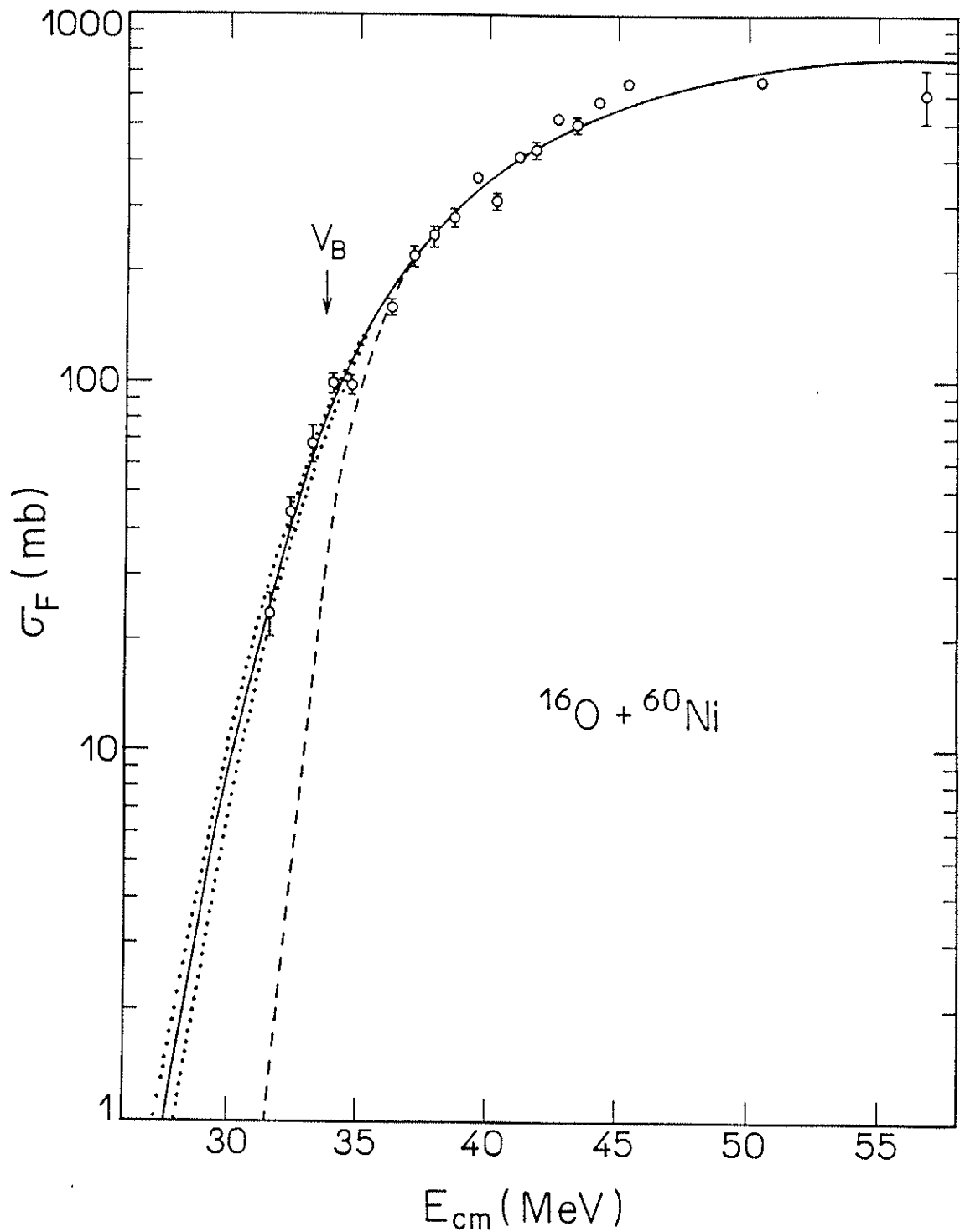


Figura IV.18 - Detalhe da figura IV.17, onde é apresentada a função de excitação do sistema $^{16}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$ com os referidos ajustes. As linhas pontilhadas correspondem aos ajustes considerando o χ^2_{total} acrescido do valor de χ^2_{red} .

O código computacional usado para esse ajuste forneceu o menor valor de χ_{red}^2 para cada sistema, que variou entre 4 e 9. Este tipo de ajuste [Ag92], usando o mesmo potencial unidimensional, foi realizado para um número bastante grande de sistemas, mostrando que os valores de χ_{red}^2 , obtidos por nós, são bastante razoáveis.

Observando as linhas tracejadas da figura IV.17 podemos dizer que a seção de choque, calculada para a região de energia acima da barreira coulombiana, reproduz bem os resultados experimentais em cada sistema. Já para a região subcoulombiana podemos perceber que esse ajuste não é adequado às medidas realizadas. A fim de obter um bom ajuste, para a referida região, foi empregado o ZPM da superfície nuclear juntamente com vibrações coletivas de níveis de baixa energia, que resultam em flutuações quânticas que, por sua vez, levam a uma distribuição gaussiana para o raio de interação nuclear (soma dos raios do projétil e do alvo: $R = R_1 + R_2$). Esta distribuição gera distribuições correspondentes para V_{B0} e R_{B0} , sendo que as larguras dessas duas distribuições são proporcionais ao desvio padrão do raio de interação, S_R , que representa o aumento da seção de choque de fusão em cada sistema. Ele pode ser expresso por:

$$S_R = S_{V_B} \left(\left| \frac{dV_B}{dR} \right| \right)^{-1} \quad (\text{IV.4})$$

onde S_{V_B} representa o desvio padrão da altura da barreira e dV_B/dR corresponde à derivada de primeira ordem da altura da barreira em função do raio de interação. O valor para esta derivada é obtido através de um segundo código computacional, ao qual fornecemos o parâmetro r_0 fixo no valor de melhor ajuste para cada função de excitação.

Assim sendo, é possível chegar a uma seção de choque teórica que reproduza os dados experimentais para todo o intervalo de energia de bombardeio.

Mediante essas informações pudemos efetuar o segundo ajuste, que foi feito para a região próxima e abaixo da barreira ($10 \text{ mb} \leq \sigma_F < 200 \text{ mb}$). Dessa forma, fornecemos a um terceiro programa, além dos referidos dados experimentais, o parâmetro r_0 e ele calculou o parâmetro S_{V_B} , correspondente ao menor valor de χ_{red}^2 . Este segundo ajuste é representado por linhas cheias nas figuras IV.17 e IV.18, e forneceu valores de χ_{red}^2 que variaram entre 0.7 e 3.4. Assim como no caso do ajuste do parâmetro r_0 , podemos dizer que estes valores são bastante razoáveis. No caso do sistema $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$, o ponto referente à menor seção de choque não foi usado, uma vez que esse formalismo não é válido para regiões onde σ_F seja pequena ($\sigma_F < 10 \text{ mb}$).

De posse dos parâmetros indicados na expressão (IV.4) pudemos obter S_R e assim pudemos construir a tabela IV.2, que mostra os valores correspondentes ao melhor ajuste para os parâmetros da barreira e para o desvio padrão, S_R , de cada sistema.

Tabela IV.2 - Valores dos parâmetros da barreira de fusão V_{B0} , R_{B0} e $\hbar\omega_0$ e do desvio padrão, S_R , da flutuação do raio de interação nuclear para os seis sistemas medidos neste trabalho.

Sistemas	V_{B0} (MeV)	R_{B0} (fm)	$\hbar\omega_0$ (MeV)	S_R (fm)
$^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$	33.56	8.70	3.50	0.27 ± 0.04
$^{16}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$	33.66	8.67	3.51	0.44 ± 0.03
$^{16}\text{O} + ^{64}\text{Ni}$	33.37	8.76	3.47	0.43 ± 0.02
$^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$	32.90	8.90	3.37	0.62 ± 0.03
$^{18}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$	32.84	8.92	3.30	0.40 ± 0.02
$^{18}\text{O} + ^{64}\text{Ni}$	32.46	9.04	3.24	0.41 ± 0.02

Através da tabela acima podemos perceber que o parâmetro S_R apresenta valores mínimo e máximo, respectivamente, para os sistemas $^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ e $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$, indicando que o menor favorecimento da seção de choque de fusão subcoulombiana ocorre para o primeiro sistema, enquanto que o maior se dá para o segundo. Este fato pode ser observado na figura IV.17. Notamos também que os sistemas contendo alvos de ^{60}Ni e ^{64}Ni apresentam uma pequena variação nos valores do desvio padrão do raio, da ordem de 10%.

Neste ponto devemos ressaltar que as observações feitas acima, com respeito a S_R , estão de acordo com aquelas feitas na subseção anterior, onde pudemos perceber, através da figura IV.6, que o sistema que possui menor seção de choque de fusão reduzida é o $^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ e o com maior é o $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$, enquanto que os demais sistemas ($^{16,18}\text{O} + ^{60,64}\text{Ni}$) se encontram entre esses dois extremos, apresentando portanto uma suave variação entre eles. Assim sendo, é possível dizer que apenas o ^{58}Ni possui uma dependência mais sensível com a variação do número atômico do projétil. Acreditamos que isto ocorra porque esse é o isótopo estável par-par que se encontra mais próximo do ^{56}Ni (núcleo duplamente mágico), portanto o que está mais próximo de uma camada fechada. Estudos anteriores [Ch92], feitos por nosso grupo, mostraram que nos sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$ não há dependência com a troca do isótopo do oxigênio. Este fato pode ser observado na figura IV.4, onde vemos que para um mesmo isótopo do núcleo-alvo a variação do núcleo projétil não acarretou aumento significativo na seção de choque de fusão. Isto mostra consistência com relação às observações feitas acima sobre os núcleos $^{60,64}\text{Ni}$, uma vez que $^{63,65}\text{Cu}$ também se encontram relativamente longe da camada fechada.

A figura IV.19 apresenta, em forma gráfica, os resultados da última coluna da tabela IV.2, onde encontramos a variação do parâmetro S_R com respeito ao isótopo do núcleo-alvo, sendo que os símbolos vazios correspondem à interação com o ^{16}O e os cheios com o ^{18}O . As barras de erro de cada ponto são uma estimativa e foram obtidas tomando-se o menor valor de χ^2_{total} e adicionando-se o valor de χ^2_{red} . A figura IV.18 ilustra, através de linhas pontilhadas, o desvio dos dados experimentais, provocado por essas barras de erro. O erro associado ao S_R é devido unicamente ao erro do parâmetro S_{V_B} , pois o parâmetro r_0 , proveniente do ajuste na região acima da barreira, possui erro pequeno para a região de energia subcoulombiana.

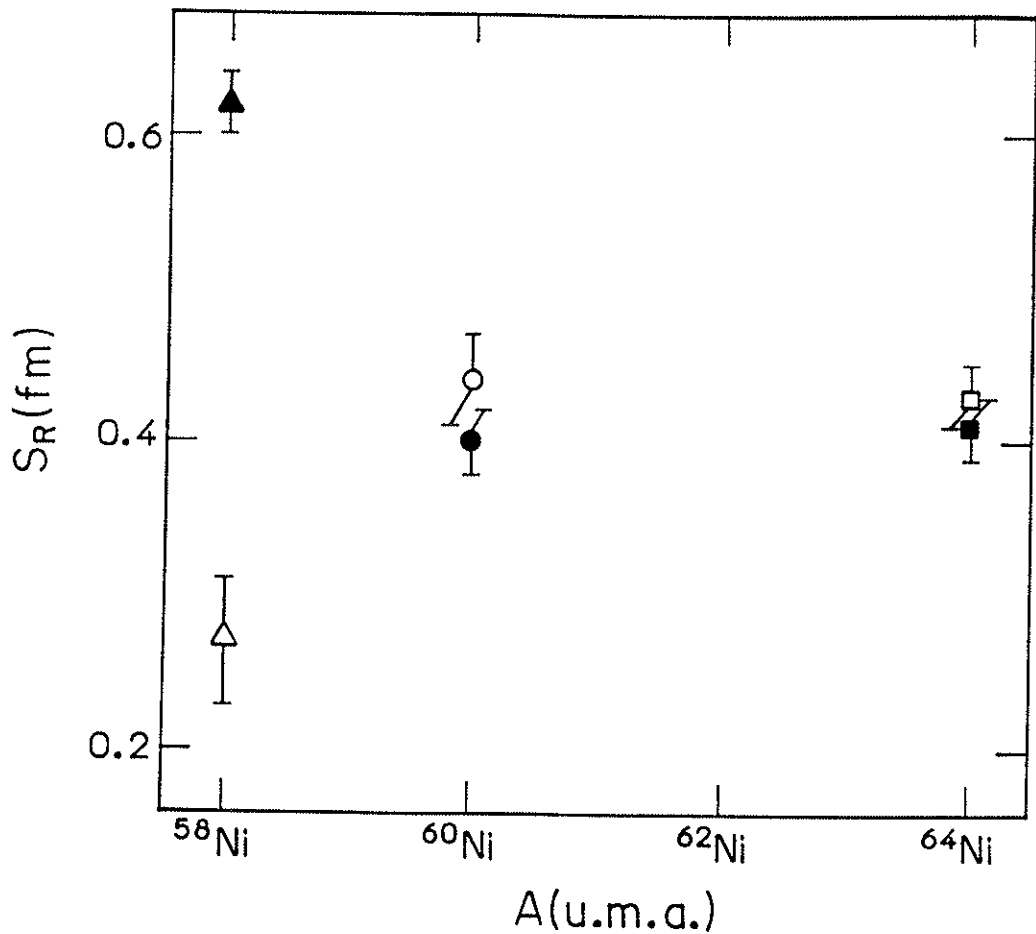


Figura IV.19 - Variação do parâmetro S_R em função dos isótopos pares do níquel medidos neste trabalho. Os símbolos vazios representam o desvio padrão do raio de interação para os sistemas $^{16}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$, enquanto que os símbolos cheios indicam S_R para os sistemas $^{18}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$. Os dados estão apresentados na tabela IV.2.

Com o intuito de obter uma maior compreensão sobre o aumento da seção de choque de fusão subcoulombiana para os sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$, começamos estudando

a influência do canal de espalhamento inelástico para níveis com baixa energia de excitação para os sistemas $^{16}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$ e depois passaremos a analisar os sistemas $^{18}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$. Para isto usamos o parâmetro S_R associado ao modo quadrupolar, que é dado pela expressão (II.8):

$$S_{R_2} = \frac{\delta_{2_n}}{\sqrt{4\pi}} \quad (\text{IV.5})$$

onde δ_{2_n} é o extensão da deformação nuclear no nível quadrupolar, expresso como: $\delta_{2_n} = R_0\beta_{2_n}$, sendo β_{2_n} a amplitude nuclear do fonon, também chamado de parâmetro de deformação quadrupolar.

A expressão acima indica o aumento da fusão devido à deformação de cada núcleo interagente quando vibra no modo quadrupolar. Dessa forma, passamos a investigar se esse favorecimento poderia ser devido ao núcleo projétil (^{16}O). É sabido [Bo92] que quanto maior a energia de excitação, menor deve ser a vibração de superfície quadrupolar esperada. No caso do ^{16}O a energia do estado excitado 2^+ é bastante alta ($E^* = 6.93 \text{ MeV}$). Dessa forma, a vibração do referido núcleo não deve contribuir apreciavelmente para o aumento da fusão. Portanto, passamos a observar se as vibrações de superfície quadrupolares, provenientes do núcleo-alvo ($^{58,60,64}\text{Ni}$), poderiam ser as únicas responsáveis pelo aumento na σ_F para a região subcoulombiana, uma vez que esses núcleos, considerados como vibradores, possuem para o primeiro estado excitado (2^+) [Br78] as seguintes energias: $^{58}\text{Ni} \rightarrow E^* = 1.45 \text{ MeV}$; $^{60}\text{Ni} \rightarrow E^* = 1.33 \text{ MeV}$ e $^{64}\text{Ni} \rightarrow E^* = 1.34 \text{ MeV}$.

Para a obtenção do parâmetro β_{2_n} , usado para calcular δ_{2_n} da expressão acima, utilizamos os dados de espalhamento elástico e inelástico dos sistemas $^{16}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$, obtidos por nosso grupo de pesquisa [Ch96], que foram medidos na região de baixa energia de bombardeio ($E_{\text{LAB}}(^{16}\text{O}) \leq 38 \text{ MeV}$). Nessas energias foi possível explicar os dados com uma análise de canais acoplados muito confiável, considerando apenas o canal elástico (0^+) e o de excitação 2^+ do alvo como canais de reação relevantes. Para isso foi usado o código computacional ECIS [Ra88]. Dessa análise observou-se que a deformação nuclear, δ_{2_n} , no nível quadrupolar é independente do parâmetro r_0 de raio nuclear adotado, fato que foi demonstrado através de cálculos de canais acoplados assumindo diferentes valores para r_0 , que resultaram em ajustes equivalentes para os dados experimentais de espalhamento elástico e também nos mesmos valores para δ_{2_n} obtidos.

Utilizando os valores de δ_{2_n} calculamos S_{R_2} , sendo que os valores desses dois parâmetros são apresentados na tabela IV.3 para cada isótopo do núcleo-alvo.

Tabela IV.3 - Valores dos parâmetros de deformação nuclear quadrupolar, δ_{2_n} , e do desvio padrão da flutuação de raio associado ao modo quadrupolar, S_{R_2} , para cada núcleo-alvo medido neste trabalho.

núcleo	δ_{2_n} (fm)	S_{R_2} (fm)
^{58}Ni	0.90 ± 0.12	0.25 ± 0.03
^{60}Ni	1.08 ± 0.12	0.30 ± 0.03
^{64}Ni	0.80 ± 0.13	0.21 ± 0.03

Através dos resultados da tabela acima podemos perceber que existe uma fraca dependência de δ_{2_n} , e conseqüentemente de S_{R_2} , em função do isótopo de níquel, mostrando que o desvio padrão da flutuação de raio, associado ao modo quadrupolar, não sofre grandes variações com a mudança do núcleo-alvo; isto indica que o primeiro estado excitado do níquel não é responsável pelas diferenças observadas na figura IV.19 para os sistemas $^{16}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$. Essa fraca dependência de δ_{2_n} com relação ao número de nêutrons do alvo ocorre porque os isótopos pares do níquel ($^{58,60,62,64}\text{Ni}$) se encontram fora da camada fechada [Kr94] e portanto possuem nêutrons excedentes (A-56), com relação ao número de prótons, que podem estar localizados nas órbitas $1f_{5/2}$, $2p_{3/2}$ e $2p_{1/2}$ (camada 1f-2p do modelo de camadas), sendo que essas órbitas estão muito próximas umas das outras. Com estas observações podemos concluir que não é possível explicar o baixo valor de S_R para o sistema $^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ da figura IV.19.

Por meio das tabelas IV.3 e IV.2 também pudemos examinar o comportamento médio entre os parâmetros S_{R_2} e S_R . Para isso determinamos o valor da média ponderada de S_{R_2} , onde obtivemos: $\overline{S_{R_2}} = 0.25 \pm 0.02$ fm, que é bem menor que aquele obtido dos valores experimentais para os sistemas $^{16}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$ ($\overline{S_R} = 0.41 \pm 0.02$ fm), mostrando que em média o uso do nível 2^+ do níquel não é suficiente para justificar o aumento da fusão.

Levando em conta os resultados expostos acima, não é possível explicar a fusão abaixo da barreira para os sistemas $^{16}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$, considerando apenas o valor de S_{R_2} da expressão (IV.5). Isto indica que outros mecanismos estão envolvidos no processo de fusão subcoulombiana para esses sistemas.

Mediante essas observações decidimos investigar a influência do estado 3^- do ^{16}O , que possui uma deformação bastante grande ($\beta_{3_n} = 0.71$ fm). Cálculos de canais acoplados para o sistema $^{16}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$ [Ch95] mostraram que a inclusão de tal estado tem uma contribuição importante para o processo de fusão em energias abaixo da barreira de fusão. Um resultado similar foi observado [Th85] para o sistema $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ em $E_{\text{LAB}} = 80.0$ MeV

(energia de bombardeio a aproximadamente 1 MeV abaixo da barreira de fusão correspondente).

Neste trabalho efetuamos uma análise complementar àquela realizada na referência Ch95, estudando a influência que o acoplamento do estado 3^- do ^{16}O , para os sistemas $^{16}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$, exerce na fusão subcoulombiana. Para tal, procedemos da seguinte maneira: primeiramente obtivemos a seção de choque de reação, σ_{Rea} , para os dados de espalhamento elástico já mencionados ($E_{\text{LAB}}(^{16}\text{O}) \leq 38$ MeV), sendo que esta σ_{Rea} , conforme descrito na referência Ch95 para o sistema $^{16}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$, é proporcional à seção de choque de fusão também para os sistemas $^{16}\text{O} + ^{58,64}\text{Ni}$, uma vez que neste cálculo foi utilizado um potencial tipo “bare” (sem nenhum tipo de acoplamento) que é 40 por cento mais atrativo que aquele obtido em energias altas ($E_{\text{LAB}}(^{16}\text{O}) \geq 100$ MeV). Para isso, usamos o código computacional PTOLEMY [Ma76], que será abordado com alguns detalhes na seção IV.3.1.1. Posteriormente obtivemos, através do programa ECIS, a seção de choque de reação para o mesmo tipo de potencial e também sem acoplamentos; em seguida acrescentamos os canais referentes aos estados 2^+ do níquel e 3^- do oxigênio e chegamos a outro valor para a seção de choque de reação que, se subtraída da σ_{Rea} sem acoplamentos (calculada pelo ECIS), fornece a seção de choque de fusão, uma vez que nesta faixa de energia ($E_{\text{LAB}} \leq V_B$) além do processo de fusão devem existir somente processos inelásticos. Fazendo a comparação entre esta seção de choque de fusão calculada e aquela produzida pelo programa PTOLEMY, podemos afirmar que, em baixas energias ($E_{\text{LAB}} \leq 40$ MeV), a contribuição do estado 3^- para a fusão é da ordem de 60 a 100 por cento.

Mediante esses valores podemos dizer que o nível 3^- do ^{16}O produz um aumento significativo na seção de choque de fusão, mas não é possível quantificar exatamente este favorecimento, uma vez que para os cálculos mencionados no parágrafo anterior não pudemos utilizar o potencial KNS.

É importante mencionar também que, como indicado por diferentes cálculos de canais acoplados [Ch95, Ch96, Ke95], as contribuições de processos de transferência de poucos núcleons na região subcoulombiana para os sistemas $^{16}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$, não são importantes quando comparadas àquelas provenientes das excitações inelásticas. Assim podemos dizer que a introdução dos canais inelásticos, vindos de $^{58,60,64}\text{Ni}$ e do ^{16}O , é responsável por um aumento significativo na σ_F desses sistemas.

Passamos então, a investigar quais canais de reação poderiam ser relevantes na interação ocorrida entre $^{18}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$.

Primeiramente investigamos a contribuição do modo quadrupolar associado ao parâmetro S_R , através da expressão (IV.5). Os valores de S_{R_2} para os isótopos de níquel são

apresentados na tabela IV.3. Já o valor de S_{R_2} para o ^{18}O não foi obtido da mesma forma. Isto porque não foi possível usar o programa ECIS para chegar ao valor de β_{2_n} , uma vez que medidas com alta precisão, para o processo de espalhamento elástico dos sistemas $^{18}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$, em baixas energias começaram a ser realizadas recentemente por nosso grupo [Ro96]. Assim sendo, utilizamos o valor de $\beta_{2_n}(^{18}\text{O}) = 0.36 \pm 0.01$, proveniente de uma compilação [Ra87a] muito grande de resultados experimentais. Usando a expressão (IV.5) chegamos ao seguinte valor para a flutuação de raio associada ao modo quadrupolar: $S_{R_2}(^{18}\text{O}) = 0.32 \pm 0.01$ fm.

Como esse parâmetro é calculado separadamente para cada núcleo, foi necessário efetuar a soma quadrática entre S_{R_2} do núcleo projétil (^{18}O) e do núcleo-alvo em questão (^ANi). Assim foi possível comparar δS_{R_2} com o parâmetro S_R . Para isto utilizamos a expressão:

$$\delta S_{R_2} = \left[\left(S_{R_2}(^{18}\text{O}) \right)^2 + \left(S_{R_2}(^A\text{Ni}) \right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{IV.6})$$

Dessa forma, pudemos construir a tabela IV.4, que apresenta a soma quadrática citada para os sistemas $^{18}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$.

Tabela IV.4 - Valores da soma quadrática dos parâmetros S_{R_2} para os três sistemas medidos neste trabalho, utilizando o ^{18}O como núcleo projétil.

Sistemas	δS_{R_2} (fm)
$^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$	0.41 ± 0.02
$^{18}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$	0.44 ± 0.02
$^{18}\text{O} + ^{64}\text{Ni}$	0.38 ± 0.02

Comparando δS_{R_2} da tabela acima com os três últimos resultados de S_R , fornecidos pela tabela IV.2, podemos observar que o aumento da fusão na região subcoulombiana, para os sistemas $^{18}\text{O} + ^{60,64}\text{Ni}$, se dá devido às contribuições do primeiro estado excitado (2^+) do ^{18}O e de $^{60,64}\text{Ni}$, uma vez que δS_{R_2} e S_R possuem valores bastante próximos, dentro das barras de erro. Já para o sistema $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ vemos que a diferença entre S_R e δS_{R_2} ainda é grande (aproximadamente 35%), indicando que o estado 2^+ dos núcleos interagentes não é suficiente para explicar o aumento da fusão subcoulombiana para esse sistema.

Um possível mecanismo para justificar a diferença citada acima pode se encontrar em outro tipo de modo coletivo: vibrações de emparelhamento, que estão relacionadas ao canal de transferência de dois núcleons de uma mesma órbita. Essas oscilações são bastante

diferentes no $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ quando comparadas com as oscilações desse mesmo tipo no sistema $^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$.

Como mencionado no início deste trabalho, o sistema $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ possui um canal bastante relevante, a saber: a transferência de dois nêutrons do ^{18}O para o ^{58}Ni (reação de "stripping"). Assim sendo, decidimos incluir estes modos de transferência de pares de núcleons para tentar descrever o aumento da fusão subcoulombiana no sistema em questão.

Para simplificar a inclusão dos modos acima mencionados, fizemos uso de um modelo macroscópico, no qual as vibrações de emparelhamento, que são descritas no espaço de gauge, estão relacionadas a deslocamentos da superfície do núcleo [Be86, Da85, Da87]. Esta relação, como explanado na subseção II.2.2.2 é feita entre o número de pares de núcleons transferidos no espaço de gauge e o momento angular ℓ no espaço ordinário. Assim é possível determinar o desvio padrão da flutuação do raio nuclear para o modo de emparelhamento, S_p , através de uma expressão semelhante àquela utilizada para o cálculo do desvio padrão da flutuação do raio associado ao modo quadrupolar, S_{R_2} . Esta equação é dada por [Bo92]:

$$S_p = \sqrt{2} \frac{R_0}{3 A} \beta_p \quad (\text{IV.7})$$

onde o fator $\sqrt{2}$, neste caso, leva em conta a superposição de modos de adição e remoção de pares, assumindo-se que eles possuem amplitudes iguais, e β_p é o parâmetro de deformação de emparelhamento.

Como no caso do modo quadrupolar, associado ao desvio padrão da flutuação de raio, o parâmetro S_p também fornece resultados independentes para cada um dos núcleos interagentes. Neste caso, consideramos apenas as vibrações de emparelhamento do núcleo de níquel. Os modos de emparelhamento do oxigênio são muito mais rígidos [Bo92] e portanto foram desprezados. Além disso, por causa dos grandes valores de Q para a reação de "stripping" de dois nêutrons nos sistemas $^{18}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$, nós consideramos o núcleo de oxigênio como um bom reservatório de pares de nêutrons, que podem ser usados para excitar as vibrações de emparelhamento do níquel. Nos casos dos sistemas $^{18}\text{O} + ^{60,64}\text{Ni}$, pudemos concluir, por nossas análises, que não existem evidências para inferir a presença desse mecanismo. A ausência dos mesmos nestes sistemas pode ser interpretada como uma possível fragmentação do modo de vibração de emparelhamento devido à presença de outras interações residuais, que podem se tornar mais importantes em núcleos que se encontram mais afastados da camada fechada.

Para determinar o valor do parâmetro S_p utilizamos $\beta_p = 9.7$, obtido da análise da reação de transferência de $^{64}\text{Ni}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})^{66}\text{Ni}$ [Da85]. Este valor está de acordo com uma estimativa feita através da teoria de BCS [Be86], de onde obtemos a equação:

$$\beta_p = \frac{2\Delta}{G}$$

sendo Δ o parâmetro do “gap” de energia e G a intensidade da força de emparelhamento.

Kerman e colaboradores [Ke61] determinaram $G = 0.33$ MeV e $\Delta \cong 1.6$ MeV para ^{58}Ni . Utilizando esses valores obtivemos para o parâmetro de deformação de emparelhamento o valor: $\beta_p \cong 9.7$, mostrando que podemos usar aquele encontrado por Dasso e colaboradores. Foi possível então, determinar o desvio padrão da flutuação do raio associado ao modo de emparelhamento cujo valor é: $S_p = 0.37$ fm.

Somando quadraticamente este valor com aquele obtido através da expressão (IV.6) (apresentado na tabela IV.4), chegamos à:

$$\delta S = 0.55 \pm 0.03 \text{ fm}$$

mostrando existir uma contribuição significativa dos canais inelásticos associados ao estado 2^+ dos núcleos interagentes e de transferência de dois nêutrons do núcleo projétil para o núcleo-alvo no sistema $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$, entretanto podemos perceber que δS ainda possui um valor absoluto aproximadamente 10% menor que o de S_R . Se levarmos em consideração os erros envolvidos nos parâmetros δS e S_R , podemos observar que o valor acima exposto está bem próximo ao valor encontrado na tabela IV.2 para o sistema citado. Assim podemos ressaltar que um modelo simples, baseado em efeitos de flutuações de emparelhamento de ponto zero, descreve razoavelmente bem o aumento da seção de choque de fusão subcoulombiana experimental para o sistema $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$.

Como comentário final, devemos frisar que nossas análises mostram que o aumento da seção de choque de fusão subcoulombiana experimental, para os sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$, parece ser devido, em grande parte, a canais inelásticos e de transferência de dois nêutrons (no caso particular do $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$) quando estes são acoplados à fusão. Entretanto, estudos envolvendo conceitos de não localidade para a troca de núcleons [Ri94], ocorrida entre os núcleos interagentes, têm mostrado que pode ocorrer um aumento na seção de choque de fusão abaixo da barreira coulombiana. Assim nos propusemos a realizar outro tipo de análise, com o objetivo de dimensionar possíveis efeitos que a não localidade pode exercer sobre a seção de choque de fusão.



IV.2.2.3 - *Efeitos Não Locais na Fusão Nuclear dos Sistemas* $^{16,18}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$

No início da subseção anterior foi relatado um fato muito conhecido entre os pesquisadores da área de física nuclear, ou seja, na região de energias próximas e abaixo da barreira coulombiana, a fusão não consegue ser totalmente explicada através de modelos simples, que levam em consideração apenas a distância entre os centros dos núcleos. Assim sendo, quase todos os trabalhos sobre fusão em sistemas com íons pesados tentam explicar o aumento da mesma através da inclusão de canais de reações superficiais, como por exemplo inelásticos e de transferência, processos estes abordados na subseção precedente. Como já mencionado, nos últimos anos também têm sido estudados os efeitos não locais de troca de partículas (“exchange”) sobre o processo de fusão nuclear, utilizando-se um potencial do tipo não local [Ga94, Ga95, Ri94]. Esse caráter não local sempre se mostra presente na seção de choque de fusão total, uma vez que ele é originário de efeitos quânticos de muitos corpos [Fe71]. Podemos então, considerar que essa seção de choque é a soma de contribuições provenientes de cálculos de canais acoplados e da não localidade, sendo que a influência que cada um exerce sobre a fusão pode depender de vários fatores, como por exemplo da massa do sistema.

Nosso intuito aqui é descobrir se essa não localidade apresenta contribuições relevantes para o aumento da seção de choque de fusão experimental. Se isso não ocorrer, vamos considerar que ele é devido ao acoplamento de canais de reação, que auxiliam na ocorrência da fusão. A análise detalhada sobre a influência de cada canal sobre esse processo, para os sistemas medidos neste trabalho, foi realizada na subseção anterior.

Através de estudos sobre não localidade, observou-se que a introdução da mesma nos cálculos da σ_F (expressão (II.13)) produz um aumento na fusão subcoulombiana com relação a σ_F local (expressão (II.5)). Isso ocorre porque esse caráter não local, associado ao potencial nuclear, gera um aumento na curvatura da barreira (equação (II.14)). Já para a região de energias acima dela, observou-se que a seção de choque não local é equivalente à local. Podemos citar então, que o aumento da fusão é uma função da energia de bombardeio e da massa do sistema, sendo que esse favorecimento é maior para sistemas mais pesados [Ri94].

Mediante essas observações podemos verificar se o referido aumento na região subcoulombiana, para os sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$, é devido, em parte, à introdução de efeitos não locais. Para isso vamos utilizar, na expressão (II.13), o potencial nuclear unidimensional de Krappe, Nix e Sierk, mas antes de apresentarmos os resultados é necessário fornecer ao parâmetro b um valor realístico. F.G. Perey e B. Buck [Pe62]

estabeleceram que o alcance da não localidade deveria ser 0.85 fm. G. Ripka [Ri63] determinou, através de um cálculo microscópico de um potencial óptico para o espalhamento elástico entre núcleon e núcleo, que esse alcance deveria ser da ordem de 1.0 fm. Cálculos mais recentes [Ri94], utilizando dados de fusão do sistema $^{16}\text{O} + ^{59}\text{Co}$, apresentaram o valor de 0.94 fm. Nós adotamos $b = 0.85$ fm, uma vez que este é o valor mais utilizado na literatura [Pe63, Ro81, Wi64]. É interessante ressaltar que este parâmetro não possui dependência com a massa do sistema [Sk56], fato primeiramente observado por T.H.R. Skyrme, que considerou uma relação entre o alcance da não localidade, b , e a espessura da superfície nuclear, a , dada por: $b = (3/2)a$, sendo que essa espessura é aproximadamente igual para todos núcleos com $A \geq 16$ u.m.a..

Para calcular a seção de choque de fusão em função da energia de bombardeio no referencial de centro de massa escolhemos, além do valor do parâmetro b , os valores dos parâmetros da barreira de fusão (R_{B0} , V_{B0} e $\hbar\omega_0$), que foram extraídos da tabela IV.2 e obtidos através de um ajuste dos dados experimentais, compreendidos entre 200 e 600 mb (maiores explicações são encontradas na subseção IV.2.2.2).

Construímos então, uma função de excitação para cada sistema medido no presente trabalho. Nas figuras IV.20 e IV.21 são comparados os resultados teóricos utilizando-se os caracteres local ($b = 0$ fm) e não local ($b = 0.85$ fm) para a seção de choque de fusão. Podemos observar que, em baixas energias, ela é maior para a previsão não local (linha tracejada) do que para a local (linha cheia), sendo que a diferença observada é bastante pequena, indicando que para estas regiões de massa e energia a não localidade exerce uma influência bem pequena na fusão. Dessa forma, podemos considerar que a análise realizada e conclusões propostas na subseção anterior são procedentes, ou seja, os resultados obtidos para a fusão nuclear parecem evidenciar a interferência construtiva de outros canais de reação sobre este primeiro.

Passaremos agora a analisar os dados experimentais, medidos por nós, referentes ao processo de espalhamento elástico entre os núcleos de ^{18}O e de $^{58,60,64}\text{Ni}$.

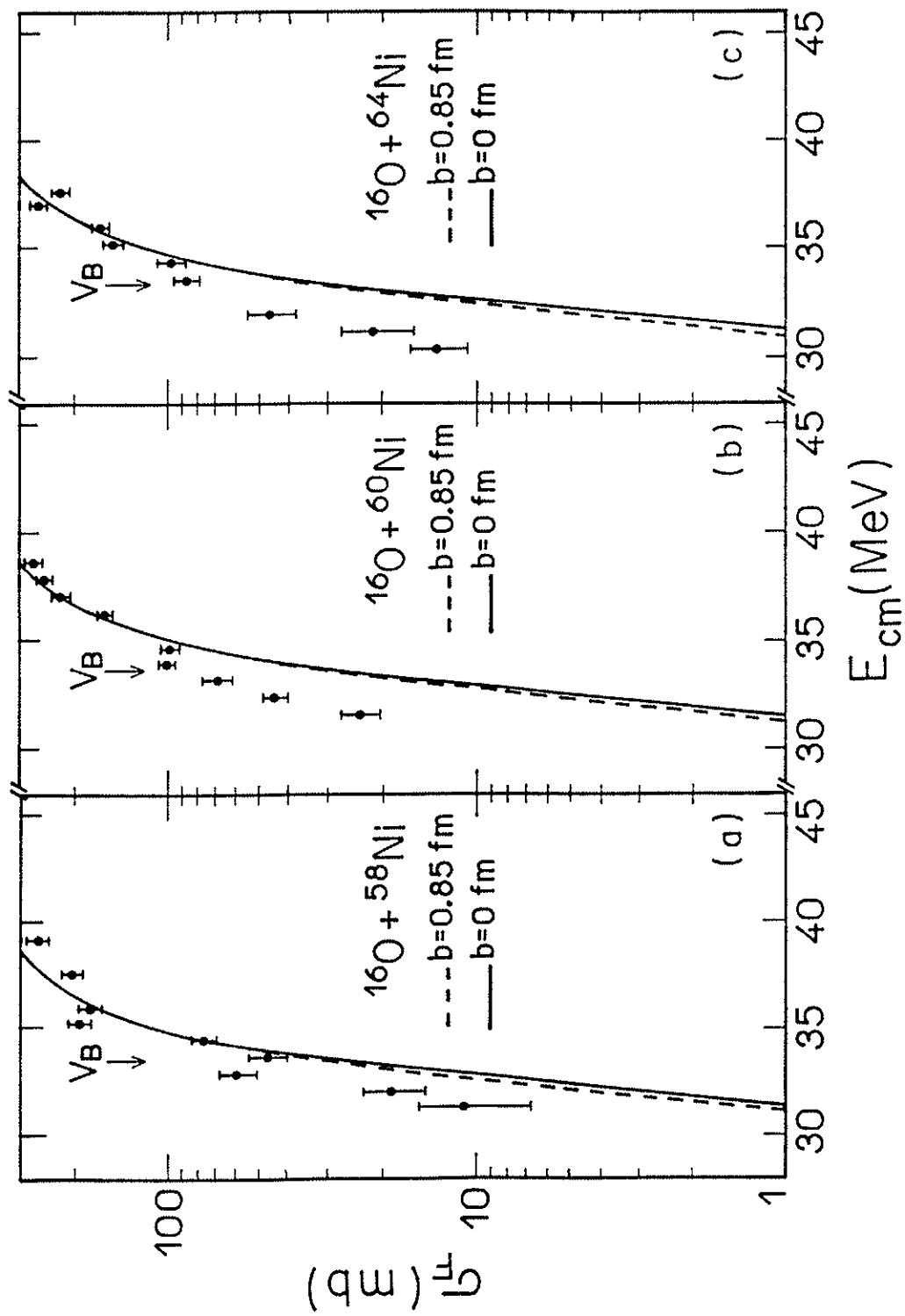


Figura IV.20 - Comparação entre os resultados experimentais e duas considerações teóricas diferentes para os sistemas (a) $^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$, (b) $^{16}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$ e (c) $^{16}\text{O} + ^{64}\text{Ni}$. A linha cheia representa o modelo unidimensional de penetração de barreira com o potencial Krappé, Nix e Sierk e a linha tracejada reproduz o caráter não local da interação.

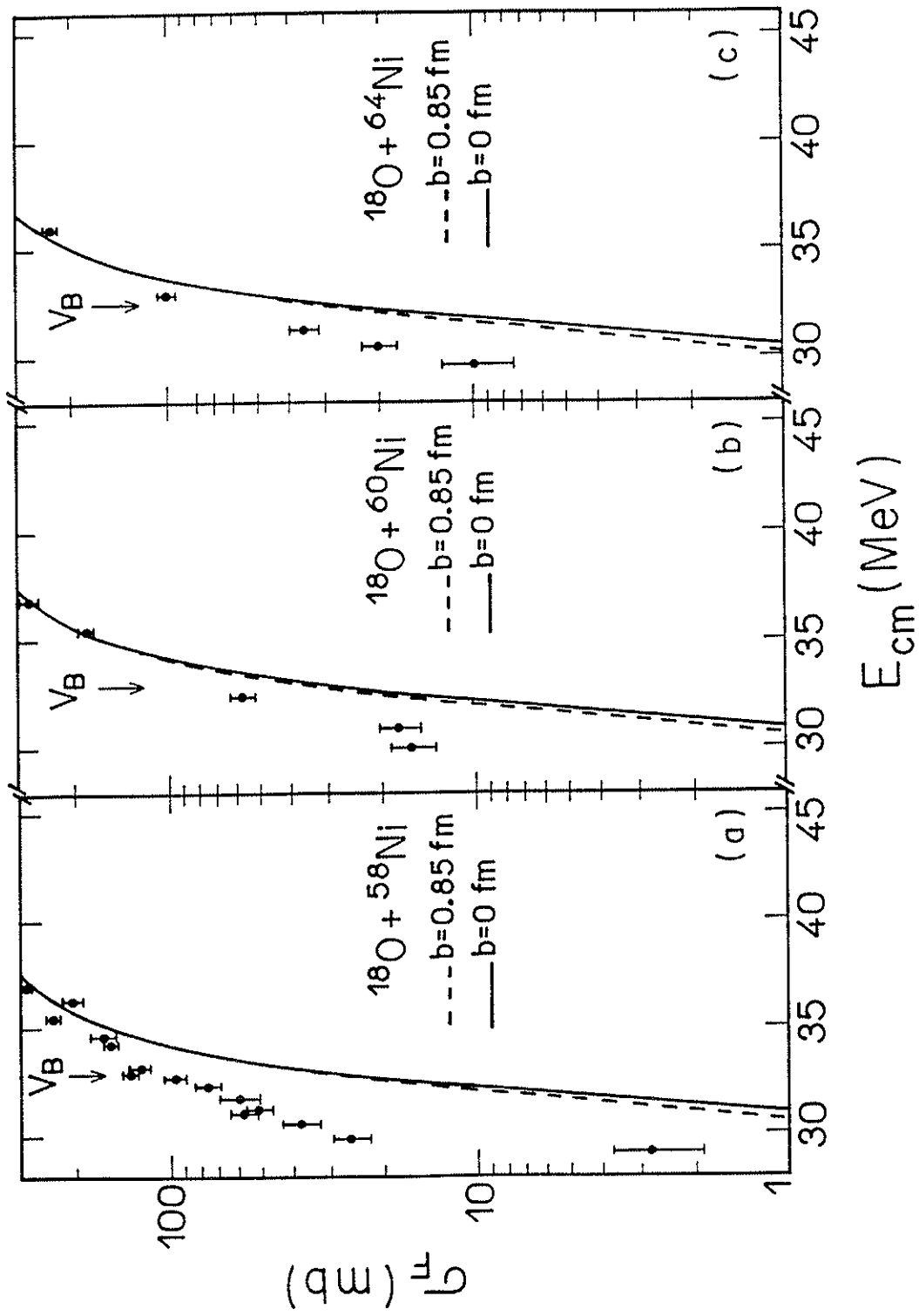


Figura IV.21 - Comparação entre os resultados experimentais e duas considerações teóricas diferentes para os sistemas $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$, $^{18}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$ e $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Ni}$. A linha cheia representa o modelo unidimensional de penetração de barreira com o potencial Krappé, Nix e Sierk e a linha tracejada reproduz o caráter não local da interação.

IV.3 - ESPALHAMENTO ELÁSTICO

IV.3.1 - ANÁLISE DOS DADOS EXPERIMENTAIS DE ESPALHAMENTO ELÁSTICO PARA AS DISTRIBUIÇÕES ANGULARES

O estudo isolado da fusão nuclear não proporciona uma visão completa dos comportamentos [Sa91] apresentados pela sistemática constituída pelos isótopos do oxigênio e do níquel, abordados neste trabalho. Para isso é necessário um estudo bastante abrangente dos processos envolvidos numa interação nuclear, ou seja, é importante um conhecimento amplo dos processos de espalhamento elástico, inelástico e de transferência de núcleons entre os núcleos interagentes, sendo que isto requer um tempo extremamente longo, mesmo levando-se em consideração apenas uma região de energia específica. Dessa forma nos propusemos a estudar, além da fusão nuclear, o canal elástico, pois através da análise dos resultados obtidos para este processo é possível entender o comportamento dos potenciais ópticos em função da energia de bombardeio, cujos efeitos influenciam a seção de choque de reação e conseqüentemente a de fusão [Fu90], uma vez que o ajuste de diversos sistemas, feito com o modelo óptico, mostrou que a fusão estaria ocorrendo em regiões bastante superficiais [Da83a].

Serão apresentados aqui somente os dados de espalhamento elástico para os sistemas $^{18}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$, medidos por nós. Os referentes aos sistemas $^{16}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$ se encontram na literatura [Ch95, Ch96, Ke95], juntamente com extensa análise que foi e será, em parte, utilizada por nós.

A seguir mostraremos a análise dos referidos dados de espalhamento elástico, por nós obtidos, usando o potencial do modelo óptico. Este tipo de estudo tem sido desenvolvido e relatado por nosso grupo [Ch90, Ro91] de forma muito minuciosa, de forma que apresentaremos aqui uma análise mais concisa.

IV.3.1.1 - Procedimento para o Ajuste dos Dados Através do Modelo Óptico

Para cada uma das distribuições angulares de $^{18}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$, apresentadas nas figuras III.16(a) a III.26, é possível realizar um ajuste utilizando o potencial do modelo óptico.

Os ajustes dos parâmetros desse potencial foram obtidos, usando o código computacional PTOLEMY, desenvolvido no Laboratório Nacional de Argonne (Illinois - USA), o qual possui sub-rotinas poderosas (em termos de processamento) para ajustes pelo método dos mínimos quadrados.

O potencial óptico utilizado é do tipo Woods-Saxon (expressão (II.16)). Fixo o potencial, o programa resolve, por integração numérica, a equação estacionária de Schrödinger (equação (II.15)), sujeita a condições de contorno na origem e na região assintótica. 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 possui seis parâmetros ajustáveis, a saber: r_0 , a , V_0 , r_{0i} , a_i e W_0 , que representam, respectivamente, o parâmetro do raio de interação, a difusividade e a profundidade do potencial, sendo os três primeiros relacionados à parte real e os três últimos à parte imaginária do mesmo. Nessas condições e, em um espaço multidimensional, existem diversos mínimos locais da função chi-quadrado e a exploração de todos esses mínimos requer muitas “sementes” (pontos de partida para o ajuste de dados). Assim, 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.

Nesta subseção adotaremos as seguintes notações:

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

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

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

onde σ_i e $\Delta\sigma_i$ representam a seção de choque experimental no ângulo θ_i e a respectiva incerteza, $\sigma_t(\theta_i)$ é a seção de choque teórica (do modelo óptico) no ângulo θ_i , e N e n são, respectivamente, os números de pontos experimentais e de parâmetros ajustados.

Para a determinação do conjunto de parâmetros que fornecesse o menor valor de χ^2 , fixamos um deles e passamos a variar os demais. Este procedimento é bastante lento, consumindo um tempo muito grande. Para agilizar este processo partimos de valores fixos para os parâmetros dos raios de interação: $r_0 = r_{01} = 1.20$ fm. Pudemos proceder desta forma, com relação a estes dois parâmetros, porque estudos preliminares [Ch90] revelaram que este valor é bastante adequado para a região de massa dos sistemas por nós medidos. Fixamos também o parâmetro do raio do potencial coulombiano em $r_C = 1.06$ fm, cujo valor foi obtido através de espalhamento de elétrons de alta energia em ^{18}O , em isótopos ímpares de cobre [Si70, Vr72] e pares de níquel [Go74].

Com r_0 e r_{01} fixos, determinamos valores adequados para as difusividades real e imaginária. Para isso, foi feita uma “grade”, onde fornecemos ao programa diversas “sementes” para a e a_1 e este ajustou V_0 e W_0 para cada par de valores de difusividade, de forma a obter o menor χ_p^2 . Com esse procedimento encontramos valores médios para a e a_1 , que forneceram ajustes satisfatórios (bons χ_p^2) para todas as energias e sistemas que foram objeto de análise.

Para um ajuste final, as difusividades real e imaginária foram fixadas nos valores: $a = 0.60$ fm e $a_1 = 0.52$ fm (melhores valores médios obtidos), de modo que todas as distribuições angulares seguissem um mesmo padrão para a forma do potencial nuclear. O valor aqui calculado, para a difusividade real, está de acordo com o experimental ($a = 0.59 \pm 0.02$ fm) [Ch95], obtido para os sistemas $^{16}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$, em energias subcoulombianas. Isso vem mostrar que o procedimento usado é bastante consistente. Também devemos ressaltar que tomamos a difusividade imaginária como um parâmetro independente da sua parte real. Alguns autores utilizam em suas análises valores iguais para a e a_1 ; acreditamos que tal procedimento careça de fundamento porque as partes real e imaginária do potencial óptico têm significados diferentes (uma representa a interação íon-íon e a outra simula os canais de reação, respectivamente). A consequência direta deste procedimento se refere a uma piora no valor de χ_p^2 para cada um dos ajustes.

A partir dos valores fixados para a e a_1 , foram novamente ajustados V_0 e W_0 , e assim obtivemos os valores de χ_{red}^2 para este tipo de ajuste.

A tabela abaixo indica os valores dos parâmetros ajustados que forneceram o menor χ_{red}^2 para cada energia medida ou compilada.

Tabela IV.5 - Valores dos parâmetros V_0 e W_0 , do potencial óptico, que forneceram os melhores ajustes para os sistemas $^{18}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$ em diferentes energias de bombardeio no referencial de laboratório. Foram utilizados os seguintes valores fixos para as difusividades real e imaginária: $a = 0.60$ fm e $a_1 = 0.52$ fm.

E_{LAB} (MeV)	$^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$			$^{18}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$			$^{18}\text{O} + ^{64}\text{Ni}$		
	V_0 (MeV)	W_0 (MeV)	χ^2_{red}	V_0 (MeV)	W_0 (MeV)	χ^2_{red}	V_0 (MeV)	W_0 (MeV)	χ^2_{red}
35.10	110.09	14.59	1.00	–	–	–	–	–	–
37.10	60.59	61.83	0.60	–	–	–	–	–	–
38.10	62.73	61.66	0.52	5.16	65.86	2.00	–	–	–
39.10	–	–	–	47.48	50.14	1.20	36.20	60.00	2.14
40.10	45.40	69.02	1.59	39.65	54.28	0.84	50.74	22.45	0.95
41.50	40.67	75.24	1.13	–	–	–	–	–	–
42.50	40.39	71.26	0.84	37.46	59.74	2.66	46.04	67.93	1.17
46.10	46.26	62.00	1.07	43.25	64.28	2.25	36.12	62.03	1.66
50.00	52.89	66.70	0.95	–	–	–	56.66	59.32	1.74
50.10	–	–	–	50.81	47.48	5.11	–	–	–
55.10	35.73	79.88	4.01	50.40	53.33	9.90	59.12	53.63	3.67
60.00	51.08	49.82	1.08	–	–	–	–	–	–
62.01	–	–	–	–	–	–	77.64	38.37	7.44
63.00	60.37	53.40	0.05	67.23	56.21	0.16	79.36	52.84	0.16

As figuras IV.22 a IV.24 mostram os ajustes feitos para as distribuições angulares dos sistemas $^{18}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$, que forneceram os χ^2_{red} , referidos na tabela IV.5. Devemos salientar que nessas figuras existem sete distribuições angulares que foram obtidas da literatura. Elas são referentes às energias: $E_{\text{LAB}} = 50.0, 60.0$ [Vi76] e 63.0 MeV [Re75] para o sistema $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$, $E_{\text{LAB}} = 63.0$ MeV [Re75] para o sistema $^{18}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$ e $E_{\text{LAB}} = 50.0$ [Vi76], 62.01 [Va73] e 63.0 MeV [Re75] para $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Ni}$.

Através da tabela IV.5 e das referidas figuras podemos observar que estes ajustes são bastante satisfatórios, mostrando que o potencial de modelo óptico se ajusta bem aos dados experimentais medidos e compilados por nós. Em alguns casos como para as distribuições angulares de $E_{\text{LAB}} = 55.1$ MeV para os três sistemas e $E_{\text{LAB}} = 50.1$ MeV para $^{18}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$, o χ^2_{red} é bastante alto porque suas incertezas são extremamente pequenas (dados medidos por nós com grande precisão). Já nos casos das distribuições com energia de $E_{\text{LAB}} = 63.0$ MeV para os três sistemas, as barras de erro dos dados experimentais são

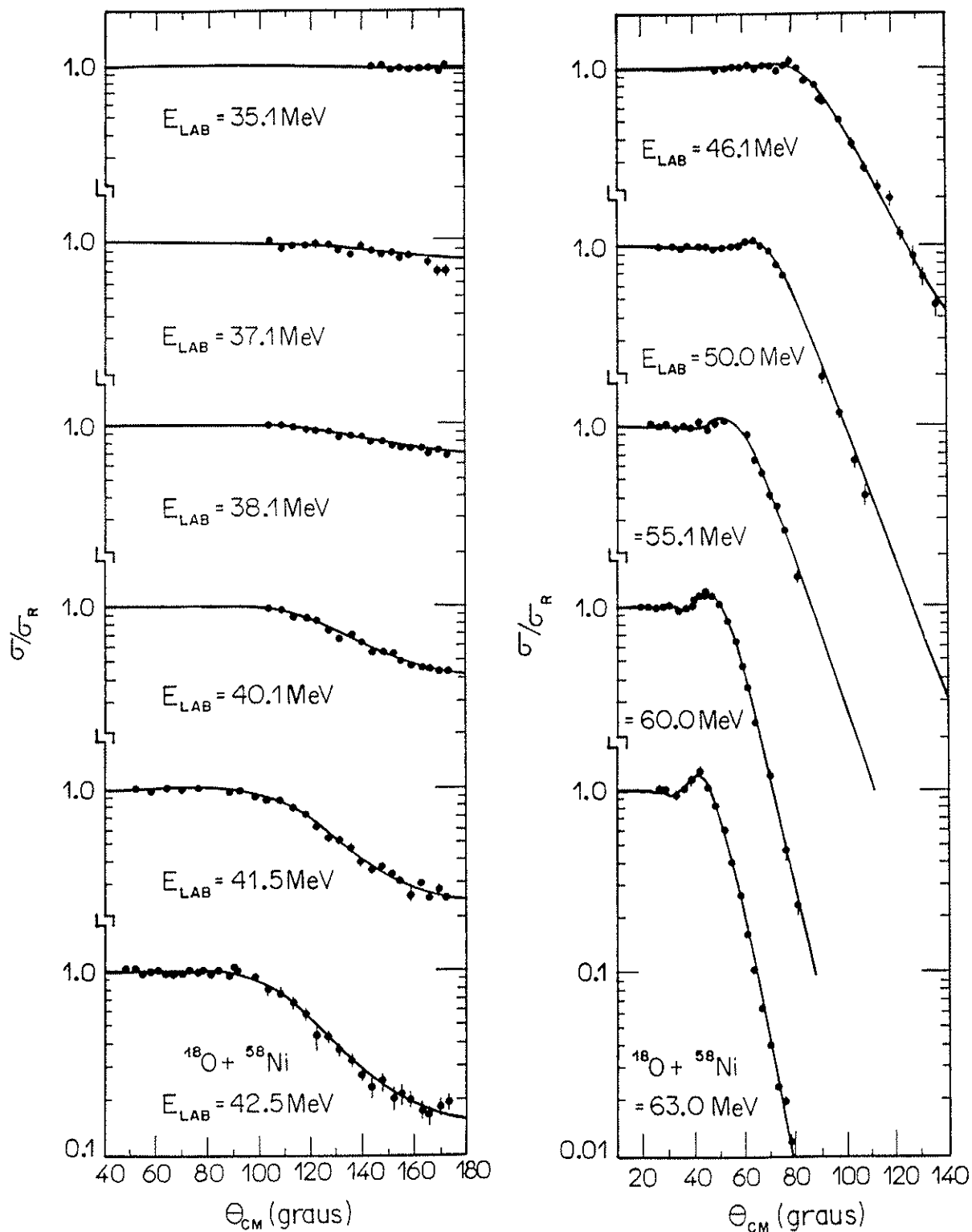


Figura IV.22 - Distribuições angulares de espalhamento elástico e ajustes via modelo óptico para o sistema $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$.

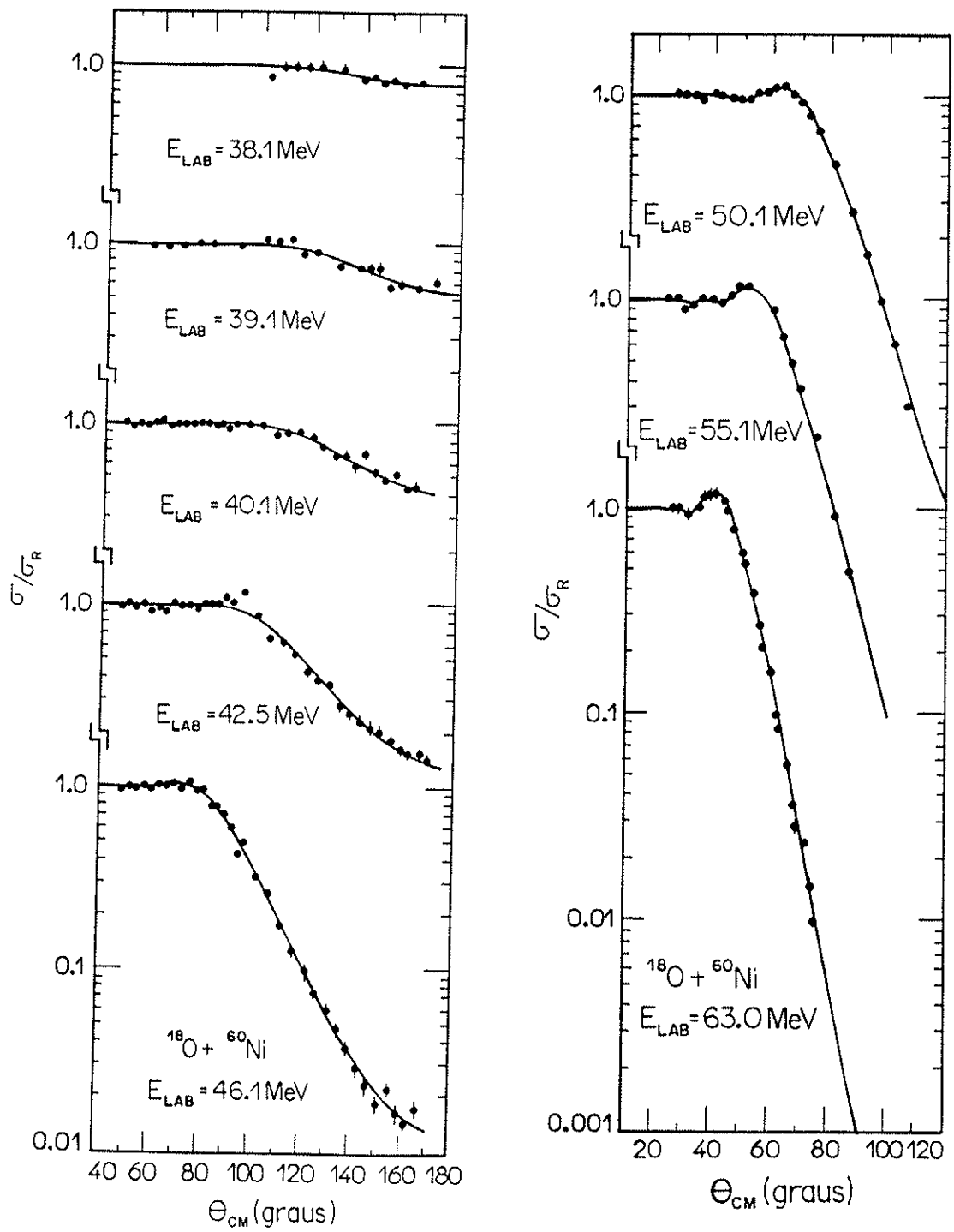


Figura IV.23 - Distribuições angulares de espalhamento elástico e ajustes via modelo óptico para o sistema $^{18}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$.

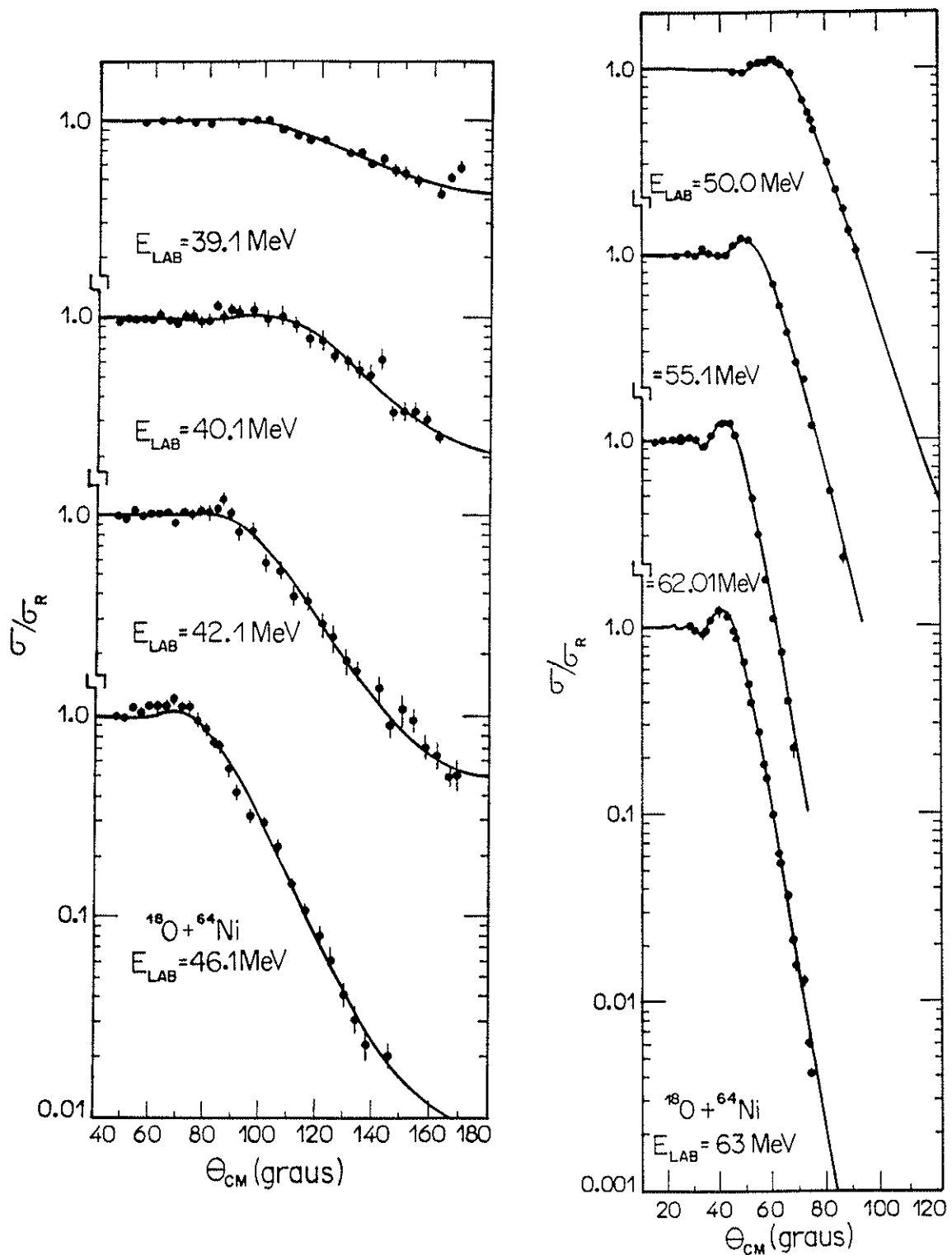


Figura IV.24 - Distribuições angulares de espalhamento elástico e ajustes via modelo óptico para o sistema $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Ni}$.

grandes, provocando um χ_{red}^2 bem pequeno (dados obtidos da literatura, onde provavelmente as incertezas foram superestimadas).

Veremos em seguida, do que trata o raio de absorção forte e qual é a sua importância neste tipo de análise.

IV.3.1.2 - O Raio de Absorção Forte

As figuras IV.25, IV.26 e IV.27 mostram a intensidade da parte real do potencial óptico, $V(r)$, em função do raio r . Cada desenho corresponde a uma determinada distribuição angular dos sistemas $^{18}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$ e apresenta vários valores para a difusividade real, a , representados por linhas retas. Como podemos observar, são mostradas aqui somente duas distribuições angulares de cada sistema (uma em energia mais baixa e outra em energia mais alta), mas este procedimento foi realizado para as vinte e sete distribuições já citadas.

Aqui também utilizamos o programa PTOLEMY, onde mantivemos r_0 em 1.20 fm e variamos a (como mostram as figuras). Novamente os parâmetros V_0 , W_0 e a_1 foram otimizados (ajustados para fornecer os menores valores de χ_p^2).

Em cada figura podemos notar que existe um ponto em que todas as linhas, relacionadas às difusividades reais, se cruzam. Este ponto é conhecido como Raio de Absorção Forte (R_{SA} - "Strong Absorption Radius"). O mesmo foi primeiramente proposto por Satchler [Sa74b], que descobriu que potenciais do tipo Woods-Saxon, com diferentes difusividades, quando utilizados no ajuste de dados experimentais de espalhamento elástico, cruzavam num mesmo ponto. Este raio é o ponto em que existe menor ambigüidade com relação às intensidades das partes real e imaginária do potencial.

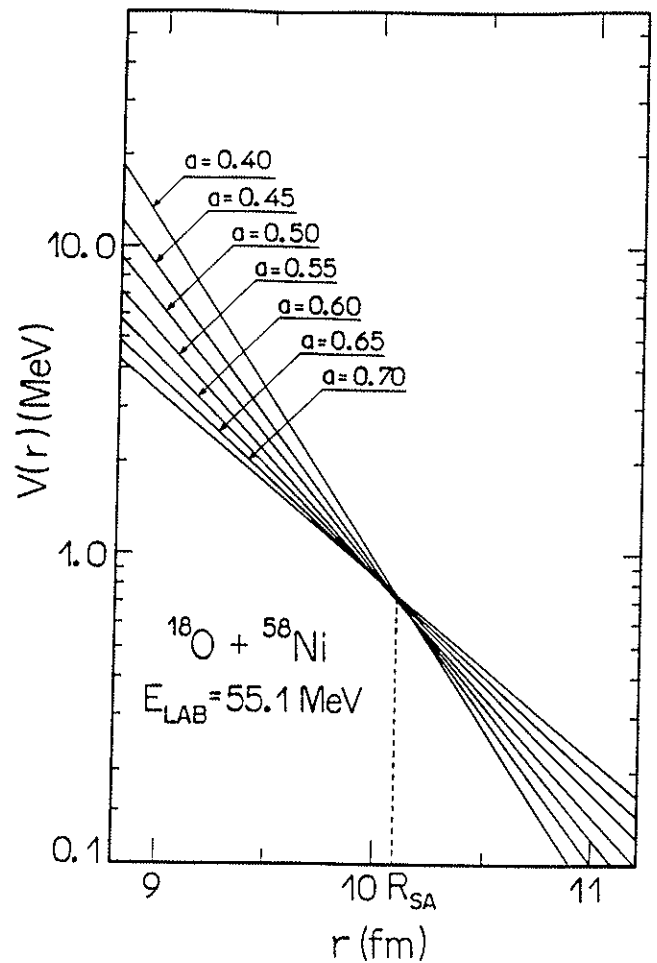
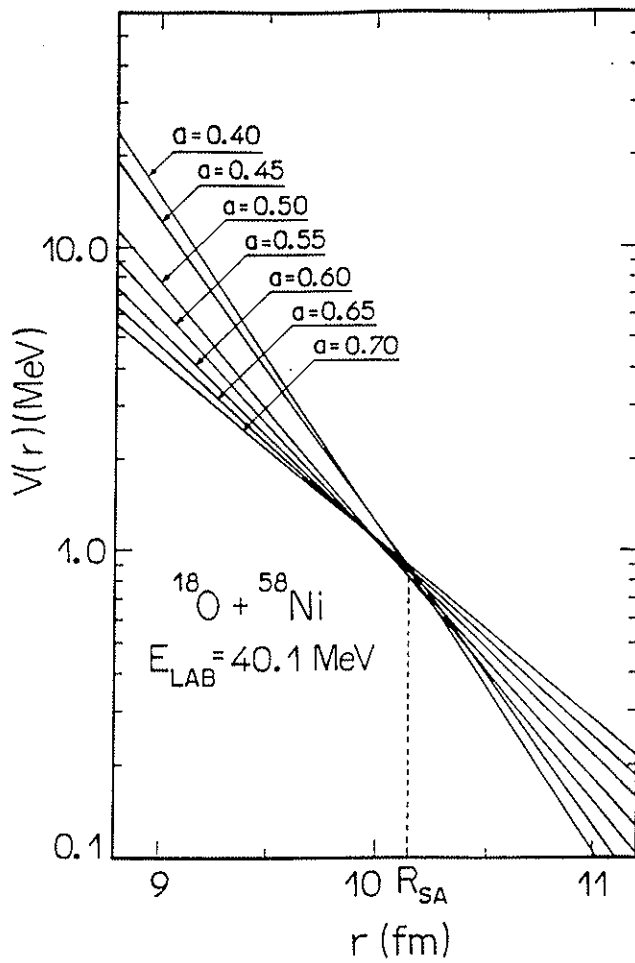


Figura IV.25 - Intensidade da parte real do potencial óptico em função do raio r , para o sistema $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$, nas energias $E_{\text{LAB}} = 40.10$ e 55.10 MeV. Cada linha reta corresponde a um valor diferente da difusividade real. O ponto de encontro entre as linhas determina o raio de absorção forte, R_{SA} .

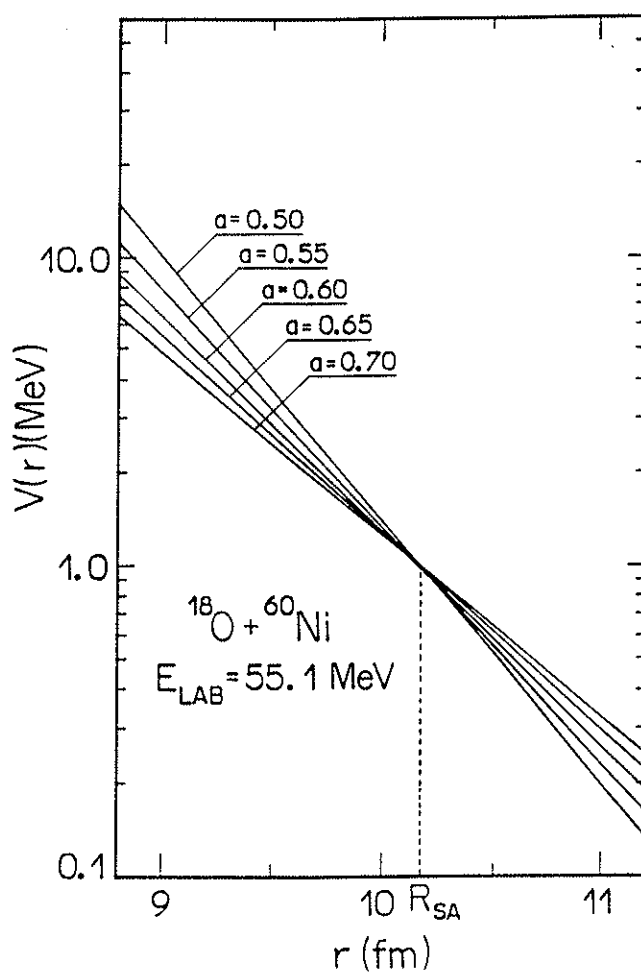
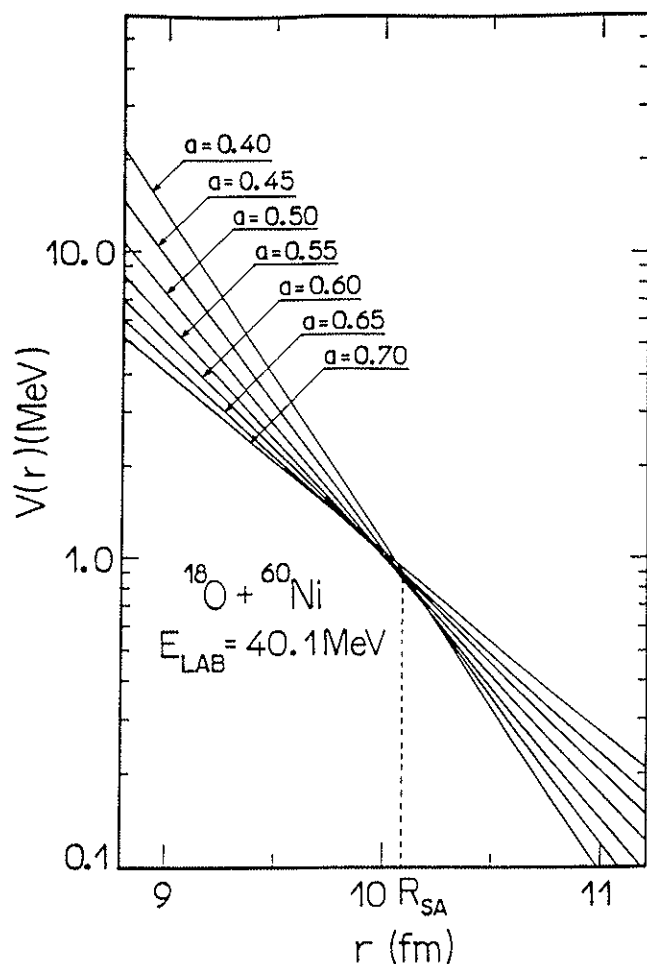


Figura IV.26 - Intensidade da parte real do potencial óptico em função do raio r , para o sistema $^{18}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$, nas energias $E_{\text{LAB}} = 40.10$ e 55.10 MeV. Cada linha reta corresponde a um valor diferente da difusividade real. O ponto de encontro entre as linhas determina o raio de absorção forte, R_{SA} .

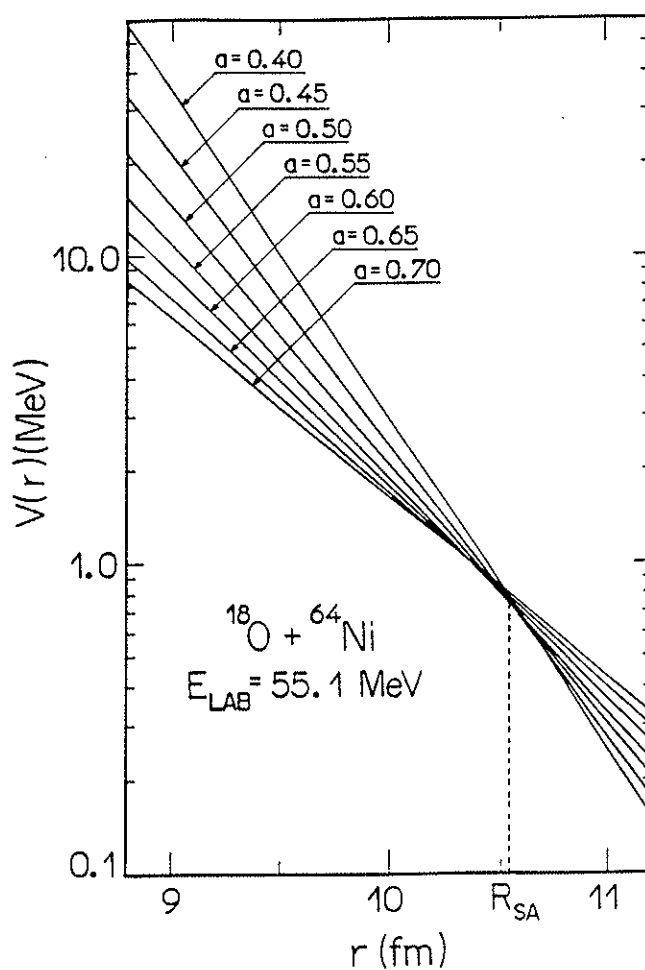
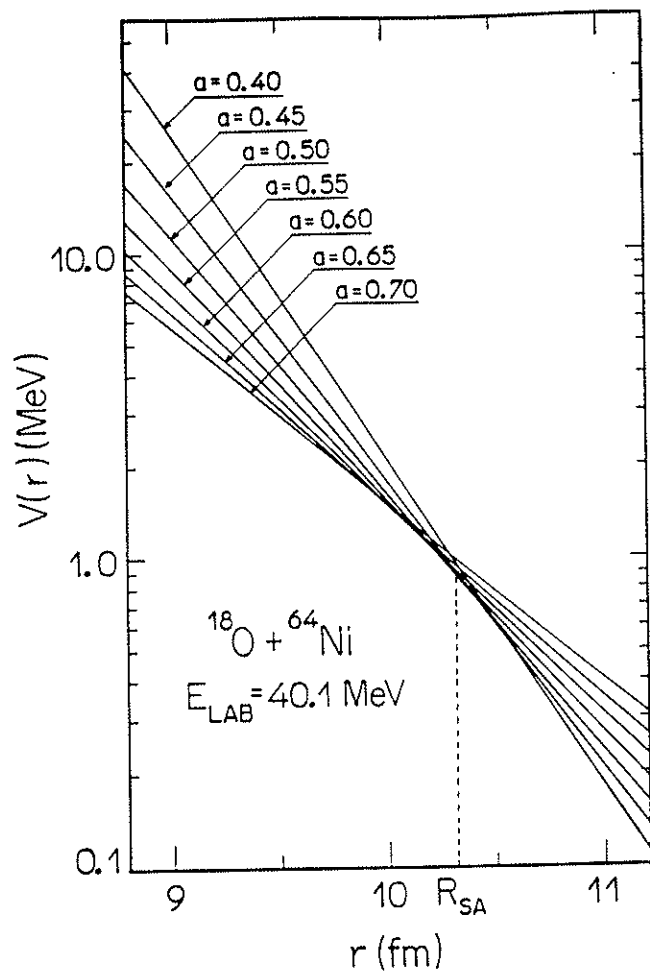


Figura IV.27 - Intensidade da parte real do potencial óptico em função do raio r , para o sistema $^{18}\text{O} + ^{64}\text{Ni}$, nas energias $E_{\text{LAB}} = 40.10$ e 55.10 MeV. Cada linha reta corresponde a um valor diferente da difusividade real. O ponto de encontro entre as linhas determina o raio de absorção forte, R_{SA} .

A tabela IV.6 apresenta os valores de R_{SA} para todas as distribuições angulares.

Tabela IV.6 - Valores do raio de absorção forte, R_{SA} , para cada energia de bombardeio no referencial de laboratório, em cada um dos sistemas de interesse.

	$^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$	$^{18}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$	$^{18}\text{O} + ^{64}\text{Ni}$
E_{LAB} (MeV)	R_{SA} (fm)	R_{SA} (fm)	R_{SA} (fm)
35.10	10.60	–	–
37.10	10.43	–	–
38.10	10.34	10.07	–
39.10	–	10.22	10.12
40.10	10.15	10.11	10.36
41.50	10.10	–	–
42.50	10.12	10.12	10.39
46.10	10.23	10.27	10.28
50.00	10.31	–	10.50
50.10	–	10.40	–
55.10	10.10	10.20	10.57
60.00	10.18	–	–
62.01	–	–	10.66
63.00	10.24	10.52	10.56

Através dos resultados apresentados na tabela IV.6 construímos a figura IV.28, que mostra os raios de absorção forte, R_{SA} , em função da energia de laboratório para os sistemas $^{18}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$. Nesta figura é apresentado o raio de absorção forte médio, cujo valor é: $\bar{R}_{SA} = 10.27$ fm.

Podemos notar na figura citada que, para energias em torno e acima ($E_{\text{LAB}} \geq 37.0$ MeV) da barreira coulombiana, o valor do raio sofre uma variação pequena. Isto era esperado, pois é sabido que o raio de absorção forte possui um valor aproximadamente constante para energias próximas e acima da barreira, sendo que para baixas energias este raio passa a variar, tendo seu valor aumentado com o decréscimo da energia de bombardeio, indicando que quanto menor a energia menos absorção os núcleos reagentes sofrerão, o que favorece o canal elástico.

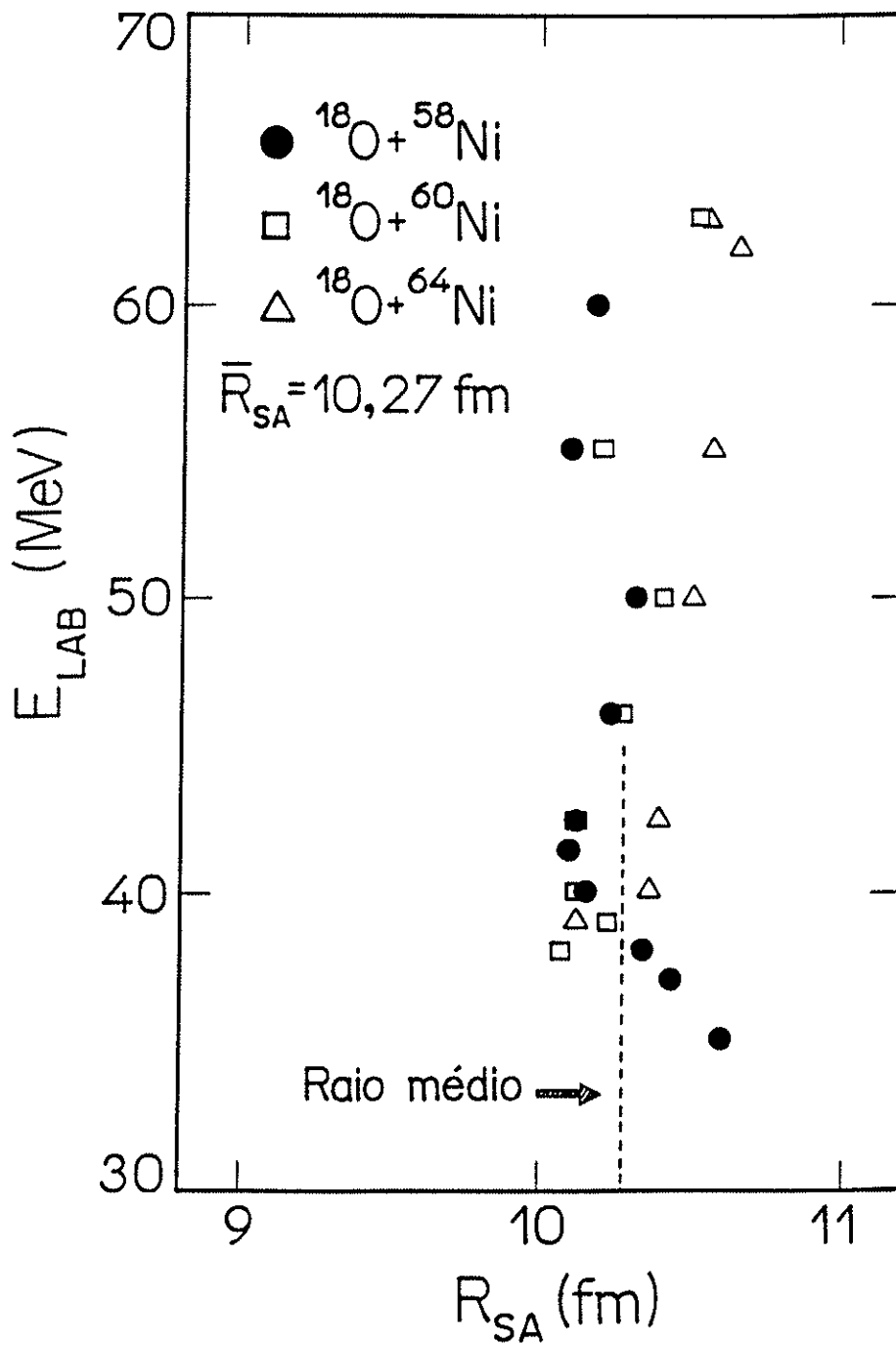


Figura IV.28 - Energia de bombardeio em função do raio de absorção forte para os sistemas $^{18}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$, indicando o valor médio para o mencionado raio, $\bar{R}_{SA} = 10,27 \text{ fm}$.

O valor médio de R_{SA} será utilizado mais a frente no cálculo da Relação de Dispersão.

Mediante esses resultados é possível realizar uma comparação entre o processo de fusão nuclear e de espalhamento elástico para a região de energias subcoulombianas.

IV.3.1.3 - Uma Comparação entre os Processos de Fusão e de Espalhamento Elástico na Região Subcoulombiana

Como mencionado anteriormente, acredita-se que a fusão nuclear é responsável pela principal contribuição para a seção de choque de reação na região de energias próximas e logo abaixo da barreira coulombiana. Dessa forma, Udagawa e colaboradores [Ud92] mostraram que isto pode ser observado levando-se em conta apenas parametrizações tiradas dos resultados experimentais. Para isso, utilizaram um formalismo desenvolvido por Stelson e colaboradores [St88, St90a], assim foi possível apresentar evidências de que a energia limiar, T , (energia em que a fusão deveria decrescer sensivelmente) é aproximadamente igual a outro limiar de energia, E_0 , que é extraído da parte imaginária do potencial óptico para o espalhamento elástico, nas proximidades da barreira coulombiana. Este resultado foi observado principalmente para os sistemas $^{16}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$ (figura IV.29) e $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$, sendo que os dados experimentais referentes ao processo de fusão utilizados no referido trabalho foram medidos por nós. Assim sendo, foi possível mostrar que os canais de fusão e de espalhamento elástico estão vinculados e que cada processo deve ser estudado em conjunto com outro para poder ser bem compreendido.

A fim de observar se esse resultado ocorre para outros sistemas, vamos realizar o mesmo tipo de análise, utilizando a sistemática medida por nós. Vamos portanto, iniciar esta análise determinando e empregando o parâmetro T , onde utilizaremos os dados experimentais de fusão e logo após passaremos para o parâmetro E_0 , proveniente dos dados experimentais de espalhamento elástico.

No fim da década de 80 e início da de 90, Stelson e colaboradores [St88, St90a, St90b] estabeleceram um comportamento sistemático para uma quantidade S , que é válido somente nas regiões de energias ao redor da barreira coulombiana, onde os valores da seção de choque de fusão experimental estão aproximadamente entre 10 e 100 mb. Essa quantidade pode ser definida como:

$$S = (E \sigma_F)^{1/2} \quad (\text{IV.8})$$

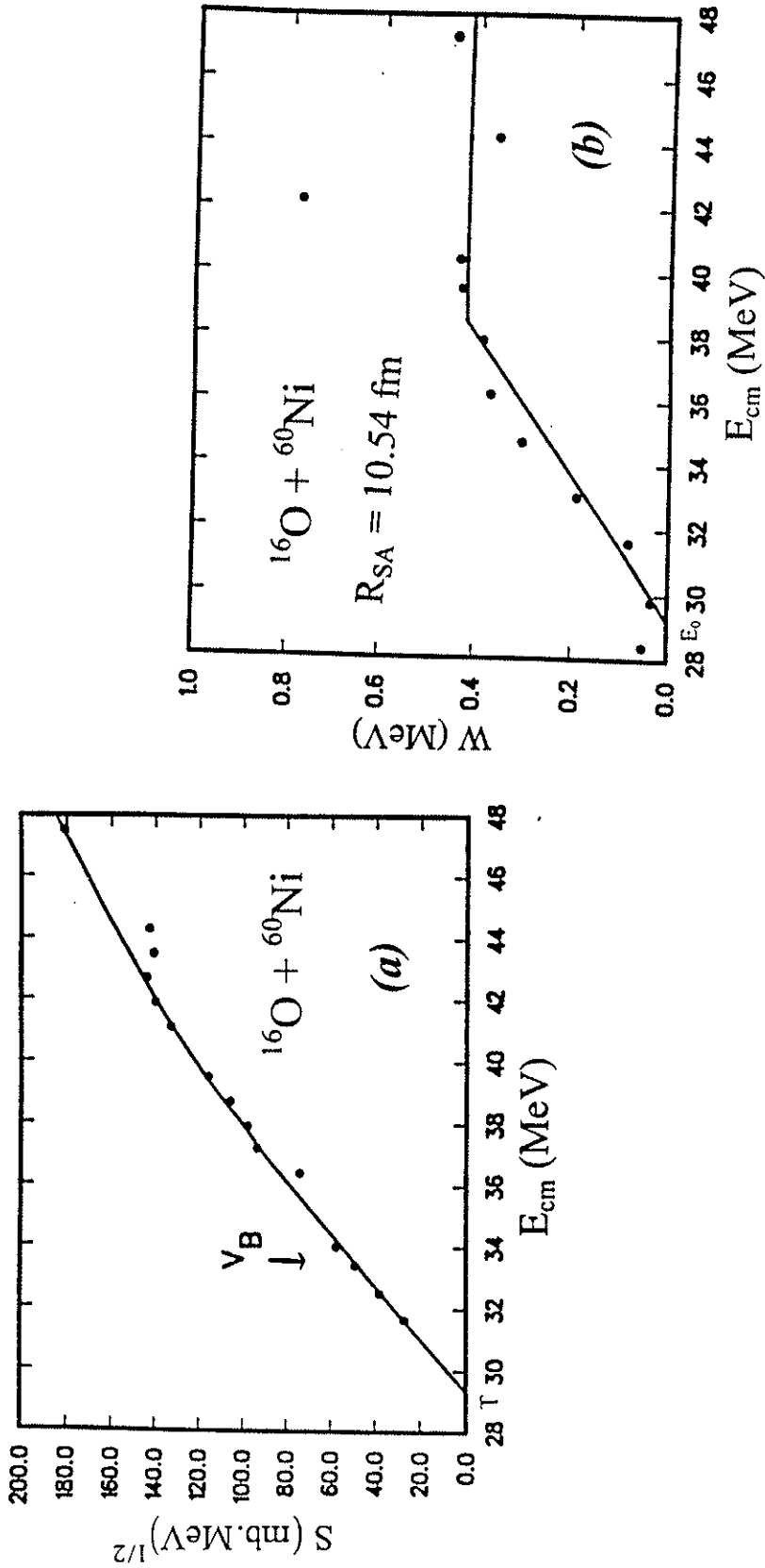


Figura IV.29 - Comparação (obtida da referência Ud92) entre os dados experimentais de fusão e espalhamento elástico para o sistema $^{16}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$. (a) Variação do parâmetro S (exposto no texto) com relação à energia de bombardeio no referencial de centro de massa. Os dados de fusão usados aqui, foram medidos por nós. A linha sólida é um ajuste feito utilizando-se a equação (IV.9) para os resultados próximos e abaixo da barreira coulombiana. Conforme o valor de S decresce ocorre o fechamento do canal de fusão e para $S = 0$ determina-se T . (b) Intensidade da parte imaginária do potencial óptico, no raio de absorção forte, como função da energia. Os dados são provenientes da referência Fu85. A linha cheia representa o cálculo da relação de dispersão, usando a expressão (II.17). A diminuição de W (quando seu valor vai a zero se estabelece o valor para E_0) implica no fechamento de canais de reação, entre eles o da fusão.

onde S apresenta uma forma linear em função da energia no referencial de centro de massa, desde que se use:

$$S = \alpha(E - T) \quad (\text{IV.9})$$

sendo α e T constantes. A relação acima, válida apenas no intervalo entre $V_B \pm (V_B - T)$, sendo V_B a altura da barreira, foi originalmente derivada [St88, St90a, St90b] de uma média simples de $\sigma_F(E, V_B)$ na equação (II.3). A idéia aqui é levar em conta uma distribuição de barreiras produzidas por flutuações quânticas. A média simples equivale a assumir uma distribuição uniforme da altura das barreiras no intervalo descrito acima. Dessa forma, chega-se a uma expressão analítica para α , dada por:

$$\alpha = \frac{R_B}{2} \sqrt{\frac{\pi}{V_B - T}}$$

onde R_B representa o raio da barreira coulombiana.

Encontramos o valor de T quando S tende a zero, na equação (IV.9), assim T é definido como energia limiar da fusão abaixo da barreira coulombiana.

A figura IV.30 apresenta um exemplo dos valores experimentais de S para o sistema $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$, de onde é possível determinar o valor do parâmetro T . Este procedimento foi feito para os seis sistemas medidos neste trabalho. Através da figura podemos observar que a energia limiar de fusão possui um valor bem menor que o da altura da barreira. Os dois valores são apresentados na tabela IV.7. Isto vem mostrar que para este sistema o processo de fusão é bastante pronunciado, mesmo levando-se em conta a incerteza do parâmetro T . Nos demais sistemas aqui estudados a diferença citada também existe, mas é menos significativa.

Na tabela IV.7 são apresentados, para os sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$, os valores da energia limiar de fusão subcoulombiana, T , e da altura da barreira (os valores de V_B são os mesmos da tabela IV.2 e foram apresentados novamente para facilitar a comparação). Aqui as incertezas para T foram estimadas aproximadamente em 300 keV para todos os sistemas, levando-se em consideração os erros provenientes do ajuste dos valores experimentais de S e a correlação existente entre os parâmetros desse ajuste.

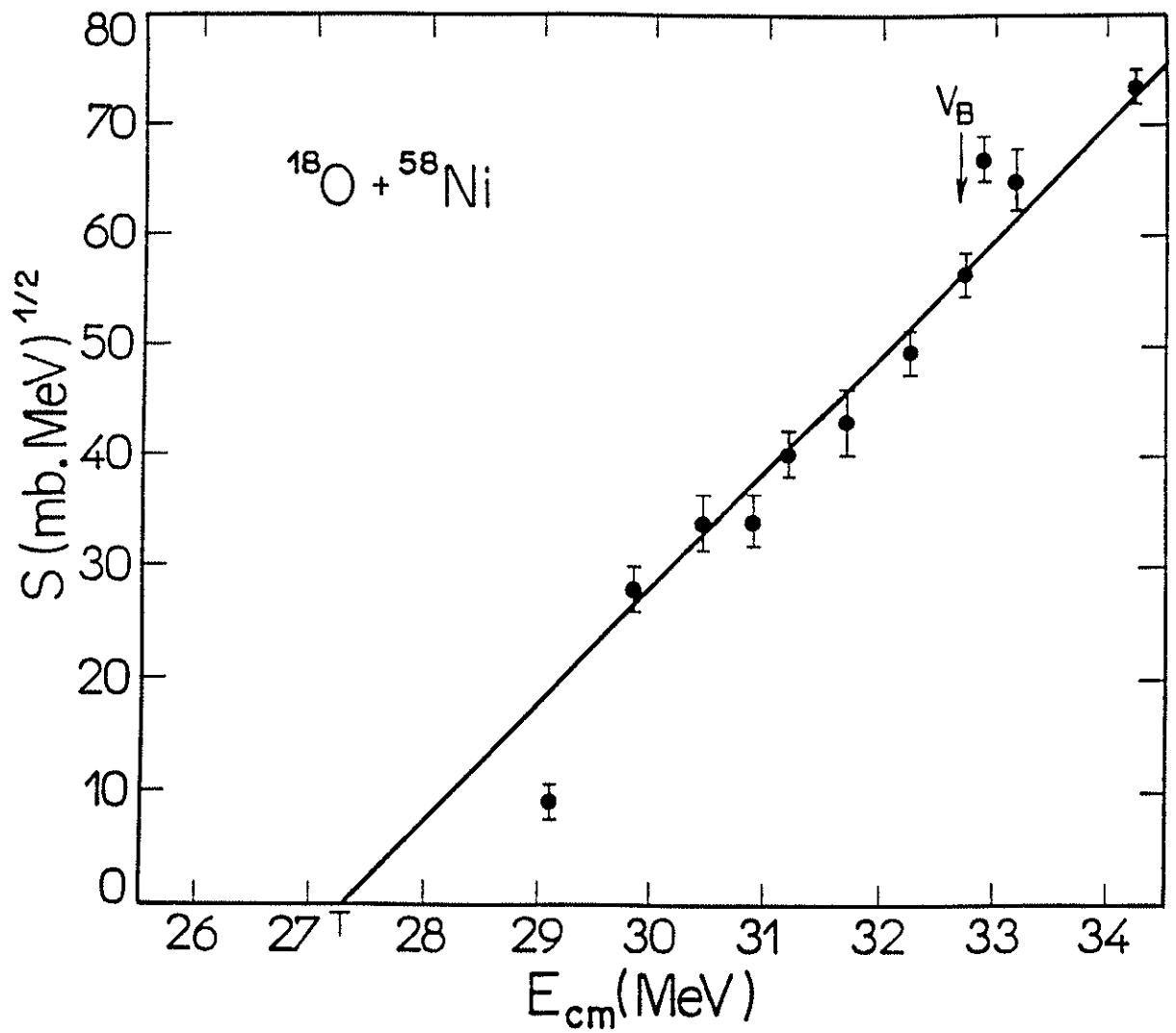


Figura IV.30 - Valores de S em função da energia no referencial de centro de massa para o sistema $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$. A linha cheia representa o ajuste dos resultados experimentais, utilizando-se a expressão (IV.9).

Tabela IV.7 - Valores da energia limiar da fusão na região subcoulombiana e da altura da barreira, para cada um dos sistemas medidos no presente trabalho.

SISTEMAS	T (MeV)	V _B (MeV)
$^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$	29.78	33.56
$^{16}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$	28.82	33.66
$^{16}\text{O} + ^{64}\text{Ni}$	28.50	33.37
$^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$	27.42	32.90
$^{18}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$	28.56	32.84
$^{18}\text{O} + ^{64}\text{Ni}$	28.53	32.46

Por meio da tabela acima é possível perceber que os sistemas $^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ e $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ apresentam, respectivamente, os valores máximo e mínimo para T. Podemos observar também que para os sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$, a energia limiar de fusão possui uma diferença bem pequena e para os sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{64}\text{Ni}$ os valores são muito semelhantes. Dessa forma, é possível afirmar que o sistema que recebe maior contribuição da fusão, na região subcoulombiana, é o $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$, enquanto que o com menor contribuição se refere ao $^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$. Os demais sistemas se encontram em uma região intermediária. Esta observação está de acordo com aquela feita na subseção IV.2.2.2, onde chegamos à mesma conclusão utilizando uma análise bem mais precisa e elaborada.

Passaremos então, a descrever de forma sucinta uma análise usando o limiar de energia, E_0 , proveniente dos dados de espalhamento elástico.

A energia limiar, E_0 , é extraída da parte imaginária, W, do potencial óptico, no raio de absorção forte, quando W tende a zero. A diminuição de W é acompanhada pelo acréscimo da parte real do potencial (anomalia de limiar), ou seja, quando os canais de reação tendem a se fechar o canal elástico aumenta, portanto, se $W = 0$ isto indica que os processos referentes à reação nuclear se tornam muito pequenos. Dessa forma, podemos fazer uma comparação entre as energias limiares, T, proveniente dos dados de fusão e E_0 , originada dos dados de espalhamento elástico.

A afirmação acima pode ser reforçada quando observamos o comportamento similar existente entre o parâmetro S e a parte imaginária do potencial óptico, W. Esta comparação pode ser vista nas figuras IV.30 e IV.31, onde a última se refere à relação de dispersão do sistema $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$.

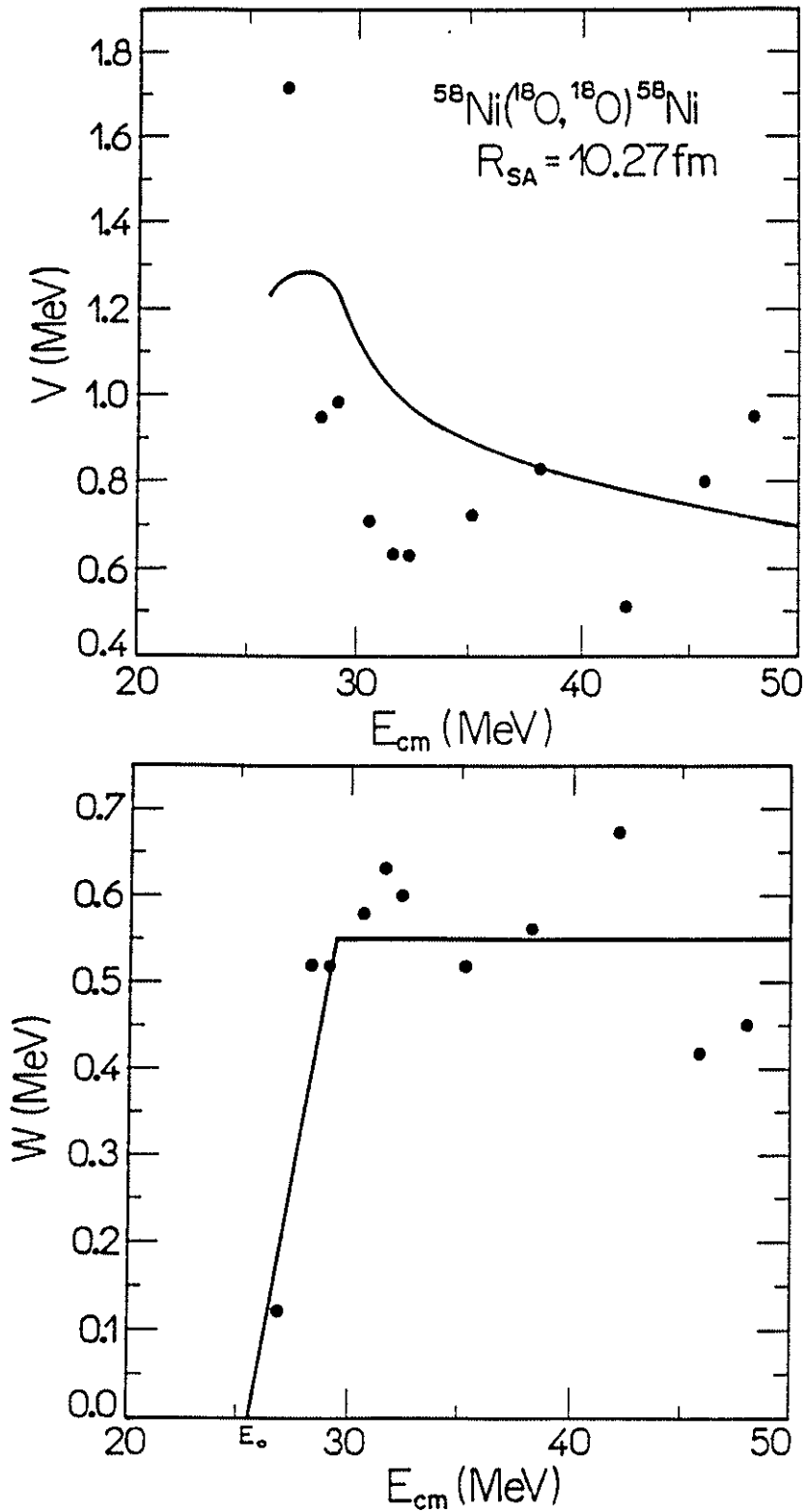


Figura IV.31 - Variação das partes real (acima) e imaginária (abaixo) do potencial óptico para o sistema $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$, no raio de absorção forte (R_{SA}). As linhas sólidas são o resultado do cálculo de uma relação de dispersão, utilizando a equação (II.17).

Como mencionado anteriormente Udagawa e colaboradores [Ud92] encontraram uma boa concordância entre os valores de T e E_0 para o sistema $^{16}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$. Assim eles apontaram que, para este sistema, existe uma forte conexão entre o aumento de fusão e a anomalia de limiar, na região subcoulombiana para o sistema em questão.

Com o objetivo de verificar se esse comportamento se repetia para os sistemas $^{16}\text{O} + ^{58,64}\text{Ni}$, tentamos obter os valores de E_0 para os mesmos. Para isso, utilizamos informações provenientes da literatura [Ke95], onde foi demonstrado, para os sistemas $^{16}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$, que o comportamento da parte imaginária do potencial óptico, na região da barreira é muito insensível à mudança de isótopo do níquel; conseqüentemente o limiar de energia E_0 possui aproximadamente o mesmo valor ($E_0 \cong 29.00$ MeV) para os três sistemas mencionados. Estes valores estão próximos aos das energias T correspondentes, encontradas na tabela IV.7. Dessa forma, podemos ressaltar que o referido vínculo pode ser também observado para os sistemas em questão.

Passamos então, a determinar o parâmetro E_0 para os sistemas que contêm ^{18}O como núcleo projétil, mas os potenciais V e W , estimados no raio de absorção forte, para os sistemas $^{18}\text{O} + ^{60,64}\text{Ni}$ são fracamente dependentes da energia, sendo difícil estimar a anomalia de limiar, assim torna-se bastante difícil inferir valores para o limiar de energia desses sistemas; diferente do caso do $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$, cujo valor do parâmetro em questão é $E_0 \cong 25.52$ MeV. A comparação entre as duas energias limiares, para esse sistema, mostra que seus valores estão mais distantes, indicando que podem existir outros canais de reação envolvidos no processo de fusão. Esse resultado está de acordo com as predições de modelo óptico [Ud89, Ki90], assumindo que para o sistema $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$, em contraste com $^{16}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$, a componente do potencial, referente à reações diretas, não é negligenciável para energias próximas do limiar. Esse fato tem sido observado experimentalmente por nosso grupo [Ro96], que após medidas com o sistema $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$, na região de energias próximas de T , tem obtido seções de choque de transferência de um ou dois nêutrons “stripping” relativamente maiores que aquelas obtidas para o espalhamento inelástico. Já para os sistemas $^{16}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$, medidas recentes [Ch95, Ch96], também realizadas por nós, não apresentam nenhuma evidência da importância do processo de transferência para a mesma faixa de energia.

Queremos finalizar as discussões desta subseção comentando que, dentro de certas limitações, esse cálculo proporciona evidências de que dois processos distintos podem ser estudados em conjunto e que um pode complementar o outro. Mediante essas observações, Kaibas e colaboradores [Ka93] realizaram o mesmo tipo de análise apresentada aqui, para os sistemas $^{16}\text{O} + ^{144}\text{Sm}$, $^{16}\text{O} + ^{209}\text{Bi}$ e $^{32,36}\text{S} + ^{58,64}\text{Ni}$ e descobriram uma diferença média de aproximadamente dois por cento entre os valores de T e E_0 , indicando que nesses casos,

como nos sistemas $^{16}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$, a fusão contribui com a grande maioria dos canais de reação para a região de energias subcoulombianas.

V - CONCLUSÕES

Neste trabalho realizamos medidas para as seções de choque de fusão e espalhamento elástico em energias ao redor da barreira coulombiana, sendo que para o primeiro processo medimos os sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$ e para o segundo, os sistemas $^{18}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$. Dados experimentais de espalhamento elástico para $^{16}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$ foram obtidos da literatura.

Os dados experimentais, referentes ao nosso trabalho, para as funções de excitação dos resíduos de evaporação foram comparados com uma grande sistemática (extraída da literatura) envolvendo os isótopos pares do níquel como um dos núcleos reagentes. Nessa comparação utilizamos escalas reduzidas para a seção de choque de fusão, σ_F^{red} , e para a energia de bombardeio, $E_{\text{cm}}^{\text{red}}$, assim foram descontados efeitos geométricos e de barreira inerentes a cada sistema. Os resultados mostraram que, para a região de energias logo abaixo da barreira coulombiana ($-1 \leq E_{\text{cm}}^{\text{red}} \leq 0$), o sistema $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ apresenta maior seção de choque reduzida quando comparada aos outros sistemas. Da comparação realizada entre nossos dados ($^{16,18}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$), podemos concluir que o sistema com menor σ_F^{red} ocorre para $^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$, enquanto que a maior para $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$. Nossos estudos indicam que a dependência isotópica do processo de fusão nos sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ pode ser devida ao fato deste isótopo do níquel se encontrar mais próximo do núcleo ^{56}Ni (duplamente mágico) que os demais.

Para determinar que canais de reação poderiam ser responsáveis pelo aumento da seção de choque de fusão experimental quando comparada à previsão teórica (cálculo de penetração de barreira unidimensional), para os sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$, em energias próximas e abaixo da barreira coulombiana, realizamos uma análise considerando o modelo de movimento de ponto zero da superfície nuclear, de onde foi possível obter, o desvio padrão do raio de interação, S_R . As análises mostraram que o menor favorecimento ocorreu para o sistema $^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$, enquanto que o maior para $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$, como observado na análise comparativa da sistemática dos isótopos pares do níquel. Os demais sistemas apresentam valores entre os dois extremos citados (figura IV.19), mostrando que os mecanismos responsáveis pelo referido aumento são diferentes para cada sistema. Através de uma comparação entre o parâmetro S_R e aqueles associados aos modos de vibração quadrupolar dos isótopos do níquel e octupolar do ^{16}O , foi possível observar que a introdução desses dois canais inelásticos é responsável por um aumento significativo na

seção de choque de fusão subcoulombiana dos sistemas $^{16}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$. Para explicar o grande favorecimento da σ_F para o $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ (o maior entre os seis sistemas estudados), incluímos com sucesso nos cálculos, além dos modos vibracionais quadrupolares dos núcleos interagentes, o modo de vibração de emparelhamento do ^{58}Ni . Para os sistemas $^{18}\text{O} + ^{60,64}\text{Ni}$ verificamos que somente a introdução dos modos de vibrações quadrupolares dos dois núcleos componentes de cada sistema pode ser responsável pelo aumento da fusão na região subcoulombiana. Isto significa que as componentes provenientes das vibrações de emparelhamento dos isótopos $^{60,64}\text{Ni}$, podem ser fragmentadas devido à presença de outras interações residuais, uma vez que esses dois núcleos-alvos se encontram mais distantes da camada fechada (^{56}Ni , no caso).

Com o objetivo de dimensionar possíveis efeitos que a não localidade (tipo “exchange”) pode exercer sobre a seção de choque de fusão, realizamos também uma análise diferente daquela descrita acima e observamos que, para as regiões de massa e energia investigadas neste trabalho, esse caráter exerce uma influência pouco significativa sobre a seção de choque de fusão.

A fim de realizar o mesmo tipo de estudo feito por Udagawa e colaboradores, executamos uma análise, usando o potencial do modelo óptico para os dados das distribuições angulares de espalhamento elástico medidos por nós e compilados da literatura. Dessa forma, foi possível efetuar uma ligação entre o aumento da fusão e a anomalia de limiar para os sistemas $^{16}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$. Para o $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ foi possível perceber que existe uma diferença entre as energias limiares T e E_0 , indicando que para esse sistema a componente do potencial óptico, devido à reações diretas (transferência de dois nêutrons), é significativa.

Como discussão final, devemos ressaltar que este trabalho possibilitou avaliar a dimensão de alguns efeitos de estrutura nuclear no processo de fusão e da possibilidade de se realizar uma conexão entre a anomalia de limiar e a fusão. Nossos estudos resultaram e estão resultando em pontos de partida para novas investigações experimentais, nessa e em outras regiões de núcleos-alvos. Como por exemplo, a análise detalhada [Ro96] da transferência de um e dois núcleons nos sistemas $^{18}\text{O} + ^{58,60}\text{Ni}$. Nossos estudos também foram importantes para se determinar a região de energia, abaixo da barreira coulombiana, onde é possível se efetuar uma análise (via cálculo de canais acoplados) com grande confiabilidade. Essa análise resultou numa determinação bastante precisa do potencial íon-íon para os sistemas $^{16}\text{O} + ^{58,60,64}\text{Ni}$ [Ch95, Ch96].

VI - REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Ac86** - J.C. Acquadro, U. Schnitter, A.P. Teles, D. Pereira, O. Sala and P.A.B. Freitas
Nucl. Instr. and Meth. **A244** (1986) 229
- Ag87** - C.E. Aguiar, V.C. Barbosa, L.F. Canto and R. Donangelo
Nucl. Phys. **A472** (1987) 571
- Ag88** - C.E. Aguiar, V.C. Barbosa, L.F. Canto and R. Donangelo
Phys. Lett. **B201** (1988) 190
- Ag92** - C.E. Aguiar
Comunicação Particular (1992)
- Ap75** - C.R. Appoloni
"Confecção de Alvos Nucleares"
Depto. de Física Nuclear (1975) IFUSP
- Ba77** - B.B. Back, R.R. Betts, C. Gaarde, J.S. Larsen, E. Michelsen and T. Kuang-Hsi
Nucl. Phys. **A285** (1977) 317
- Ba84** - A. Baeza, B. Bilwes, R. Bilwes, J. Dias and J.L. Ferrero
Nucl. Phys. **A494** (1984) 311
- Be66** - D.R. Bes and R.A. Broglia
Nucl. Phys. **80** (1966) 289
- Be69** - P.R. Bevington
"Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences"
McGraw-Hill (1969)

- Be80** - M. Beckerman, M. Salomaa, A. Sperduto, H. Enge, J. Ball, A. Di Rienzo, S. Gazes, Y. Chen, J.D. Molitoris and M. Nai-Feng
Phys. Rev. Lett. **45** (1980) 1472
- Be81** - M. Beckerman, J. Ball, H. Enge, M. Salomaa, A. Sperduto, S. Gazes, A. DiRienzo and J.D. Molitoris
Phys. Rev. **C23** (1981) 1581
- Be82** - M. Beckerman, M. Salomaa, A. Sperduto, J.D. Molitoris and A. DiRienzo
Phys. Rev. **C25** (1982) 837
- Be84** - M. Beckerman
"Fusion Reactions Below the Coulomb Barrier"
Lectures Notes in Physics **219** (1984) 1
S.G. Steadman ed., Springer, Berlin
- Be85** - M. Beckerman
Phys. Rep. **129** (1985) 145
- Bl77** - J. Blocki, J. Randrup, W.J. Swiateki and C.F. Tsang
Ann. of Phys. **105** (1977) 424
- Bo75** - A. Bohr and B. Mottelson
"Nuclear Structure", vol. 2, Benjamin (1975)
- Bo92** - A.M. Borges, C.P. Silva, D. Pereira, L.C. Chamon, E.S. Rossi Jr. and C.E. Aguiar
Phys. Rev. **C46** (1992) 2360
- Br73** - R.A. Broglia, O. Hansen and C. Riedel
Adv. Nucl. Phys. **6** (1973) 287
- Br78** - E. Browne, J.M. Dairiki and R.E. Doebler
"Table of Isotopes"
John Wiley & Sons, New York - USA (1978)

- Br83** - R.A. Broglia
Nucl. Phys. **A409** (1983) 163c
- Br84** - D.A. Bromley, ed.
"Treatise on Heavy Ion Science", vol.2, (1984), Plenum Press
- Ca90** - R.F. Casten
"Nuclear Structure from a Simple Perspective"
Oxford Studies in Nuclear Physics, New York - USA (1990)
- Ch76** - P.R. Christensen and A. Winther
Phys. Lett. **B65** (1976) 19
- Ch90** - L.C. Chamon
Tese de Doutorado (1990) -IFUSP
- Ch92** - L.C. Chamon, D. Pereira, E.S. Rossi Jr., C.P. Silva, G.R. Razeto, A.M. Borges,
L.C. Gomes and O. Sala
Phys. Lett. **B275** (1992) 29
- Ch95** - L.C. Chamon, D. Pereira, E.S. Rossi Jr., C.P. Silva, R. Lichtenthäler Filho and
L.C. Gomes
Nucl. Phys. **A582** (1995) 305
- Ch96** - L.C. Chamon, D. Pereira, E.S. Rossi Jr., C.P. Silva, H. Dias, L. Lousano and
C.A.P. Ceneviva
Nucl. Phys. **A597** (1996) 253
- Co71** - B.L. Cohen
"Concepts of Nuclear Physics"
McGraw-Hill Book Company - New York - USA (1971)
- Da83a** - C.H. Dasso, S. Landowne and A. Winther
Nucl. Phys. **A405** (1983) 381
- Da83b** - C.H. Dasso, S. Landowne and A. Winther
Nucl. Phys. **A407** (1983) 22

- Da85** - C.H. Dasso and G. Pollarolo
Phys. Lett. **B155** (1985) 223
- Es81** - H. Esbensen
Nucl. Phys. **A352** (1981) 147
- Fe58** - H. Feshbach
Ann. of Phys. **5** (1958) 357
- Fe62** - H. Feshbach
Ann. os Phys. **19** (1962) 287
- Fr65** - M. Fröman and P.O. Fröman
JWKB Aproximations (1978)
- Fu85** - B.R. Fulton, D.W. Banes, J.S. Lilley, M.A. Nagarajam and I.J. Thompson
Phys. Lett. **B162** (1985) 55
- Fu90** - B.R. Fulton
Proc. of the "Workshop on Heavy Ion Collisions at Energies Near the Coulomb Barrier", England (1990) 15
- Ga80** - A. Gavron
Phys. Rev. **C21** (1980) 230
- Ge68** - D.A. Gedeke and W.J. McDonald
Nucl. Instr. and Meth. **58** (1968) 253
- Go74** - H. Gompelman, H.J. Blaw and C.W. Jager
Atomic Data and Nuclear Data Table **14** (1974) 479
- He87** - W. Henning, F.L.H. Wolfs, J.P. Schiffer and K.E. Rehm
Phys. Rev. Lett. **58** (1987) 318
- Hi53** - D.L. Hill and J.A. Wheeler
Phys. Rev. **89** (1953) 1120

- Ka93** - S. Kailas and P. Singh
“Medium Energy Heavy Ion accelerator”
Annual report of the Bhabha Atomic Center and Tata Institute of Fundamental
Research - M.A. Eswaran and P.N. Tandon ed., (1993)
Bombay, India
- Ke95** - N. Keeley, J.A. Christley, N.M. Clarke, B.R. Fulton, J.S. Lilley, M.A. Nagarajan
and I.J. Thompson
Nucl. Phys. **A582** (1995) 314
- Ke95** - N. Keeley, J.A. Christley, N.M. Clarke, B.R. Fulton, J.S. Lilley, M.A. Nagarajan
and I.J. Thompson
Nucl. Phys. **A582** (1995) 314
- Ki90** - B.T. Kim, M. Naito and T. Udagawa
Phys. Lett. **B237** (1990) 19
- Kr79** - H.J. Krappe, J.R. Nix and A.J. Sierk
Phys. Rev. **C20** (1979) 992
- Kr80** - H.J. Krappe
Lecture Notes in Physics **117** (1980) 312
- Kr94** - G. Kraus, P. Egelhof, C. Fischer, H. Geissel, A. Himmler, F. Nickel, G.
Münzenberg, W. Schwab, A. Weiss, J. Friese, A. Gillitzer, H.J. Körner, M. Peter,
W.F. Henning, J.P. Schiffer, J.V. Kratz, L. Chulkov, M. Golovkov, A. Oglobin and
B.A. Brown
Phys. Rev. Lett. **73** (1994) 1773
- La65** - G.P. Lawrence, R.K. Beauchamp and J.L. Mckilben
Nucl. Inst. and Meth. **32** (1965) 357
- Li85** - J.S. Lilley, B.R. Fulton, M.A. Nagarajan, I.J. Thompson and D.W. Banes
Phys. Lett. **151B** (1985) 181

- Li87** - J.S. Lilley, M.A. Nagarajan, D.W. Banes, B.R. Fulton and I.J. Thompson
Nucl. Phys. **A463** (1987) 710
- Ma76** - M.H. Macfarlane and S.C. Piepe
Manual do programa PTOLEMY ANL-76-11 Rev. 1
- Ma82** - C Mahaux and H. Ngô
Nucl. Phys. **A378** (1982) 205
- Ma85** - C. Mahaux, P.F. Bortignon, R.A. Broglia and C.H. Dasso
Phys. Rep. 120C (1985) 1
- Ma86** - C. Mahaux, H. Ngô and G.R. Satchler
Nucl. Phys. **A449** (1986) 354
- Mi86** - B. Milner
VAXPAK programs notes - private communications, (1986), ORNL - OAK Ridge
National Laboratory - USA
- Na85** - M.A. Nagarajan, C.C. Mahaux and G.R. Satchler
Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 1136
- Ng75a** - C. Ngô, B. Tamain, J. Galin, M. Beiner and R.J. Lombard
Nucl. Phys. **A240** (1975) 353
- Ng75b** - C. Ngô, B. Tamain, M. Beiner, R.J. Lombard, D. Mas and H.H. Deubler
Nucl. Phys. **A252** (1975) 237
- Pe62** - F.G. Perey and B. Buck
Nucl. Phys. **A32** (1962) 353
- Pe63** - F.G. Perey
"Direct Interactions and Nuclear Reaction Mechanisms"
Gordon and Breach, Science Publishers - New York (1963) 125

- Pe75** - M.A. Preston and R.K. Bhaduri
 "Structure of the Nucleus"
 Addison - Wesley, Massachusetts (1975)
- Pe86** - D. Pereira, J.C. Acquadro, O. Sala, L.C. Chamon, C.A. Rocha, G. Ramirez and
 C. Tenreiro
 Preprint P-620 (1986) - IFUSP
- Pe88** - D. Pereira, O.Sala and U. Schnitter
 Nucl. Instr. and Meth. **A267** (1988) 41
- 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 and K.P. Lieb
 Phys. Rev. **C20** (1979) 1028
- Ra87a** - S. Raman, C.H. Malarkey, W.T. Milner, C.W. Nestor Jr. and P.H. Stelson
 At. Data Nucl. Data Tables **36** (1987) 1
- Ra87b** - G.R. Razeto
 Tese de Doutorado (1987) - IFUSP
- Ra88** - J. Raynal
 Manual do programa ECIS (1988)
- Re75** - K.E. Rehm, H.J. Körner, M.Richter, H.P. Rother, J.P. Schiffer and H. Spieler
 Phys. Rev. **C12** (1975) 1945
- Ri63** - G. Ripka
 Nucl. Phys. **42** (1963) 75
- Ri80** - P. Ring and P. Schuck
 "The Nuclear Many - Body Problem"
 Springer - Verlag, Berlin (1980)

- Ri89** - R.V. Ribas
"Manual do Sistema SPM-CAMAC para Aquisição de Dados" - IFUSP/P-812
(1989)
- Ri94** - M.A.C. Ribeiro
Tese de Doutorado - IFT - (1994)
- Ro81** - J.R. Rook
Nucl. Phys. **A370** (1981) 125
- Ro87** - C.A. Rocha
Dissertação de Mestrado (1987) - IFUSP
- Ro91** - E.S. Rossi Jr.
Dissertação de Mestrado (1991) - IFUSP
- Ro96** - E.S. Rossi Jr.
Trabalho em andamento
- Sa74a** - O. Sala and G. Spalek
Nucl. Inst. and Meth. **122** (1974) 213
- Sa74b** - G.R. Satchler
Proc. of the "International Conference on Reactions Between Complex Nuclei",
vol. 2, Amsterdam (1974) 171
- Sa79** - G.R. Satchler
Nucl. Phys. **A329** (1979) 233
- Sa91** - G.R. Satchler
Phys. Rep. **C199** (1991) 147
- Sc75** - W. Scobel, A. Mignerey, M. Blann and H.H. Gutbrod
Phys. Rev. **C11** (1975) 1701

- Sc77** - W.U. Schöder and J.R. Huizenga
Ann. Rev. Nucl. Sci. **27** (1977) 465
- Si70** - I.Sick and J.S. McCarthy
Nucl. Phys. **A150** (1970) 631
- Si79** - B. Sikora, J. Bisplinghoff, W. Scobel, M. Beckerman and M. Blann
Phys. Rev. **C20** (1979) 2219
- Si82** - B. Sikora, M. Blann, W. Scobel, J. Bisplinghoff and M. Beckerman
Phys. Rev. **C25** (1982) 885
- Si88** - C. Signorini, S. Skorka, P. Spalaore and A. Vitturi, ed.
"Heavy Ion Interactions Around the Coulomb Barrier"
Lecture Notes in Physics, **317** (1988), Springer, Berlin
- Si90** - C.P. Silva
Dissertação de Mestrado (1990) - IFUSP
- Sk56** - T.H.R. Skyrme
Phil. Mag. **1** (1956) 1043
- Sk87** - S.J. Skorka, A.M. Stefanini, G. Fortuna, R. Pengo, W. Meczynski, G. Montagnoli,
A. Tivelli, S. Beghini, C. Signorini and P.R. Pascholati
Z. Phys. **A328** (1987) 355
- St81** - R.G. Stokstad and E.E. Gross
Phys. Rev. **C23** (1981) 281
- St85** - S.G. Steadman, ed.
"Fusion Reactions Below the Coulomb Barrier"
Lectures Notes in Physics, **219** (1985), Springer, Berlin
- St86** - A.M. Stefanini, G. Fortuna, R. Pengo, W. Meczynski, G. Montagnoli, L. Corradi, A.
Tivelli, S. Beghini, C. Signorini, S. Lunardi, M. Morando and F. Soramel
Nucl. Phys. **A456** (1986) 509

- St88** - P.H. Stelson
Phys. Lett. **B205** (1988) 190
- St90a** - P.H. Stelson, H.J. Kim, M. Beckerman, D. Shapira and R.L. Robinson
Phys. Rev. **C41** (1990) 1584
- St90b** - P.H. Stelson
Proc. of the "Workshop on Heavy Ion Collisions at Energies Near the Coulomb Barrier", England (1990) 191
- Te85** - C.F. Tenreiro e G.R. Razeto
Comunicação Particular (1985)
- Th68** - T.D. Thomas
Ann. Rev. Nucl. Sci. **18** (1968) 343
- Th85** - I.J. Thompson, M.A. Nagarajan, J.S. Lilley and B.R. Fulton
Phys. Lett. **B157** (1985) 250
- Ti90** - R.J. Tighe, J.J. Vega, E. Aguilera, G.-B. Liu, A. Morsad, J.J. Kolata, S.H. Fricke, H. Esbensen and S. Landowne
Phys. Rev. **C42** (1990) 1530
- Ud89** - T. Udagawa, T. Tamura and B.T. Kim
Phys. Rev. **C39** (1989) 1840
- Ud92** - T. Udagawa, M. Naito and B.t. Kim
Phys. Rev. **C45** (1992) 876
- Va73** - J.P. Vary and C.B. Dover
Phys. Rev. Lett. **31** (1973) 1510
- Va81** - L.C. Vaz and J.M. Alexander
Phys. Rep. **69** (1981) 373
- Ve90** - J.J. Vega, E.F. Aguilera, G. Murillo, J.J. Kolata, A. Morsad and X.J. Kong
Phys. Rev. **C42** (1990) 947

- Vi76** - F. Videabeack, P.C. Christensen, Ole Hansen and K. Ulbak
Nucl. Phys. **A256** (1976) 301
- 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", vol. 5, Sendai (1972) 416
- Wi64** - D. Wilmore and P.E. Hodgson
Nucl. Phys. **55** (1964) 673
- Wo54** - R.D. Woods and D.S. Saxon
Phys. Rev. **95** (1954) 577
- Wo73** - C.Y. Wong
Phys. Rev. Lett. **31** (1973) 766