UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

INSTITUTO DE FÍSICA

EFEITO DA TRANSFERÊNCIA-ALFA NO SISTEMA $^{16}\text{O} + ^{24}\text{Mg}$

Rubens Lichtenthäler Filho

Tese apresentada ao Instituto de Física da Universidade de São Paulo para obtenção do título de Doutor em Ciências.

Defesa em 07/03/88

Orientadora: Prof^a Dr^a *Alinka Lépene-Szily*

SÃO PAULO
1988

SBI-IFUSP

305M810T1266

Alinka Lépene
ADP
[Signature]
[Signature]
[Signature]

FICHA CATALOGRÁFICA

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

Lichtenthaler Filho, Rubens

O efeito da transferência-alfa no sistema $^{16}\text{O}+^{24}\text{Mg}$.
São Paulo, 1988.

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

Área de Concentração: Física Nuclear

Orientador: Profa. Dra. Alinka Lépine-Szily

Unitermos: 1.Transferência-alfa; 2.Canais acopla-
dos; 3.Potencial de polarização.

USP/IF/SBI - 05/88

Agradecimentos

Meus agradecimentos:

à Professora Alinka Lépine-Szily, pela orientação e participação em todas as fases deste trabalho, sem a qual, ele não teria sido realizado;

ao Professor Oscar Sala, por ter colocado à disposição as facilidades do laboratório Pelletron;

aos colegas de grupo: Antonio Carlos, Otávio, José Martins, Márcia e Victor, pelo auxílio na fase de tomada de dados;

aos Professores L.C.Gomes e M.S.Hussein, pelas discussões e idéias;

ao colega de grupo Wagner, pela ajuda na fase final da redução de dados;

o pessoal do SEMA, pela assistência;

ao pessoal da eletrônica;

ao pessoal da seção de desenho;

à Gina, pela ajuda na datilografia;

aos amigos e a todos que, direta ou indiretamente, colaboraram com este trabalho;

ao CNPq, pelo financiamento parcial deste trabalho.

RESUMO

Foram medidas distribuições angulares para os espalhamentos elástico $^{16}\text{O} + ^{24}\text{Mg}$, inelástico $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O})^{24}\text{Mg}(2^+; 1.37\text{Mev})$, e para as reações de transferência de partícula alfa $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{20}\text{Si}$ e $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}$ para o estado fundamental e estados excitados no canal de saída. As distribuições angulares foram medidas na energia $E_{\text{cm}} = 27.6\text{Mev}$, numa faixa angular $40^\circ < \theta_{\text{cm}} < 110^\circ$.

Foram também medidas funções de excitação para as reações $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}$ em $\theta_{\text{cm}} = 90^\circ$, $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne}(2^+; 1.63\text{Mev}))^{20}\text{Ne}$ em $\theta_{\text{cm}} = 92^\circ$, $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{20}\text{Si}$ em $\theta_{\text{cm}} = 70^\circ$ e $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{20}\text{Si}(2^+; 1.78\text{Mev})$ em $\theta_{\text{cm}} = 71^\circ$ na faixa de energias $25\text{Mev} < E_{\text{cm}} < 34\text{Mev}$ com passos de $E_{\text{cm}} = 240\text{Kev}$.

A análise dos dados experimentais, foi feita numa primeira etapa, por cálculos de modelo ótico para o espalhamento elástico, e aproximação de Born de ondas distorcidas (DWBA) para o espalhamento inelástico e reações de transferência alfa. Numa segunda etapa, foram feitos cálculos considerando-se o processo de ida e volta de partícula alfa entre alvo e projétil através da reação $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{20}\text{Si}$, processo este, simulado por um potencial de polarização dinâmica. O resultado destes cálculos está em bom acordo com os dados experimentais, tanto das funções de excitação, como das distribuições angulares.

ABSTRACT

Angular distributions of the elastic scattering $^{16}\text{O}+^{24}\text{Mg}$, inelastic scattering $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O})^{24}\text{Mg}(2^+; 1.37\text{Mev})$ and of the α -transfer reactions $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}$ and $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}$ were measured. These angular distributions were measured at $E_{\text{cm}}=27.8\text{Mev}$ from $\theta_{\text{cm}}=40^\circ$ to $\theta_{\text{cm}}=110^\circ$.

We have also measured excitation functions of the reactions $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}$ at $\theta_{\text{cm}}=90^\circ$, $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne}(2^+; 1.63\text{Mev}))^{20}\text{Ne}$ at $\theta_{\text{cm}}=92^\circ$, $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}$ at $\theta_{\text{cm}}=70^\circ$ and $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}(2^+; 1.78\text{Mev})$ at $\theta_{\text{cm}}=71^\circ$ from $E_{\text{cm}}=25\text{Mev}$ to $E_{\text{cm}}=34\text{Mev}$ with steps $E_{\text{cm}}=240\text{Kev}$.

The analysis of the data was performed in two ways. We have done optical model calculations for the elastic waves angular distribution and distorted waves Born approximation(DWBA) for the inelastic and transfer reactions.

In the second step, we have done calculations using the α -transfer polarization potential that describes a multi-step process of exchange of α particle between target and projectile. The results of these calculations are in a good agreement with the experimental angular distributions and excitation functions.

Í N D I C E

I.	INTRODUÇÃO	1
II.	PARTE TEÓRICA	
1.	O modelo ótico e o espalhamento elástico	5
2.	O cálculo de canais acoplados e a aproximação de Born de ondas distorcidas	8
3.	O potencial de polarização	14
III.	PARTE EXPERIMENTAL	
A.	Medidas realizadas, feixes e alvos	19
B.	Medida das distribuições angulares	20
1.	Câmara de espalhamento e sistema de detecção	20
2.	Esquema da eletrônica para a medida das distribuições angulares	21
3.	Armazenamento e redução dos dados	23
4.	Resultados	26
C.	Medida das funções de excitação	28
1.	Sistema de detecção	28
2.	Arranjo experimental para a medida das funções de excitação	32
3.	Esquema da eletrônica para a medida da função de excitação	33
4.	Armazenando e redução de dados	33
5.	A eficiência do método de coincidência cinemática	40
6.	Resultados	44
IV.	ANÁLISE DAS DISTRIBUIÇÕES ANGULARES	
A.	O modelo ótico para o espalhamento elástico e DWBA para o espalhamento inelástico e reações de transferência	46
1.	O espalhamento elástico	49
2.	As reações $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}_{g.s.}$ e 2^+	49
3.	O espalhamento inelástico	52
4.	A reação $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}_{g.s.}$	54
5.	A reação $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne}(2^+; 1.63 \text{ MeV}))^{20}\text{Ne}$..	55
6.	A reação $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne}(4^+; 4.25 \text{ MeV}))^{20}\text{Ne}$..	57

7. Fatores de normalização e fatores espectros cópicos	57
B. Cálculo de canais acoplados para o espalhamento elástico e inelástico	60
C. Acoplamento com o canal de transferência $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}_{\text{gr}}$	61
1. O potencial de polarização e o programa DWPOL	61
2. O programa DWPOL	64
3. Acoplamento entre o canal elástico e o canal de transferência	67
4. O espalhamento elástico e a reação $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}_{\text{gr}}$	70
5. A reação $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}(2^+)$	74
6. O espalhamento inelástico	77
7. A reação $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}_{\text{gr}}$	77
8. Fatores de normalização	79
D. Análise da reação $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}_{\text{gr}}$, mínimo em $\theta_{\text{cm}}=90^\circ$	81
E. Acoplamento com o canal de transferência $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}$	87
 V. ANÁLISE DAS FUNÇÕES DE EXCITAÇÃO	
A. Introdução	91
B. Transferência direta	93
C. Análise das funções de excitação com o poten- cial de polarização	97
 VI. CONCLUSÕES E COMENTÁRIOS	109
 I REFERÊNCIAS	114

O espalhamento elástico em sistemas leves-pesados de estrutura n- α do tipo $^{16}\text{O}+^{24}\text{Mg}$; $^{16}\text{O}+^{28}\text{Si}$; $^{12}\text{C}+^{24}\text{Mg}$; $^{12}\text{C}+^{28}\text{Si}$ apresentam distribuições angulares oscilatórias com subida da secção de choque para ângulos traseiros chegando a $\%_R \sim 0.1$.

As funções de excitação para o espalhamento elástico, em sua maioria medidas em $\theta_{cm}=180^\circ$, apresentam estruturas pronunciadas de larguras entre 800keV a 2MeV. Este comportamento foi também observado no espalhamento inelástico e em reações de transferência alfa como por exemplo $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O},^{12}\text{C})^{28}\text{Si}$ e $^{28}\text{Si}(^{16}\text{O},^{12}\text{C})^{32}\text{S}$, que também apresentam distribuições angulares oscilatórias com subida da secção de choque para ângulos traseiros e funções de excitação com estruturas semelhantes as observadas no espalhamento elástico. Medidas da função de excitação para a reação $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O},^{12}\text{C})^{28}\text{Si}$ em $\theta_{cm}=0^\circ$ (Sa85), mostram oscilações na secção de choque de largura aproximadamente 1.8MeV, superpostas a um envelope de largura aproximada de 10MeV. Estas observações, indicam que estes fenômenos não estão restritos a região angular traseira, aparecendo também em ângulos dianteiros.

Interpretações usuais em termos de processos diretos tais como cálculos de modelo ótico e DWBA com potenciais absorventes, não dão conta dos resultados experimentais, seja para as distribuições angulares, para as quais é prevista uma queda abrupta da secção de choque em ângulos traseiros, como para as funções de excitação, cujas estruturas não são previstas por cálculos deste tipo.

Várias interpretações têm sido dadas para estes fenômenos, algumas baseadas em modificações nas características do potencial ótico tais como, a introdução de termos dependentes da paridade e/ou construção de potenciais extremamente transparentes na superfície (Br82), outras baseadas em parametrizações da matriz-S de espalhamento com a introdução de ressonâncias isoladas e polos de Regge (Br77, Ba78,

Pa80). Estas descrições, todavia, não dão conta de todos os aspectos dos dados experimentais.

Neste trabalho, apresentamos uma análise das medidas de distribuições angulares e funções de excitação para vários canais de reação no sistema $^{16}\text{O}+^{24}\text{Mg}$. Nesta análise, é proposto um mecanismo de ida e volta de partícula alfa entre alvo (^{24}Mg) e projétil (^{16}O) via reação de transferência alfa $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}_{\text{ex}}$, processo este que modifica a função de onda distorcida no canal de entrada. Através da determinação da função de onda "exata" no canal de entrada $^{16}\text{O}+^{24}\text{Mg}$, é possível uma análise conjunta de todos os canais de reação medidos.

Fizemos medidas de distribuições angulares do espalhamento elástico $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O})^{24}\text{Mg}$, inelástico $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O})^{24}\text{Mg}(2^+; 1.37\text{Mev})$ e das reações de transferência alfa $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}$ e $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}$ em $E_{\text{cm}}=27.8$ Mev. Foram feitas também medidas das funções de excitação para as reações $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}_{\text{ex}}$ em $\theta_{\text{cm}}=90^\circ$, $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne}(2^+; 1.63\text{Mev}))^{20}\text{Ne}$ em $\theta_{\text{cm}}=92^\circ$, $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}_{\text{ex}}$ em $\theta_{\text{cm}}=70^\circ$ e $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}(2^+; 1.78\text{Mev})$ em $\theta_{\text{cm}}=71^\circ$.

A medida das distribuições angulares, foi feita utilizando-se um sistema de 3 telescópios (E-E), cada um consistindo de um detetor de Silício de barreira de superfície (E) e de um detetor proporcional a gás (E). Foram feitas medidas na faixa angular $40^\circ < \theta_{\text{cm}} < 110^\circ$ para os espalhamentos elástico, inelástico e as reações citadas.

A medida das funções de excitação, foi feita pelo método de coincidência cinemática, utilizando 2 detetores de Silício de barreira de superfície colocados simetricamente em relação ao feixe em $\theta_{\text{lab}}=48.3^\circ$, que corresponde a $\theta_{\text{cm}}=90^\circ$ para a reação $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}_{\text{ex}}$. Foram feitas medidas na faixa de energias $25\text{Mev} < E_{\text{cm}} < 34\text{Mev}$ com passos $E_{\text{cm}}=240$ keV.

A análise dos nossos dados juntamente com os dados de Paul e Sanders (Pa78, Pa80) para o mesmo sistema, foi feita no contexto da teoria de canais acoplados, consideran-

do o acoplamento entre o canal elástico e o canal de transferência alfa $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}$. Este acoplamento, foi descrito pelo potencial de polarização, determinado por M. S. Hussein e colaboradores (Hu87) para este fim. O potencial de polarização dinâmica, simula o efeito do mecanismo de múltiplas idas e voltas da partícula alfa entre alvo e projétil através da reação $^{24}\text{Mg}(^4\text{He}, ^{28}\text{Si})$ e é determinado a partir das integrais radiais e do fator de forma da transferência. Uma vez calculado, o potencial de polarização é somado ao potencial ótico que descreve o espalhamento elástico no canal $^{16}\text{O}+^{24}\text{Mg}$ em ângulos dianteiros. A equação de Schroedinger é resolvida com o potencial total (pot.ótico + pot. de polarização) e é determinada a função de onda "exata" para o canal $^{16}\text{O}+^{24}\text{Mg}$. Com esta função de onda, são determinadas as amplitudes de transição para os outros canais de reação via cálculos de DWBA, determinando-se assim, o efeito do acoplamento em outros canais de reação conforme representado esquematicamente abaixo.

Para este cálculo, foi feito um programa de computador que, a partir das integrais radiais e do fator de forma da transferência calculados pelo programa DWUCK2, determina o

potencial de polarização resolve a equação de Schroedinger com o potencial total. São então determinadas as defasagens e a matriz-S do espalhamento elástico com efeito do potencial de polarização. A função de onda para os diferentes canais de reação como $^{12}\text{C}+^{28}\text{Si}$ e $^{20}\text{Ne}+^{20}\text{Ne}$, são determinadas a partir do potencial ótico normal sem o efeito da polarização. As amplitudes de transição para os canais de reação são determinadas via cálculos de DWBA com a função de onda "exata" no canal $^{16}\text{O}+^{24}\text{Mg}$ e a função de onda distorcida nos canais de saída.

No capítulo II, é feita uma descrição dos modelos utilizados na análise dos dados. No capítulo III, é feita uma descrição das experiências realizadas e são apresentados os dados obtidos. Nos capítulos IV e V, são analisadas respectivamente as distribuições angulares e as funções de excitação por cálculos de modelo ótico, DWBA, e com a inclusão do potencial de polarização de transferências múltiplas de partículas alfa. Finalmente no capítulo VI, são apresentadas as conclusões e feitos alguns comentários.

II. Parte Teórica

1. O Modelo Ótico e o Espalhamento Elástico

O espalhamento elástico é o processo mais simples e mais provável que pode ocorrer na colisão entre íons pesados. No espalhamento elástico os núcleos mantêm sua identidade antes e depois da colisão, conservando a energia cinética e o momento angular.

No contexto do modelo ótico, o espalhamento elástico é descrito através de um potencial nuclear médio que contém uma parte real e uma parte imaginária.

$$V_N(r) = V(r) + iW(r) \quad (II.1)$$

A parte real é atrativa e é responsável pelos efeitos refrativos e a parte imaginária descreve a absorção do fluxo incidente para formação do núcleo composto (fusão) e outros canais de reação.

A forma geralmente utilizada para o potencial ótico é a de Wood-Saxon (Wo54).

$$V(r) = \frac{-V_0}{1 + \exp\left[\frac{r - R_r}{a_r}\right]} \quad (II.2)$$

e

$$W(r) = \frac{-W_0}{1 + \exp\left[\frac{r - R_i}{a_i}\right]} \quad (II.3)$$

onde V_0 e W_0 são as profundidades das partes real e imaginária R_r e R_i são os raios real e imaginários dados por:

$$R = r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$$

onde A_1 e A_2 são os números de massa do projétil e do alvo;
 a_r e a_i são as difusividades das partes real e imaginária.

No caso de partículas carregadas devemos incluir o termo Coulombiano no potencial de interação:

$$V_C(r) = \begin{cases} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2R_C} \left(3 - \frac{r^2}{R_C^2} \right) & \text{se } r < R_C \\ \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} & \text{se } r > R_C \end{cases} \quad (\text{II.4})$$

$$\frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \quad \text{se } r > R_C \quad (\text{II.5})$$

onde Z_1 e Z_2 são os números atômicos do projétil e do alvo e

$R_C = r_0 A_2^{1/3}$ é o raio Coulombiano do alvo.

A equação de Schroedinger radial é resolvida para o potencial total.

$$\frac{d^2 f_\ell(r)}{dr^2} + \left[\frac{2\mu}{\hbar^2} (E - V_N(r) - V_C(r)) - \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} \right] f_\ell(r) = 0 \quad (\text{II.6})$$

onde r é a distância relativa entre os núcleos e ℓ é o momento angular orbital; E é a energia incidente $f_\ell^0(r)$ é a função de onda radial.

A função de onda total para partículas sem spin é dada por:

$$x_{\ell}(r, \theta) = \frac{f_{\ell}^0(r) P_{\ell}(\cos \theta)}{r} \quad (\text{II.7})$$

A função de onda radial $f_{\ell}^0(r)$ é determinada integrando-se numericamente a equação radial até um valor de $r=R_n$ a partir do qual o efeito do potencial nuclear é desprezível. Neste ponto, a função de onda radial tende a uma superposição de funções de onda Coulombianas incidentes e espalhadas.

$$f_{\ell}^0(r) = F_{\ell}(r) + iG_{\ell}(r) + S_{\ell}[F_{\ell}(r) - iG_{\ell}(r)] \quad (\text{II.8})$$

onde S_{ℓ} é a matriz-S de espalhamento e F_{ℓ} e G_{ℓ} são as funções de onda Coulombianas.

A amplitude de espalhamento é dada por:

$$f(\theta) = f_c(\theta) + \frac{1}{2ik} \sum (2\ell+1)(S_{\ell}-1) e^{i\sigma_{\ell}} P_{\ell}(\cos \theta) \quad (\text{II.9})$$

onde $F_c(\theta)$ e σ_{ℓ} são a amplitude de espalhamento e a defasagem Coulombiana respectivamente.

A secção de choque diferencial elástica é obtida

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 \quad (\text{II.10})$$

Em um cálculo de modelo ótico, os parâmetros que caracterizam o potencial ótico são variados de forma a se

obter um bom ajuste da secção de choque experimental elástica.

No espalhamento elástico entre núcleos da camada s-d, com estrutura na , o modelo ótico dá bons resultados na região de ângulos intermediários e dianteiros. Na região de ângulos traseiros, no entanto, o modelo ótico falha totalmente subestimando a secção de choque observada experimentalmente.

Nesta região angular surgem efeitos que podem ser devidos à estrutura dos núcleos ou a outros canais de reação para os quais a descrição em termos de um potencial médio não dá conta.

2. O Cálculo de Canais Acoplados e a Aproximação de Born de Ondas Distorcidas (DWBA).

Na descrição do espalhamento elástico pelo modelo ótico, a existência de outros canais de reação é levada em conta através da parte imaginária do potencial ótico. Em muitos casos no entanto, a existência de canais de reação bastante favorecidos como o espalhamento inelástico e reações de transferência, leva a desvios nas distribuições angulares experimentais que não são reproduzidos por cálculos de modelo ótico usando potenciais óticos com absorção forte. Nestes casos, é importante uma descrição que leve em conta explicitamente o efeito de um dado canal de reação na determinação da função de onda.

Podemos escrever a equação de Schroedinger

$$H\psi = E\psi \quad (II.11)$$

onde ψ é a função de onda total do sistema em colisão.

Vamos considerar a existência de 2 canais de reação

$$a+A \rightarrow a+A \text{ canal } \alpha \text{ (elástico)}$$

$$a+A \rightarrow b+B \text{ canal } \beta \text{ (reação)}$$

A função de onda total pode ser escrita como uma superposição de funções de onda nos canais α e β .

$$\psi = \frac{\chi_{\alpha}(\vec{r}_{\alpha})}{r_{\alpha}} |\phi_a \phi_A\rangle + \frac{\chi_{\beta}(\vec{r}_{\beta})}{r_{\beta}} |\phi_b \phi_B\rangle \quad (\text{II.12})$$

onde $|\phi_a \phi_A\rangle$ e $|\phi_b \phi_B\rangle$ são as funções de onda dos estados intrínsecos dos núcleos.

A Hamiltoniana fica:

$$H = h_A + h_a + T_{\alpha} + \sum_{ij} V_{ij} \quad \text{com } i \text{ e } j \in a \text{ e } A \quad (\text{II.13})$$

ou

$$H = h_b + h_B + T_{\beta} + \sum_{kl} V_{kl} \quad \text{com } k \text{ e } l \in b \text{ e } B \quad (\text{II.14})$$

$$\begin{aligned} \text{com } h_a |\phi_a\rangle &= \epsilon_a |\phi_a\rangle & h_A |\phi_A\rangle &= \epsilon_A |\phi_A\rangle \\ h_b |\phi_b\rangle &= \epsilon_b |\phi_b\rangle & h_B |\phi_B\rangle &= \epsilon_B |\phi_B\rangle \end{aligned}$$

As formas II.13 e II.14 são denominadas prior e post e o termo $\sum_{ij} V_{ij}$ representa a interação entre cada nucleon do núcleo a e do núcleo A .

A interação V_{ij} pode ser substituída pela interação média no canal α obtida a partir de cálculos de modelo ótico.

$$\sum_{i \neq j} V_{ij} \frac{\chi_{\alpha}(r_{\alpha})}{r_{\alpha}} = U_{\alpha} \frac{\chi_{\alpha}(r_{\alpha})}{r_{\alpha}} \quad (\text{II.15})$$

A interação média U_{α} pode, como já vimos, não reproduzir todos os aspectos dos dados experimentais servindo apenas como base para o cálculo que se segue.

Podemos então reescrever a Hamiltoniana.

$$H = h_a + h_A + T_{\alpha} + \left[\sum_{i \neq j} V_{ij} - U_{\alpha} \right] + U_{\alpha} \quad (\text{II.16})$$

Substituindo-se a expressão para a função de onda total na equação de Schroedinger obtemos:

$$[T_{\alpha} + U_{\alpha} - \epsilon_{\alpha}] \frac{\chi_{\alpha}(r_{\alpha})}{r_{\alpha}} = \langle \phi_a \phi_A | \sum_{i \neq j} V_{ij} - U_{\alpha} | \phi_b \phi_B \rangle \frac{\chi_{\beta}(r_{\beta})}{r_{\beta}} \quad (\text{II.17})$$

onde $\epsilon_{\alpha} = E - \epsilon_a - \epsilon_A$

onde foram desprezados os termos devidos a não ortogonalidade dos estados intrínsecos.

Uma equação similar é obtida para o canal β .

$$[T_{\beta} + U_{\beta} - \epsilon_{\beta}] \frac{\chi_{\beta}(r_{\beta})}{r_{\beta}} = \langle \phi_b \phi_B | \sum_{k \neq l} V_{kl} - U_{\beta} | \phi_a \phi_A \rangle \frac{\chi_{\alpha}(r_{\alpha})}{r_{\alpha}} \quad (\text{II.18})$$

onde $\epsilon_{\beta} = E - \epsilon_b - \epsilon_B$

O termo do lado direito dessas equações contém a interação residual $\sum V_{ij} - U_\alpha$ que é o responsável pela transição do canal α para o canal β . O número de equações acopladas é igual ao número de estados introduzidos na função de onda total.

Para a solução dessas equações devemos numa primeira etapa determinar as funções de onda χ_α e χ_β que vem da solução da equação de Schroedinger homogênea.

$$[T_\alpha + U_\alpha - \epsilon_\alpha] \chi_\alpha^0 = 0 \quad (II.19)$$

Em seguida, volta-se às equações acopladas e determinam-se os termos inhomogêneos. Prossegue-se iterativamente até que se obtenha convergência para as funções de onda totais nos canais α e β .

Se a interação residual é fraca, obtemos duas equações desacopladas. Uma que descreve o espalhamento no canal α e outra que descreve a transição $\alpha \rightarrow \beta$ e que consiste na aproximação de Born de ondas distorcidas (DWBA).

Esta aproximação se baseia na idéia de que a interação ótica é a principal responsável pela determinação da função de onda nos canais α e β . A interação residual pode então ser tratada como uma perturbação e obtemos a amplitude de transição:

$$T_{\alpha\beta} = \int d\vec{r}_\alpha d\vec{r}_\beta \chi_\beta^{-*}(k_\beta, \vec{r}_\beta) \langle \psi_B \psi_B | \sum V_{ij} - U_\alpha | \psi_A \psi_A \rangle \chi_\alpha^+(k_\alpha, \vec{r}_\alpha) \quad (II.20)$$

A determinação da amplitude $T_{\alpha\beta}$ envolve uma integração hexadimensional sobre os vetores $\vec{r}_\alpha$ e $\vec{r}_\beta$. Uma simplificação possível em muitos casos consiste em se fazer $\vec{r}_\alpha = \vec{r}_\beta = \vec{r}$. Este procedimento é chamado aproximação de al-

cance zero e reduz a integração hexadimensional a uma tridimensional (Ru63).

$$T_{\alpha\beta} = \int d\vec{r} \chi_{\beta}^{*}(k_{\beta}, \vec{r}) \langle \phi_{\beta} | V(\vec{r}) | \phi_{\alpha} \rangle \chi_{\alpha}^{+}(k_{\alpha}, \vec{r}) \quad (II.21)$$

onde definimos $\langle \psi_b \psi_B | \Sigma V_{ij} - U_{\alpha} | \psi_a \psi_A \rangle = \langle \phi_{\beta} | V(\vec{r}) | \phi_{\alpha} \rangle$ para simplificar a notação.

Expandindo-se este elemento de matriz em múltiplos do vetor $\vec{r}$ temos:

$$V(\vec{r}) = \sum_{LM} V_{LM}(r) [i^L Y_{LM}(\hat{r})]^* \quad (II.22)$$

e aplicando o teorema de Wigner-Eckart obtemos:

$$\langle \phi_{\beta} | V(\vec{r}) | \phi_{\alpha} \rangle = \sum_{LM} \langle J_{\beta} M_{\beta} | J_{\alpha} L; M M \rangle \langle J_{\beta} || V(r) || J_{\alpha} \rangle [i^L Y_{LM}(\hat{r})]^* \quad (II.23)$$

onde L é o momento angular orbital transferido.

Podemos escrever:

$$\langle J_{\beta} || V(r) || J_{\alpha} \rangle = A_L F(r) \quad (II.24)$$

onde A_L é determinado a partir dos fatores espectroscópicos e $F(r)$ é o fator de forma da transição. O fator de forma contém as informações a respeito da dinâmica da transição. No caso de uma reação de Stripping, o fator de forma é in-

interpretado como a função de onda da partícula transferida no núcleo alvo e tem uma forma exponencial decrescente com r na região da superfície do núcleo.

$$F(r) = \frac{e^{-kr}}{kr} \quad (II.25)$$

onde

$$k = \sqrt{\frac{2\mu E_{LIG}}{\hbar^2}} \quad (II.26)$$

e E_{LIG} é a energia de ligação da partícula transferida no núcleo alvo.

No espalhamento inelástico, o fator de forma é a derivada do potencial de Wood-Saxon somado ao fator de forma Coulombiano responsável pela excitação eletromagnética do núcleo.

$$F(r) = \frac{\partial(V(r))}{\partial r} + \frac{3 Z_1 Z_2 e^2}{2L+1} \frac{R_c^L}{r^{L+1}} \quad (II.27)$$

onde L é a multipolaridade da transição. Nos dois casos, transferência de partícula ou excitação inelástica, a superposição entre as funções de onda distorcidas X_α e X_β e o fator de forma ocorre na região da superfície.

A amplitude de transição é obtida por:

$$T_{\alpha\beta} = \sum_{LM} A_L \langle J_\beta M_\beta | J_\alpha L; M_\alpha M \rangle B_{LM} \quad (II.28)$$

com

$$\beta_{LM} = \int d^3r \chi_{\beta}^{-*}(k_{\beta}, r) [-i^{-L} Y_L^{*M}(\hat{r}) F(r)] \chi_{\alpha}^{*}(k_{\alpha}, r) \quad (II.29)$$

e a secção de choque diferencial é dada por:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\mu_{\alpha} \mu_{\beta}}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_{\beta}}{k_{\alpha}} \frac{2J_{\beta}+1}{2J_{\alpha}+1} \sum_L |A_L|^2 (2L+1) \sum_{M=-L}^L |\beta_{LM}|^2 \quad (II.30)$$

3. O Potencial de Polarização

A solução do problema do espalhamento entre 2 núcleos levando em conta o acoplamento com outros canais de reação é obtida a partir das equações de canais acoplados.

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} + k_{\alpha}^2 - \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} - \frac{2\mu_{\alpha}}{\hbar^2} U(r) \right] f_{\alpha}(k_{\alpha}, r) = \frac{2\mu_{\alpha\beta}}{\hbar^2} V_{\alpha\beta}(r) f_{\beta}(k_{\beta}, r) \quad (II.31)$$

onde f_{α} e f_{β} são as funções de onda radiais exatas nos canais α e β ; $U(r)$ é a interação entre os núcleos na ausência de acoplamento descrita pelo potencial ótico mais o potencial Coulombiano e $V_{\alpha\beta}(r)$ é a interação residual de acoplamento entre os canais α e β

Uma equação similar é obtida para o canal β e a solução simultânea das duas equações nos fornece as funções de onda exatas nos 2 canais.

Descreveremos a seguir o formalismo desenvolvido por M.S. Hussein e colaboradores (Hu87) através do qual é determinado um potencial de polarização local que adicionado

ao potencial ótico, simula a dinâmica do processo de acoplamento entre 2 canais.

Vamos supor que o canal α seja o canal elástico que será acoplado ao canal β de reação. Neste caso, temos apenas ondas emergentes no canal β que satisfazem a equação integral.

$$f_{\beta}(k_{\beta}, r) = \frac{2\mu_{\alpha}}{\hbar^2} \int dr' G_{\beta}^{+}(r, r') V_{\alpha\beta}(r') f_{\alpha}(k_{\alpha}, r') \quad (II.32)$$

onde $G_{\beta}^{+}(r, r')$ é a função de Green que descreve a propagação no canal β .

Substituindo-se a equação II.32 em II.31, obtemos uma equação de Schroedinger para a função de onda f com uma interação efetiva dada por:

$$U_{\text{eff}}(r) = U(r) + \tilde{U}_{\alpha}(r)$$

onde $\tilde{U}_{\alpha}$ é um potencial local equivalente definido por:

$$\tilde{U}_{\alpha}(r) f_{\alpha}(k_{\alpha}, r) = \frac{2\mu_{\alpha}}{\hbar^2} V_{\alpha\beta}(r) \int dr' G_{\beta}^{+}(r, r') V_{\beta\alpha}(r') f_{\alpha}(k_{\alpha}, r') \quad (II.33)$$

A função de Green no canal β é dada por:

$$G_{\beta}^{+}(r, r') = -\frac{i}{k_{\beta}} f_{\beta}^0(k_{\beta}, r) f_{\beta}^0(k_{\beta}, r') \frac{1}{S_{\beta}(k)} + \frac{2}{\pi} P \int_0^{\infty} dk \frac{f_{\beta}^0(K, r) f_{\beta}^0(K, r')}{k_{\beta}^2 - K^2} \frac{1}{S_{\beta}(K)} \quad (II.34)$$

O primeiro termo do lado direito depende da função de onda radial f_{β}^0 que é solução da equação de Schroedinger homogênea no canal β e da matriz-S no canal β . O segundo termo é a

parte principal da integral sobre K que corresponde aos efeitos off-shell. O próximo passo consiste em se desprezar os efeitos devidos ao segundo termo tomando-se apenas o termo on-shell da função de Green.

$$G_{\beta}^{+}(r, r') = - \frac{i}{k_{\beta}} \overset{0}{f}_{\beta}(k_{\beta}, r) \overset{0}{f}_{\beta}(k_{\beta}, r') \frac{1}{S_{\beta}(\ell)} \quad (II.35)$$

Substituindo-se na equação II.33 obtemos:

$$\bar{U}_{\alpha}(r) f_{\alpha}(k_{\alpha}, r) = - \frac{2\mu_{\alpha} i}{\hbar^2 k_{\beta}} V_{\alpha\beta}(r) \int dr' \overset{0}{f}_{\beta}(k_{\beta}, r) V_{\beta\alpha}(r') f_{\alpha}(k_{\alpha}, r') \frac{1}{S_{\beta}(\ell)} \quad (II.36)$$

Em seguida faz-se a substituição da função de onda radial exata f_{α} pela função de onda radial distorcida $\overset{0}{f}_{\alpha}$ obtendo-se:

$$\bar{U}_{\alpha}(r) \overset{0}{f}_{\alpha}(k_{\alpha}, r) = - \frac{2\mu_{\alpha} i}{\hbar^2 k_{\beta}} \frac{V_{\alpha\beta}(r)}{S_{\beta}(\ell)} \overset{0}{f}_{\beta}(k_{\beta}, r) \int dr' \overset{0}{f}_{\beta}(k_{\beta}, r') V_{\beta\alpha}(r') \overset{0}{f}_{\alpha}(k_{\alpha}, r') \quad (II.37)$$

o elemento de matriz de transição é escrito como:

$$V_{\beta\alpha}(r) = AF(r) \quad (II.38)$$

onde $F(r)$ é o fator de forma que descreve a particular transição $\alpha \rightarrow \beta$ e A envolve fatores espectroscópicos e fatores de normalização. Assim obtemos:

$$\bar{U}_{\alpha}(r) = - \frac{2\mu_{\alpha} i A}{\hbar^2 k_{\beta}} \frac{F(r)}{S_{\beta}(\ell)} \frac{\overset{0}{f}_{\beta}(k_{\beta}, r)}{\overset{0}{f}_{\alpha}(k_{\alpha}, r)} I_{\alpha\beta}(\ell) \quad (II.39)$$

onde $I_{\alpha\beta}$ é a integral radial da transição $\alpha \rightarrow \beta$ dada por:

$$I_{\alpha\beta} = \int dr f_{\beta}^0(k_{\beta}, r) F(r) f_{\alpha}^0(k_{\alpha}, r) \quad (II.40)$$

O potencial de polarização é escrito na sua forma final supondo que:

$$\frac{f_{\beta}^0(k_{\beta}, r)}{f_{\alpha}^0(k_{\alpha}, r)} = \frac{I_{\alpha\beta}(\ell)}{I_{\alpha\alpha}(\ell)} \quad (II.41)$$

obtendo:

$$\tilde{U}(r) = -\frac{2\mu_{\alpha} iA}{\pi^2 k_{\beta}} \frac{I_{\alpha\beta}^2(\ell)}{I_{\alpha\alpha}(\ell) S_{\beta}(\ell)} \frac{1}{S_{\beta}(\ell)} F(r) \quad (II.42)$$

O potencial de polarização $\tilde{U}_v(r)$ tem uma parte dependente do momento angular e da energia, dada pelas integrais radiais e pela matriz-S no canal β e uma parte dependente do raio r dada pelo fator de forma da transição.

Para a determinação do potencial de polarização, é necessária a solução da equação de Schroedinger nos canais α e β determinando-se as funções de onda radiais distorcidas. É necessária também a determinação do fator de forma $F(r)$ da transição e das integrais radiais $I_{\alpha\beta}$ e $I_{\alpha\alpha}$ onde

$$I_{\alpha\alpha}(\ell) = \int dr f_{\alpha}^0(k_{\alpha}, r) F(r) f_{\alpha}^0(k_{\alpha}, r) \quad (II.43)$$

A equação de Schroedinger é então resolvida com uma interação efetiva dada por

$$U_{\text{eff}}(r) = U(r) + \tilde{U}_{\alpha}(r) \quad (\text{II.44})$$

e são determinadas as funções de onda exatas $f_{\alpha}(r)$.

Uma aplicação deste formalismo foi feita por Hussein e colaboradores (Hu87) para o espalhamento elástico $^{28}\text{O} + ^{28}\text{Si}$ considerando o acoplamento com o canal de transferência alfa $^{28}\text{Si}(^{28}\text{O}, ^{28}\text{C})^{28}\text{S}$. O resultado destes cálculos mostra que o acoplamento considerado explica a subida da seção de choque elástica para ângulos traseiros.

III. Parte Experimental

A. Medidas Realizadas, Feixe e Alvos.

Foram feitas medidas de distribuições angulares do espalhamento elástico $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O})^{24}\text{Mg}$, espalhamento inelástico $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O})^{24}\text{Mg}(2^{-}; 1.37\text{MeV})$ e das reações de transferência alfa $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}$ e $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}$ na energia de 46.33 MeV no sistema de laboratório em uma faixa angular de $40^{\circ} < \theta_{\text{lab}} < 120^{\circ}$.

Fizemos também medidas da função de excitação da reação $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}$ em $\theta_{\text{lab}} = 48.3^{\circ}$ em uma faixa de energias de $43 \leq E_{\text{lab}} \leq 56\text{MeV}$ com passos de 400 keV no sistema de laboratório. Nessas medidas utilizamos feixe de ^{16}O produzido pela fonte de íons duoplasmatron, acelerado pelo acelerador Pelletron e alvos de ^{24}Mg isotopicamente enriquecido (99.8%) confeccionados por nós no laboratório.

Os alvos de magnésio foram confeccionados em 3 etapas. A primeira etapa consiste na preparação das folhas de carbono que servirão como suporte para o ^{24}Mg . O carbono é evaporado sobre lâminas de vidro que são posteriormente imersas em água provocando-se o descolamento das películas de carbono. Estas películas são pescadas nos suportes de alvos que serão utilizados na experiência. A espessura das folhas de carbono utilizadas por nós era de aproximadamente $5\mu\text{g}/\text{cm}^2$. Em seguida, evapora-se sobre os suportes de carbono uma pequena quantidade ($\approx 2\mu\text{g}/\text{cm}^2$) de ^{209}Bi . A função do bismuto é de facilitar a aderência do ^{24}Mg nos suportes de carbono. Além disso, pelo fato do espalhamento de ^{16}O no ^{209}Bi ser puramente coulombiano, o pico do bismuto nos espectros permite a normalização absoluta dos dados.

Finalmente evapora-se o MgO isotopicamente enriquecido sobre os suportes de carbono. O MgO em forma de pó é colocado em cadinhos de tântalo e a evaporação é feita pelo método de bombardeamento eletrônico. Durante o aquecimento do cadinho ocorre a oxi-redução no cadinho de

tântalo sendo evaporado apenas o magnésio de modo que a quantidade de oxigênio nos alvos era pequena logo após sua preparação.

Desta forma obtivemos alvos cuja espessura de ^{24}Mg era de aproximadamente $150\mu\text{g}/\text{cm}^2$ e com pequena quantidade de contaminantes ^{12}C e ^{16}O e ^{209}Bi . Os alvos foram guardados em atmosfera de Argônio para evitar sua posterior oxidação.

B. Medida das Distribuições Angulares

1. Câmara de Espalhamento e Sistema de Detecção

As medidas das distribuições angulares foram feitas na câmara de espalhamento 30QB do laboratório Pelletron. A câmara 30B tem um diâmetro externo de 100cm e possui um sistema de manômetro acoplado a uma bomba mecânica que permite a utilização de detetores à gás. A colimação do feixe na entrada da câmara era composta de uma fenda circular de 1.5mm de diâmetro seguida por uma fenda anti-scattering de 3.0mm.

Como sistema de detecção utilizamos 3 telescópios ($\Delta E-E$) separados de 10° entre si e colocados a uma distância de 267mm do centro da câmara. O ângulo sólido de detecção era de $4 \times 10^{-4} \text{sr}$.

Cada telescópio consiste de um contador proporcional que utiliza gás P10 (mistura de 90% argônio + 10% de metano) e um detetor de Silício de barreira de superfície. A passagem da partícula pelo gás produz a sua ionização e conseqüente produção de elétrons livres que são coletados em um fio de Tungstênio onde é aplicada uma tensão de 300 Volts.

O sinal produzido (ΔE) é proporcional a perda de energia da partícula no gás, que por sua vez é proporcional ao produto MZ^2 onde M é a massa da partícula e Z seu número atômico.

A partir da análise do sinal ΔE , é possível identificar o número atômico da partícula detetada.

Após passar pelo gás, a partícula atinge o detetor de barreira de superfície onde perde o restante de sua energia produzindo o sinal E.

O gás no interior do detetor é isolado do vácuo da câmara de espalhamento por meio de uma folha de Mylar de aproximadamente $200\mu\text{g}/\text{cm}^2$, suficientemente grossa para suportar a diferença de pressão que era de 20 Torr. A pressão do gás no interior de detetor foi mantida constante durante toda a experiência por meio de um manômetro acoplado a uma bomba mecânica, que controla o fluxo de gás pelos detetores.

2. Esquema da Eletrônica para as Medidas das Distribuições Angulares

Os sinais ΔE e E provenientes dos detetores passam por pré-amplificadores e são analisados pela eletrônica descrita a seguir (figura III.1).

Os sinais E dos 3 detetores de Si de barreira de superfície passam por amplificadores e em seguida entram em um circuito soma que fornece apenas um sinal (sinal 4) na saída, que irá para um conversor analógico digital (CAD). Como a taxa de contagens é muito pequena, quando comparada com a velocidade de resolução da eletrônica (10^4Hz) não há a possibilidade de termos 2 pulsos simultâneos no circuito soma.

A saída bipolar dos amplificadores E passa por analisadores mono-canal (TSCA) e por módulos de atraso que fornecerão os pulsos de "routing" que irão indicar de qual dos 3 telescópios veio o sinal.

Da mesma forma os sinais ΔE passam por um circuito soma e são posteriormente amplificados. É exigida a coinci-

dência entre os sinais E (sinal3) e ΔE (sinal2) de forma a garantir que eles correspondem a um mesmo evento.

O pulso de coincidência (sinal5) serve como "gate" para os CAD's que convertem simultaneamente os sinais E (sinal4) e E (sinal1) em endereços na memória do computador.

3. Armazenamento e Redução dos Dados

Os dados são armazenados evento por evento em disco e posteriormente transferidos para uma fita magnética. Após a experiência é feita a compactação dos dados por meio do programa CDMRAC e a subsequente construção dos espectros biparamétricos $\Delta E \times E$. Na figura III.2 está mostrado um desses espectros onde podemos observar as faixas correspondentes as partículas detetadas de diferentes números atômicos.

A fase seguinte consiste em se traçar polígonos para as faixas de interesse e se fazer o rebatimento no eixo de energia obtendo-se assim os espectros NO de contagens x canal. Na figura III.3 estão mostrados espectros de energia para as faixas do oxigênio (fig.III.3.a), carbono (fig.III.3.b) e Neon (fig.III.3.c), onde estão indicados os picos de interesse.

Em seguida determinam-se as áreas dos picos correspondentes às reações de interesse. A secção de choque diferencial no sistema de centro de massa é determinada pela expressão abaixo:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{N G}{N_{Alvo} N_f \Delta W} \quad (III.1)$$

onde N é área do pico de interesse; G fator de transformação do ângulo sólido do sistema de laboratório para o sistema

Fig.III.2. Espectro biparamétrico $\Delta E \times E$.

Fig.III.3.a. Espectro de energia de ^{16}O espalhado pelo alvo.

Fig.III.3.b. Espectro de energia de ^{12}C .

Fig.III.3.c. Espectro de energia ^{20}Ne .

centro de massa (CM); N_{Alvo}^{MG} espessura do alvo de Mg; N_f número de partículas de feixe incidentes; $\Delta\omega$ ângulo sólido do detector.

Todas as secções de choque foram determinadas utilizando a área do pico de bismuto como normalização conforme descrito abaixo.

Para o bismuto temos:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R^{Bi} = \frac{N_{Bi}^{Bi} G_{Bi}^{Bi}}{N_{Alvo}^{Bi} N_f \Delta\omega} \quad (III.2)$$

Dividindo-se (III.1) por (III.2) obtemos:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R^{Bi} \frac{N_{Bi}}{N_{Bi}^{Bi}} \frac{N_{Alvo}^{Bi}}{N_{Alvo}^{MG}} \frac{G}{G_{Bi}^{Bi}} \quad (III.3)$$

esta expressão não depende de medidas de integração do feixe incidente e nem do ângulo sólido do detector.

A razão de espessuras no alvo $N_{Alvo}^{Bi}/N_{Alvo}^{MG}$ foi obtida comparando-se nossas medidas do espalhamento elástico $^{24}Mg(1^+0, 1^+0) \rightarrow ^{24}Mg$ com dados existentes na literatura e medidos na mesma energia (Pa80).

4. Resultados

As distribuições angulares medidas do espalhamento elástico e inelástico estão mostradas na figura III.4. As distribuições angulares das reações $^{24}Mg(1^+0, 1^+0) \rightarrow ^{24}Si_{exc}$ e $^{24}Mg(1^+0, 1^+0) \rightarrow ^{24}Si(2^+, 1.78\text{MeV})$ estão mostradas na figura III.5 e das reações $^{24}Mg(1^+0, 2^+0) \rightarrow ^{20}Ne$, levando a diferentes estados de excitação do sistema final $^{20}Ne + ^{20}Ne$, estão mostradas na figura III.6.

Fig.III.4. Distribuições angulares do espalhamento elástico e inelástico de ^{16}O em ^{24}Mg , medidas por nós.

As reações $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O},^{12}\text{C})^{28}\text{Si}_{\text{gr}}$ e 2^+ (figura III.5) apresentam distribuições angulares oscilatórias com período angular da ordem de 8° no sistema de centro de massa. A amplitude das oscilações é bastante grande, chegando até duas ordens de grandeza para o estado fundamental na região angular em torno de 40° . Na região de ângulos intermediários a amplitude das oscilações cai por um fator aproximadamente 3 e o período das oscilações se mantém constante.

A reação $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O},^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}_{\text{gr}}$ (fig. III.6) apresenta também uma distribuição angular oscilatória com um mínimo profundo da seção de choque em $\theta_{\text{cm}}=90^\circ$. Neste caso a amplitude das oscilações é bem menor que para a reação $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O},^{12}\text{C})^{28}\text{Si}$ e seu período angular não é constante variando de aproximadamente 8° na região de 40° a 60° até um período de $10^\circ - 15^\circ$ na região entre 60° e 90° . Este fato será discutido posteriormente na análise dos dados. As reações que levam a estados excitados no canal $^{20}\text{Ne}+^{20}\text{Ne}$ apresentam distribuições angulares com oscilações bem mais amortecidas devido a contribuição coerente dos vários subestados do momento angular total.

C. Medida das Funções de Excitação

1. Sistema de Detecção

O principal problema na medida da função de excitação $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O},^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}$ em $\theta_{\text{cm}}=90^\circ$ foi a baixa taxa de contagens dessa reação neste ângulo. Seria praticamente impossível se obter dados com erros experimentais aceitáveis utilizando o mesmo arranjo da medida das distribuições angulares.

Existem 3 maneiras de se aumentar a taxa de contagens:

1. aumentar a espessura de magnésio no alvo;

Fig.III.5. Distribuições angulares das reações indicadas, medidas por nós.

Fig.III.6. Distribuições angulares das reações indicadas, medidas por nós.

2. feixe mais intenso;
3. ângulo sólido de detecção maior.

A primeira possibilidade foi descartada devido a dificuldade de se obter alvos mais grossos de ^{24}Mg . Além disso, aumentando-se a espessura do alvo, aumentaríamos o "straggling" em energia do feixe piorando a nossa resolução o que poderia impossibilitar a separação dos picos do estado fundamental e do primeiro estado excitado da reação ($E_{\text{inc}} = 1.63 \text{ MeV}$).

Quanto a segunda possibilidade, estávamos restritos a limitação da máquina na transmissão do feixe. O máximo feixe que conseguimos foi de $1 \mu\text{A}$ no alvo.

A terceira possibilidade era a única viável, no entanto simplesmente aumentar o ângulo sólido do detetor, implica em aumentar o alargamento cinemático dos picos, provocando piora na resolução e impossibilitando a separação entre os estados fundamental e o primeiro excitado.

Por estas razões optamos por utilizar o método de coincidência cinemática. Este método consiste em se montar 2 detetores, colocados de modo a se detectar simultaneamente a partícula emergente de uma dada reação num detetor e a partícula de recuo no outro detetor.

Dessa forma, medimos em coincidência a energia E_1 da partícula emergente e a energia E_2 da partícula de recuo. A soma $E_1 + E_2$ dos sinais dos 2 detetores, com mesmo ganho, fornece a energia total independente do ângulo de detecção, sendo $E_1 + E_2 = E_{\text{inc}} + Q$, onde E_{inc} é a energia incidente e Q é o valor- Q da reação. Deste modo, podemos aumentar o ângulo sólido dos detetores sem aumentar o alargamento cinemático uma vez que a energia total é bem definida e não depende do ângulo sólido de detecção. Além disso, o método de coincidência cinemática permite que se selecione as reações de interesse com a escolha do ângulo em que são colocados os detetores, eliminando-se as outras reações que têm cinemática diferente.

No nosso caso, a reação medida tem partículas idênticas no canal de saída. Os 2 Neons emergentes em $\theta_{cm}=90^\circ$ saem com mesma energia e em ângulos simétricos em relação ao feixe. O ângulo de emergência no laboratório, que corresponde a $\theta_{cm}=90^\circ$ é de $\theta_{lab}=48.3^\circ$ na energia de 46.33 Mev e varia de 48° a 48.7° , quando a energia varia de 42Mev a 56Mev, permitindo que, com um arranjo de 2 detetores fixos possamos medir uma função de excitação em uma larga faixa de energias.

2. Arranjo Experimental para a Medida das Funções de Excitação

Esta experiência foi feita na câmara de espalhamento 150B por duas razões: a) não se precisar utilizar o sistema de gás para detetores; b) ser mais rápido o manejo da câmara 150B quando comparada com a 300B.

Foram montados 2 detetores de barreira de superfície a uma distância de 8.8cm do alvo com fendas retangulares de 5.4×7.5 mm o que fornece um ângulo sólido de detecção de $5. \times 10^{-3}$ sr, 10 vezes maior que o ângulo sólido dos telescópios utilizados nas medidas das distribuições angulares. Nessas condições os detetores cobrem uma faixa angular de 3.5° no laboratório. Os detetores foram montados em 48.3° simétricos em relação ao feixe. As fendas de entrada da câmara eram circulares com diâmetros de 3mm e 4mm de modo que o diâmetro do feixe focalizado no alvo era de aproximadamente 2mm. Dois monitores foram montados simétricos em relação ao feixe em $\theta_{lab}=25^\circ$ com o objetivo de se monitorar possíveis mudanças na direção do feixe. Foi aplicada uma tensão positiva de 4000 Volts no suporte de alvos para evitar que elétrons secundários alcançassem os detetores. Além disso, ímãs foram colocados nos colimadores de entrada dos detetores com a mesma finalidade.

Nesta experiência foi utilizado um alvo de $70\mu\text{g/cm}^2$ de ^{24}Mg . Com este alvo foi obtida uma boa separação entre os picos do estado fundamental e primeiro estado excitado da reação $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}$.

3. Esquema da Eletrônica para a Medida da Função de Excitação

Os sinais E1 e E2 dos detetores de Si barreira de superfície passam por pré-amplificadores e amplificadores e são analisados pela eletrônica descrita a seguir (figura III.7).

Os pulsos E1 e E2 são inicialmente amplificados e a saída bipolar dos amplificadores passa por analisadores mono-canal (TSCA) que fornecem pulsos lógicos rápidos negativos que em seguida vão para um conversor de tempo em altura de pulso (TAC). Este módulo fornece um pulso bipolar cuja altura é proporcional à diferença de tempo entre os pulsos E1 e E2.

As saídas lentas do TSCA vão para um módulo de coincidência juntamente com o pulso do TAC fornecendo um sinal de "gate" para os conversores analógicos digitais (CAD).

Os sinais unipolares E1 e E2 dos amplificadores passam por módulos de atraso e vão para os CAD's. São armazenados simultaneamente os sinais E1, E2, e TAC tendo-se assim informações sobre a energia das partículas nos detetores 1 e 2 e a diferença de tempo entre os sinais.

4. Armazenamento e Redução dos Dados

Os dados são armazenados evento por evento na memória do computador Honeywell e transferidos para um disco no computador IBM-360. Ao final de cada medida são transferidos para uma fita magnética. Após a experiência são com-

Fig.III.7. Esquema da eletrônica usada para a medida das funções de excitação com o método da coincidência cinemática.

pactados e construídos os espectros biparamétricos $E1 \times E2$. Na figura III.8 está mostrado um espectro $E1 \times E2$ sem qualquer restrição ao terceiro parâmetro (TAC). Podemos observar as manchas correspondentes ao espalhamento elástico e inelástico $^{14}O + ^{24}Mg$ (indicado pelo número 2) e as reações $^{24}Mg(^{14}O, ^{12}C)^{28}Si$ e $^{24}Mg(^{14}O, ^{20}Ne)^{20}Ne$ (números 1 e 3 respectivamente). Neste espectro vemos um fundo proveniente de ruído e coincidências casuais que é quase que completamente eliminado quando restringimos o terceiro parâmetro (TAC) à faixa de coincidências reais.

Na figura III.9 está mostrado um espectro TAC $\times E1$ onde podemos observar uma faixa bem definida, que corresponde as reações detetadas em coincidência para as quais a diferença de tempo entre os sinais $E1$ e $E2$ é bem definida e constante.

O primeiro passo da redução dos dados consiste em se traçar polígonos nos espectros $E1 \times TAC$ e $E2 \times TAC$ selecionando-se apenas os eventos que estão em coincidência. Em seguida obtém-se os espectros $E1 \times E2$ condicionados pela restrição de coincidência.

Sobre esses espectros faz-se a soma $E1 + E2 = E_{total}$ com ganhos iguais obtendo-se os espectros biparamétricos $E_{total} \times E1$ (figura III.10).

Nesses espectros podemos observar as reações com diferentes valores de E_{total} que correspondem a diferentes valores de Q_{reac} pois $E_{total} = E_{inc} + Q_{reac}$. O próximo passo consiste em se traçar polígonos para as reações de interesse obtendo as projeções N_0 de contagens $\times$ canal para cada reação. Na figura III.11 estão mostrados espectros de energia para o espalhamento elástico, inelástico e para as reações de transferência $^{24}Mg(^{14}O, ^{12}C)^{28}Si$ e $^{24}Mg(^{14}O, ^{20}Ne)^{20}Ne$.

Fig.III.8. Espectro biparamétrico E_1 - E_2 sem restrição no TAC.

1. $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}$; 2. $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O})^{24}\text{Mg}$;
3. $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}$.

Fig.III,9. Espectro biparamétrico TAC $\times$ E_1 .

Fig.III.10. Espectro biparamétrico $(E_1 + E_2) \times E_1$ com restrição ao TAC.

1. $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}$; 2. $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O})^{24}\text{Mg}$;
3. $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}$.

Fig.III.11. Espectros de energia obtidos com coincidência cinemática.

5. A Eficiência do Método de Coincidência Cinemática

A determinação da secção de choque absoluta a partir de medidas pelo método de coincidência cinemática, deve levar em conta o fato do arranjo experimental ter uma eficiência de detecção que não é necessariamente 100%. Se N_1 é o número total de partículas emergentes de uma dada reação e que atingem um dos detetores, devemos levar em conta que com a restrição da coincidência teremos $N_c \leq N_1$ contagens e a razão N_c/N_1 é a eficiência do arranjo.

A eficiência do arranjo em coincidência é devida basicamente a 2 fatores:

- a) Diferença entre os ângulos sólidos subentendidos pelas partículas emergentes e pelas correspondentes partículas de recuo para uma dada reação. Considere-mos um alvo pontual como na figura abaixo.

Seja $\Delta\omega_2$ o ângulo sólido das partículas emergentes de uma dada reação e que atingem o detetor 2 e $\Delta\omega_1$ o ângulo sólido correspondente as partículas de recuo. Vemos que nem todas as partículas de recuo atingem o detetor 1, resultando em um número de eventos em coincidência menor que o número total de eventos. Podemos sempre escolher uma geometria tal que seja máxima a eficiência para uma dada reação.

- b) Alvo não pontual: A dimensão do alvo é determinada pela dimensão das fendas de entrada da câmara de espalhamento e pelas condições de focalização do feixe no alvo. Eventos que ocorrem em diferentes posições

no alvo, emergência em diferentes ângulos de observação e a relação entre o ângulo da partícula emergente e da partícula de recuo é determinada pela cinemática da reação como podemos ver na figura abaixo.

Os cálculos da eficiência foram feitos por nós, utilizando o programa MONTE CARLO escrito por Victor Rotberg (Vi78). Este programa foi escrito originalmente para o computador IBM-360 e foi implantado por nós no VAX-780. Além disso, o programa foi modificado por nós a fim de reproduzir o valor absoluto da eficiência para todas as reações.

Neste programa são dados de entrada, as massas dos núcleos e o Q de reação, as dimensões do alvo e a geometria dos detectores. O programa, através de uma subrotina (RAN) que gera números aleatórios, gera um ponto dentro das dimensões do alvo onde se dará a interação. Em seguida, gera um ponto ao acaso sobre a superfície do detector 2 que analisa as partículas espalhadas. São calculados o ângulo de espalhamento e o plano da reação e através de uma subrotina de cinemática determina-se o ângulo de recuo. Verifica-se então se a partícula de recuo atinge ou não o detector 1. Este procedimento é repetido um grande número de vezes e determina-se a eficiência pela razão entre o número de coincidências e o número total de eventos.

Foram comparados os cálculos de eficiência feitos com o programa MONTE CARLO, em função da energia incidente, com medidas de eficiência para o espalhamento elástico $^{16}\text{O} + ^{24}\text{Mg}$ e estados excitados do $^{24}\text{Mg}(2^+ \text{ e } 4^+)$. As medidas da eficiência foram feitas calculando-se a razão entre a área dos picos das reações citadas nos espectros em coincidência e nos espectros do detetor 2-livre (sem coincidência) em várias energias e os resultados estão mostrados na figura III.12.

Os erros experimentais são devidos a má resolução dos picos 0^+ , 2^+ e 4^+ nos espectros livres devido ao grande ângulo sólido subentendido pelos detetores. Em seguida calculou-se a eficiência em função da energia incidente para as reações $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}$ e estado excitado do $^{20}\text{Ne}(2^+)$ e $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}$ e estado excitado do $^{28}\text{Si}(2^+)$. Estas eficiências estão mostradas na figura III.13.

Uma vez tendo-se calculada a eficiência para cada reação a secção de choque é determinada pela expressão abaixo:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{N \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Bi}}}{\eta N_{\text{BT}}} \frac{G}{G_{\text{BT}}} \frac{N_{\text{Bi}}}{N_{\text{MG}}} \frac{1}{N_{\text{Alvo}}}$$

onde N é a área do pico no espectro em coincidência;
 η é a eficiência da reação;
 $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Bi}}$ é a secção de choque Rutherford para o bismuto;
 N_{Bi} é a área do pico de bismuto no detetor livre;
 G é o fator de transformação LAB-CM.

A perda total de energia no alvo foi da ordem de 300 keV. Por isso as medidas realizadas correspondem a médias da secção de choque em um intervalo de energia de 300 keV no laboratório, o que corresponde a 180 keV no centro de massa. Da energia incidente foi descontada a metade da perda de energia no alvo, supondo que a reação em média ocorre

Fig.III.13. As eficiências de coincidência cinemática calculadas pelo método de Monte Carlo para as reações $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}$ e $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}$.

no centro do alvo. Os passos de energia foram de 400 keV no laboratório, o que corresponde a 240 keV no centro de massa.

6. Resultados

Na figura III.14 estão mostradas as funções de excitação experimentais para as reações $^{24}\text{Mg}(^{14}\text{O},^{12}\text{C})^{24}\text{Si}$ e $^{24}\text{Mg}(^{14}\text{O},^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}$, já corrigidas pela eficiência de detecção. O ângulo de CM para a reação $(^{14}\text{O},^{12}\text{C})$ é de 70° com uma dispersão total de 5° e para a reação $(^{14}\text{O},^{20}\text{Ne})$ é de 90° com uma dispersão total de 6° .

As funções de excitação apresentam as seguintes características gerais: para as reações $^{24}\text{Mg}(^{14}\text{O},^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}$, vemos um envelope de largura de 4-5 MeV centrada na energia $E_{\text{cm}}=30.5\text{Mev}$. Para a reação $^{24}\text{Mg}(^{14}\text{O},^{20}\text{Ne}(2^+))^{20}\text{Ne}$, esta estrutura aparece deslocada para energias mais altas. Superpostas a este envelope, aparecem oscilações de largura de 1-2 MeV nas energias 27.2, 29.2, e 31.6 MeV para a reação que leva ao estado fundamental e em 26.8 e 31.8 MeV para a reação levando ao estado 2^+ do ^{20}Ne . Para as reações $^{24}\text{Mg}(^{14}\text{O},^{12}\text{C})^{24}\text{Si}$ e 2^+ , não é evidente a existência do envelope de largura grande, no entanto as oscilações de largura da ordem de 1-2 MeV são visíveis.

Fig.III.14. As funções de excitação das reações $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}$ e $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}$, medidas pelo método da coincidência cinemática.

IV- Análise das distribuições angulares

A. O modelo ótico para o espalhamento elástico e DWBA para o espalhamento inelástico e reações de transferência.

O primeiro passo na análise das distribuições angulares consiste na determinação de um potencial ótico que reproduza razoavelmente bem as distribuições angulares do espalhamento elástico, inelástico e reações de transferência medidas. A análise conjunta do espalhamento elástico e outros canais de reação é importante para a eliminação de ambigüidades na função de onda distorcida, uma vez que cada canal de reação é sensível a uma dada região (no espaço- r) da função de onda. O espalhamento elástico é determinado a partir da sua forma assintótica, enquanto que as reações de transferência e espalhamento inelástico são determinados pelas características da função de onda na região da superfície dos núcleos uma vez que os fatores de forma para estas reações estão localizados nesta região.

A análise descrita a seguir, foi feita utilizando-se o programa Ptolemy (Pt78). Este programa faz cálculos de modelo ótico para a secção de choque do espalhamento elástico e de DWBA para reações de transferência e espalhamento inelástico. O programa Ptolemy, faz cálculos de DWBA exatos no sentido de que a amplitude de transição (II-20) é determinada sem a aproximação de alcance zero, resolvendo a integral hexadimensional exatamente. A partir de um poten-

cial ótico, é resolvida a equação de Schroedinger, e são determinadas as funções de onda distorcidas nos canais α e β . No caso do espalhamento inelástico, o fator de forma é o mesmo que num cálculo de DWBA com alcance zero, uma vez que para o espalhamento inelástico, esta aproximação é exata. Já para reações de transferência, o programa Ptolemy descreve os estados ligados da partícula transferida no núcleo alvo e no projétil enquanto que na aproximação de alcance zero, é descrito somente o estado ligado no núcleo alvo. Este programa foi implantado por nós no computador IBM-4381 do IPEN.

A análise do espalhamento elástico e de todos os canais de reação foi feita utilizando-se os parâmetros do potencial ótico ANL2(Pa78) que estão mostrados na tabela I.

Tabela I

V (Mev)	r_v (fm)	a_v (fm)	W (Mev)	r_1 (fm)	a_1 (fm)
10.0	1.452	0.345	29.0	1.272	0.376

Este potencial é uma variação do potencial E18 e reproduz bem os dados do espalhamento elástico $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ em uma larga faixa de energias.

Na figura IV-1 estão as distribuições angulares experimentais completas do espalhamento elástico $^{24}\text{Mg}(^{14}\text{O}, ^{14}\text{O})^{24}\text{Mg}$ e das reações $^{24}\text{Mg}(^{14}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}_{g.s.}$ e $^{24}\text{Mg}(^{14}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}(2^+ 3.78\text{Mev})$. Os pontos cheios são os dados de Paul (Pa78 e Pa80) e os círculos vazios são os nossos

Fig.IV.1. Cálculos de modelo ótico e DWBA exato (PTOLEMY) para as reações indicadas. Os círculos vazios são nossos dados, os círculos cheios os dados de Paul (Pa 78).

dados. Na figura IV-2 está a distribuição angular experimental do espalhamento inelástico $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O})^{24}\text{Mg}(2^+)$. Os dados até 120° são nossos e acima de 120° são dados de Paul. Nas figuras IV-3(a,b,c) estão as distribuições angulares, medidas por nós, da reação $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}_{\text{ex}}$ e estados excitados.

O resultado dos cálculos será discutido a seguir.

1. O espalhamento elástico.

Na figura IV-1 vemos o resultado do cálculo de modelo ótico para o espalhamento elástico com o potencial ANL2. O ajuste é razoável na região de ângulos dianteiros ($0^\circ < \theta_{\text{cm}} < 40^\circ$) superestimando a secção de choque na região $50^\circ < \theta_{\text{cm}} < 120^\circ$. Na região de ângulos traseiros, o cálculo subestima a secção de choque e não reproduz as oscilações observadas para $\theta_{\text{cm}} > 90^\circ$.

2. As reações $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}_{\text{ex}}$ e 2^+

Ainda na figura IV-1, está o resultado do cálculo de DWBA com o programa Ptolemy para as reações $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}_{\text{ex}}$ e $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}(2^+)$. Nesses cálculos, utilizamos o mesmo potencial (ANL2) nos canais de entrada $^{16}\text{O} + ^{24}\text{Mg}$ e de saída $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$.

Podemos ver na figura IV-1, que é bem reproduzido o período das oscilações experimentais na região angular dianteira ($0^\circ < \theta_{\text{cm}} < 50^\circ$). Acima de $\theta_{\text{cm}} = 50^\circ$, os dados atingem

Fig.IV.2, Cálculos DWBA para o espalhamento inelástico. Os círculos cheios são nossos dados e os círculos vazios os dados de Paul (Pa78).

Fig.IV.3.a. Cálculo DWBA exato (PTOLEMY) para a reação indicada. Círculos cheios são nossos dados.

Fig.IV.3.b. Cálculo DWBA exato (PTOLEMY) para a reação indicada. Círculos cheios são nossos dados.

Fig.IV.3.c. Cálculo DWBA exato (PTOLEMY) para a reação indicada, Círculos cheios são nossos dados.

um patamar subindo a secção de choque a partir de $\theta_{cm}=150^\circ$ enquanto que o cálculo de DWBA preve uma queda abrupta da secção de choque a partir de 70° .

3. O espalhamento inelástico.

O cálculo de DWBA para o espalhamento inelástico $^{24}\text{Mg}(1^+0, 1^+0) \rightarrow ^{24}\text{Mg}(2^+, 1.37\text{Mev})$ foi feito utilizando-se o programa DWUCK-2. Neste cálculo é determinado um fator de forma nuclear de excitação coletiva dado por:

$$F_N(r) = \delta_2^N \left[V_0 \frac{df_r}{dr} + iW_0 \frac{df_I}{dr} \right] \quad (\text{IV.1})$$

onde V_0 e W_0 são as profundidades da parte real e imaginária do potencial ANL2 e a função

$$f_r = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{r - R_r}{a_r}\right)} \quad (\text{IV.2})$$

dá a dependência radial do potencial ótico na forma de Wood-Saxon. Os parâmetros R_r , a_r , R_I e R_{II} são os mesmos do potencial ANL2. O comprimento de deformação nuclear é dado por:

$$\delta_2^N = \beta_2 R_r \quad (\text{IV.3})$$

onde β_2 é o parâmetro de deformação quadrupolar.

Além do fator de forma nuclear é calculado também o fator de forma Coulombiano que descreve a excitação eletromagnética:

$$F_C(r) = \frac{3}{5} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r^3} R_C^2 \beta_2^C = \frac{4\pi}{5} \frac{Z_1 e B(E2\uparrow)^{1/2}}{r^3} \quad (IV.4)$$

que pode ser obtido da fórmula II-26 com $L=2$. O comprimento de deformação Coulombiano é definido por:

$$\delta_2^C = R_C \beta_2^C \quad (IV.5)$$

e $B(E2\uparrow)$ é a probabilidade de excitação eletromagnética.

O fator de forma total é dado por:

$$F(r) = F_N(r) + F_C(r) \quad (IV.6)$$

O valor da probabilidade de excitação eletromagnética $B(E2\uparrow)$ para o ^{24}Mg gira em torno de $430 \text{ e}^2\text{fm}^4$ (Ca78). Usando $R_C = r_{0c} A_1^{1/3}$ na fórmula IV-4, com $r_{0c} = 1.495 \text{ fm}$ e o valor de $B(E2\uparrow) = 430 \text{ e}^2\text{fm}^4$, obtemos $\beta^C = 0.3897$ e $\delta^C = 1.68$. Já os valores do comprimento de deformação nuclear obtidos de medidas do espalhamento inelástico no ^{24}Mg (Mi74) estão em torno de 1,5-1,6 o que nos fornece um parâmetro de deformação nuclear $\alpha^N \approx 0,2$ utilizando o raio nuclear do potencial RNL2 dado por $R_N = r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) = 7.84 \text{ fm}$. Os comprimentos de deformação Coulombiana ($\delta^C = 1.68$) e nuclear ($\delta^N \approx 1.5$) estão

próximos, como é de se esperar. Com estes valores de δ^N e δ^C não obtivemos um bom ajuste dos dados.

O ajuste mostrado na figura IV-2 foi obtido usando-se $\delta^C=2.337$ e $\delta^N=0.862$, portanto um valor do comprimento de deformação nuclear aproximadamente a metade dos valores da literatura e um comprimento de deformação Coulombiano bem maior do que o esperado a partir de medidas de $B(E2)$ para o ^{24}Mg . Nestes cálculos de DWBA, foram utilizadas 100 ondas parciais e $R_m=40\text{fm}$. Estes resultados mostram que o DWBA não é um bom modelo para descrever o espalhamento inelástico $^{16}\text{O} + ^{24}\text{Mg}(2^+)$, fato este que voltaremos a discutir nos próximos tópicos.

4. A reação $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}_{ex}$

Na figura IV-3a está mostrado o ajuste obtido com o programa Ptolemy para a reação $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}_{ex}$ juntamente com os dados experimentais. Vemos que o período das oscilações experimentais não é bem reproduzido pelo cálculo de DWBA. Os dados experimentais têm um período variável de $\Delta\theta=8^\circ$ na região entre $\theta_{c.m.}=40^\circ$ e $\theta_{c.m.}=60^\circ$ até $\Delta\theta=13^\circ$ na região entre $\theta_{c.m.}=60^\circ$ e $\theta_{c.m.}=80^\circ$ apresentando um mínimo na secção de choque em $\theta_{c.m.}=90^\circ$. O cálculo de DWBA tem um período de oscilação constante $\Delta\theta=9^\circ$ com um máximo da secção de choque em $\theta_{c.m.}=90^\circ$. Este fato será discutido em detalhe posteriormente.

5. A reação $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne}(2^+), 1.63\text{MeV})^{20}\text{Ne}$

Para esta reação foram feitos cálculos de DWBA supondo a excitação do alvo e do projétil como mostrado abaixo:

Excitação do projétil $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne}(2^+))^{20}\text{Ne}$

Excitação do alvo $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}(2^+)$

Em princípio, as duas reações são possíveis e estão sendo detetadas simultaneamente uma vez que não podemos distingui-las experimentalmente. No entanto, cálculos de DWBA com o programa Ptolemy, mostram que a excitação do projétil é favorecida por um fator 10^2 em relação a excitação do alvo. Este fato pode ser entendido se analisarmos os fatores de forma de transição nos dois casos.

Seja $f_1(r)$ a função de onda da partícula transferida no projétil descrita por, obtida descrevendo-se o estado ligado da partícula alfa no ^{16}O .

$$^{16}\text{O} + \alpha + ^{20}\text{Ne} + E_{1,1}$$

Seja $f_2(r)$ a função de onda da partícula transferida no alvo, obtida descrevendo-se o estado ligado da partícula alfa no ^{20}Ne .

$$^{20}\text{Ne} + \alpha + ^{24}\text{Mg} + E_{1,2}$$

O fator de forma da transição que, em linhas gerais determina a magnitude da seção de choque, é determinado pelo pro-

duto das funções de onda f_1 e f_2 na região da superfície dos núcleos. Grosseiramente podemos dizer que as funções de onda na região da superfície são dadas por:

$$f(r) = \frac{e^{-Kr}}{Kr} \quad (\text{IV.7})$$

$$\text{com } K = \sqrt{\frac{2\mu E_{\text{LIG}}}{\hbar^2}}$$

onde E_{LIG} é o valor absoluto da energia de ligação da partícula transferida. Como podemos ver na expressão IV-7, a magnitude da função de onda da partícula ligada será maior ou menor, conforme as energias de ligação são menores ou maiores, respectivamente. No caso da excitação do alvo temos as seguintes energias de ligação:

$$^{20}\text{Ne}^* + \alpha + ^{24}\text{Mg} \quad \text{com } E_{\text{LIG}} = -10.94 \text{ Mev}$$

$$^{16}\text{O} + \alpha + ^{20}\text{Ne} \quad \text{com } E_{\text{LIG}} = -4.73 \text{ Mev}$$

Já no caso da excitação do projétil temos:

$$^{20}\text{Ne} + \alpha + ^{24}\text{Mg} \quad \text{com } E_{\text{LIG}} = -9.31 \text{ Mev}$$

$$^{16}\text{O} + \alpha + ^{20}\text{Ne}^* \quad \text{com } E_{\text{LIG}} = -3.10 \text{ Mev}$$

As energias de ligação são bem menores em valor absoluto para o caso da excitação do projétil fornecendo, portanto, secções de choque bem maiores neste caso.

O cálculo da figura IV-3b foi feito supondo a excitação do projétil. Vemos que a distribuição angular calculada, tem uma forma de "sino" centrada em $\theta_{\text{cm}} = 40^\circ$ e não

apresenta oscilações. Os dados experimentais não apresentam esta forma de "sino". A secção de choque experimental, cai exponencialmente em ângulos dianteiros, com oscilações de pequena amplitude atingindo um patamar para $\theta_{cm} > 80^\circ$.

6. A reação $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne}(4^+))^{20}\text{Ne}$

O cálculo de DWBA para esta reação foi feito supondo a excitação do projétil pela mesma razão descrita no item anterior. O resultado está mostrado na figura IV-3c juntamente com os dados experimentais. Vemos que nesse caso, o ajuste dos dados é bom na região angular onde temos medidas. A secção de choque experimental atinge um patamar na região de ângulos dianteiros que é bem reproduzido pelo cálculo, caindo a partir de $\theta_{cm} = 70^\circ$.

Não foi possível a análise da reação $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne}(2^+))^{20}\text{Ne}(2^+)$ uma vez que o programa Ptolemy não realiza este cálculo.

7. Fatores de normalização e fatores espectroscópicos.

A normalização dos cálculos de DWBA para as reações de transferência, depende do produto dos fatores espectroscópicos da partícula transferida no alvo e no projétil. Além disso é conhecido o fato de que na transferência de 4 nucleons, é necessária ainda uma normalização

adicional mesmo em cálculos de DWBA exatos. Podemos escrever:

$$\frac{\sigma^{\text{exp}}}{\sigma^{\text{DWBA}}} = N S_1 S_2 \quad (\text{IV.8})$$

onde $S_1 S_2$ é o produto dos fatores espectroscópicos e N é a normalização adicional.

Na tabela IV-2, mostramos os fatores espectroscópicos teóricos e experimentais envolvidos nas reações estudadas e normalizados relativamente ao fator espectroscópico $S_{\alpha}(^{20}\text{Ne}_{g.s.} \rightarrow ^{16}\text{O}_{g.s.} + \alpha) = 1.0$. Na tabela IV-3, mostramos o produto dos fatores espectroscópicos obtidos por nós para as reações medidas. Os valores de $N S_1 S_2$ foram obtidos fazendo $N S_1 S_2 = \sigma^{\text{exp}} / \sigma^{\text{DWBA}}$. Os valores de N foram escolhidos de forma que os nossos valores de $S_1 S_2$ para as reações $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}$ e $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}$ no estado fundamental, fossem iguais aos valores experimentais das tabelas IV-2 e IV-3.

Tabela IV-2

$S_{1_{\text{teor}}}(^{24}\text{Mg} + \alpha \rightarrow ^{28}\text{Si}(J^{\pi}))$ J^{π}	$S_{2_{\text{teor}}}(^{12}\text{C} + \alpha \rightarrow ^{16}\text{O})$	$S_1 S_2_{\text{teor}}$
0 ⁺ 0.41 [*]	1.62 [*]	0.664
2 ⁺ 0.094		0.152
$S_{1_{\text{exp}}}(^{24}\text{Mg} + \alpha \rightarrow ^{28}\text{Si}(J^{\pi}))$ J^{π}	$S_{2_{\text{exp}}}(^{12}\text{C} + \alpha \rightarrow ^{16}\text{O})$	$S_1 S_2_{\text{exp}}$
0 ⁺ 0.45 [*]	2.0 [*]	0.90
2 ⁺ 0.10 [*]		0.20

Tabela IV-3

$S1_{\text{teor}}(^{24}\text{Mg}-\alpha \rightarrow ^{20}\text{Ne}(J^{\pi}))$ J^{π}	$S2_{\text{teor}}(^{16}\text{O}+\alpha \rightarrow ^{20}\text{Ne}(J^{\pi}))$ J^{π}
0 ⁺ 0.35 ^a	1.00
2 ⁺ 0.05 ^a	1.00
4 ⁺ 0.28 ^a	1.00
$S1_{\text{exp}}(^{24}\text{Mg}-\alpha \rightarrow ^{20}\text{Ne}(J^{\pi}))$ J^{π}	$S2_{\text{exp}}(^{16}\text{O}+\alpha \rightarrow ^{20}\text{Ne}(J^{\pi}))$ J^{π}
0 ⁺ 0.21	3.09
2 ⁺ 0.19	1.56
4 ⁺ 0.87	0.69

Tabela IV-4

reação	NS152	$S152)_{\text{teor}}$	$S152)_{\text{exp}}$	$S152)_{\text{teor}}$
$^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{24}\text{Si}_{\text{gr}}$	2.13	0.9	0.9	0.664
$^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{24}\text{Si}(2^{+})$	0.20	0.2	0.2	0.152
$^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}_{\text{gr}}$	0.125	0.63	0.63	0.35
$^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne}(2^{+}))^{20}\text{Ne}$	0.25	0.63	0.28	0.35
$^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne}(4^{+}))^{20}\text{Ne}$	1.00	2.52	0.15	0.35

- a) Croissant et al. - Nucl.Phys. A261 (1976) 373
 c) N. Anantaraman - Phys.Rev.Lett. 35 (1975) 1131
 e) Cálculos de Yoshida - ver referência f)
 f) C.Detraz et al. - Nucl.Phys. A147 (1970) 488
 g) Peng - Nucl.Phys. A264 (1976) 312

B. Cálculo de canais acoplados para o espalhamento elástico e inelástico.

No cálculo de DWBA para o espalhamento inelástico, utilizamos um comprimento de deformação nuclear aproximadamente a metade dos valores da literatura para o mesmo sistema. Este fato, juntamente com os altos valores do comprimento de deformação Coulombiano obtidos, mostram que o cálculo de DWBA não ajusta corretamente os dados experimentais. Além disso, a forma da distribuição angular elástica, não foi bem reproduzida pelo potencial ANL2, mesmo na região de ângulos intermediários. Estes fatos nos levaram a supor que o acoplamento entre os canais elástico e inelástico é importante neste caso.

Para este cálculo, foi utilizado o programa ECIS (Ra72). O programa ECIS, faz cálculos de canais acoplados para o espalhamento elástico e inelástico, resolvendo as equações acopladas II-17 e II-18 iterativamente. Os dados de entrada do programa ECIS são os parâmetros do potencial ótico, parâmetros de deformação nuclear e Coulombiana, e o tipo de modelo que define se as excitações são do tipo rotacional ou vibracional. O ^{24}Mg é um núcleo rotacional que apresenta uma deformação prolata ($\beta_n > 0$).

A seguir, estão descritas as condições nas quais foi feito o cálculo.

Foi utilizado o modelo rotacional e o potencial ótico ANL2 usado em todos os cálculos anteriores. O parâmetro de deformação nuclear utilizado foi $\beta_n = 0.19$ o que

fornece um comprimento de deformação nuclear $\delta^* = \beta^* R_c = 1,6$. Foi levada em conta uma deformação igual para o potencial imaginário. O parâmetro de deformação Coulombiano usado foi $\beta^* = 0,3897$ o que fornece $3/(E_0) = 430 \text{ e}^2 \text{ fm}^2$ com $r_{0c} = 1,495$ e $R_c = r_{0c} A^{1/3} \text{ fm}$. Neste cálculo foram consideradas 100 ondas parciais e raio de matching $R_m = 40 \text{ fm}$.

O resultado está mostrado nas figuras IV-4 (espalhamento elástico) e IV-5 (espalhamento inelástico) juntamente com os dados experimentais. O ajuste é excelente para ambos os canais na região de ângulos dianteiros e intermediários. Vemos que o acoplamento com o canal inelástico melhora sensivelmente o ajuste do espalhamento elástico na região de ângulos intermediários (veja figuras IV-4 e IV-5). No entanto, o acoplamento não explica a subida da secção de choque experimental para ângulos traseiros observada nos dois canais.

C. Acoplamento com o Canal de Transferência $^{24}\text{Mg}(^{14}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}_{\text{el}}$

1. O Potencial de Polarização e o Programa DWPOL

A idéia de se levar em conta o acoplamento com canais de transferência alfa, vem do fato de que para o sistema estudado estas reações de transferência são bastante favorecidas. Além disso, medidas completas (Pa80) da distribuição angular da reação $^{24}\text{Mg}(^{14}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}$ em $E_{\text{cm}} = 27,8 \text{ MeV}$ mostram oscilações na secção de choque com forte subida para

Fig.IV.4. Cálculo de canais acoplados (ECIS) para o espalhamento elástico $^{16}\text{O} + ^{24}\text{Mg}$.

Fig.IV.5. Cálculo de canais acoplados (ECIS) para o espalhamento inelástico $^{16}\text{O} + ^{24}\text{Mg}$.

ângulos traseiros, comportamento este observado também no espalhamento elástico (ver figura IV-1).

As justificativas para se estudar o acoplamento com canais de transferência- α pelo formalismo do potencial de polarização são duas:

a) A simplicidade do formalismo, permite que com cálculos computacionais não muito complicados e facilmente adaptáveis a programas existentes no laboratório, sejam determinadas as propriedades gerais da dinâmica deste acoplamento.

b) A determinação de um potencial que simula os efeitos do acoplamento, permite que seja determinada a função de onda exata no canal elástico. Com esta função de onda, podemos determinar o efeito do acoplamento no canal elástico e em todos os outros canais de reação via cálculos de DWBA.

2. O Programa DWPOL

O programa DWPOL é uma adaptação do programa DWUCK-2 que calcula a partir das integrais radiais e da matriz-S elástica do DWUCK, a parte dependente do momento angular do potencial de polarização dada por:

$$C_{\ell}(E) = \frac{2\mu_{\alpha} iA}{\hbar^2 k_{\alpha}} \frac{I_{\alpha\beta}^2(\ell)}{I_{\alpha\alpha}(\ell) S_{\beta}(\ell)} \quad (IV.9)$$

Foram feitas as seguintes modificações no programa DWUCK:

a) Cálculo da integral radial elástica

$$I_{\alpha\alpha}(l) = \int dr f_{\alpha}(k_{\alpha}, r) F(r) f_{\alpha}(k_{\alpha}, r) \quad (IV.10)$$

b) Inclusão de uma subrotina (VPOL) que calcula a parte dependente do momento angular do potencial de polarização.

c) O programa resolve a equação de Schroedinger para o canal elástico com uma interação efetiva dada pela soma do potencial ótico com o potencial de polarização

$$U_{\text{eff}}(r) = U_{\text{opt}}(r) + C_l(E)F(r) \quad (IV.11)$$

onde $F(r)$ é o fator de forma da transição $\alpha \rightarrow \beta$ calculado pelo DWUCK.

d) A partir da função de onda exata no canal elástico, determinam-se os elementos da matriz-S e a secção de choque elástica com efeito da polarização.

e) A partir da função de onda exata no canal de entrada, calculam-se as integrais radiais $I_{\ell n}$ e determina-se a secção de choque de transferência com o efeito da polarização.

Este programa permite que, a partir de um potencial ótico que descreve o espalhamento no canal elástico, se determine o efeito do acoplamento com um canal de transferência com a restrição de que não haja transferência de momento angular na transição $\alpha \rightarrow \beta$.

O único parâmetro livre é o fator de normalização (R) que é ajustado de forma a se reproduzir simultaneamente a secção de choque elástica e a secção de choque de transferência em ângulos traseiros. No programa DWPOL é normalizado o fator de forma $F(r)$ e desse modo automaticamente são normalizadas as integrais radiais e o potencial de polarização.

Uma vez calculado o potencial de polarização e normalizado, ele é escrito e guardado em disco. O programa é rodado novamente para a determinação das amplitudes de transição para outros canais de reação como o espalhamento inelástico e outras reações de transferência. O potencial é lido do disco e a função de onda exata no canal elástico é recalculada. A amplitude de transição é calculada em DWBA utilizando a função de onda exata.

3. Acoplamento entre o Canal Elástico $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O},^{16}\text{O})^{24}\text{Mg}$ e o Canal de Transferência $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O},^{12}\text{C})^{28}\text{Si}_{\text{gr}}$.

- Descrição do cálculo

O cálculo do potencial de polarização considerando o acoplamento entre os canais $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O},^{16}\text{O})^{24}\text{Mg}_{\text{gr}}$ (canal α) e $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O},^{12}\text{C})^{28}\text{Si}_{\text{gr}}$ (canal β) foi feito utilizando-se o potencial ANL2. A equação de Schroedinger é resolvida e são determinadas as funções de onda distorcidas nos canais elástico $^{16}\text{O}+^{24}\text{Mg}$ e de transferência $^{12}\text{C}+^{28}\text{Si}$.

A escolha do potencial ótico a ser utilizado envolve uma restrição que vem do fato de que o programa DWUCK-2 utiliza a aproximação de alcance zero no cálculo das integrais radiais. Esta aproximação é válida quando a massa da partícula transferida é muito menor do que a massa do núcleo alvo. No caso da reação estudada, esta condição não é satisfeita, no entanto o efeito desta aproximação pode ser observado comparando-se a distribuição angular DWBA obtida com o DWUCK-2 (alcance zero) e a obtida com o programa Ptolemy (DWBA exato). Dependendo do potencial ótico usado no cálculo, as duas distribuições angulares são equivalentes, dando oscilações com mesmo período e fase, diferindo apenas no valor absoluto da secção de choque.

A comparação entre as distribuições angulares Ptolemy e DWUCK (normalizado) calculadas com o potencial de ANL2 está mostrada na figura IV-6. Vemos que as distribuições angulares do Ptolemy (linha contínua) e do DWUCK (linha

Fig.IV.6. Comparação de cálculos DWBA exato (PTOLEMY) indicado por linha cheia, com DWBA sem recuo e alcance zero (DWUCK-2) indicado por linha tracejada. Existe um fator de normalização constante entre os 2 cálculos.

(tracejada) calculadas com o potencial RNL2 têm a mesma forma, período e fase, diferindo apenas por um fator constante de normalização. Este fato, depende basicamente do potencial ótico usado nos cálculos. Potenciais transparentes na superfície, por exemplo, fornecem distribuições angulares totalmente diferentes para cálculos de DWBA exatos e com a aproximação de alcance zero.

Desta forma, usando o potencial ótico denominado RNL2, os efeitos da aproximação de alcance zero no cálculo do potencial de polarização ficam restritos a um fator de normalização.

O fator de forma de transferência- α para o processo $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}$ ($F(r)$) é calculado pelo programa DWUCK descrevendo a partícula transferida no núcleo alvo. No nosso caso desta reação temos:

O fator de forma é determinado a partir da função de onda do estado ligado da partícula alfa no poço de potencial criado pelo ^{24}Mg . São fornecidas ao programa a energia de ligação $E_{\text{lig}} = 9.985\text{Mev}$, o número de nós da função de onda do estado ligado ($N=4$), e os parâmetros do potencial de Wood-Saxon do estado ligado.

$$R_0 = 1.25A^{1/3}\text{fm} \quad \text{e} \quad a_0 = 0.65\text{fm}$$

onde R_{ℓ} é o raio do potencial do estado ligado e a_{ℓ} sua difusividade. O programa varia a profundidade do potencial de forma a ajustar o número de nós da função de onda e a energia de ligação. O valor obtido para a profundidade real foi de $V=119.3518\text{Mev}$. O fator de forma é real, oscilando na região interior do núcleo e caindo exponencialmente a partir de $r \approx 4.0\text{fm}$. Abaixo, está mostrado um gráfico do módulo da parte dependente do momento angular $C_{\ell}(E)$ do potencial de polarização obtido neste cálculo. Vemos que o seu efeito se restringe a uma região em torno do momento angular razante que para o sistema $^{14}\text{O}+^{24}\text{Mg}$ na energia $E_{\text{cm}}=27.8\text{Mev}$ é $l_{\text{r}}=18$.

4. O espalhamento elástico e a reação $^{24}\text{Mg}(^{14}\text{O}, ^{12}\text{C})^{24}\text{Si}_{\text{gr}}$.

Nas figuras IV-7 e IV-8 estão os resultados dos cálculos para a secção de choque elástica e de transferência $^{24}\text{Mg}(^{14}\text{O}, ^{12}\text{C})^{24}\text{Si}_{\text{gr}}$, respectivamente. A linha tracejada é o resultado dos cálculos de modelo ótico e DWBA, sem o efeito da polarização e a linha contínua, com o efeito da polarização. Foi utilizado o mesmo potencial ótico (ANL2) nos canais elástico $^{14}\text{O}+^{24}\text{Mg}$ e de transferência $^{12}\text{C}+^{24}\text{Si}$. A normalização do potencial de polarização foi obtida normalizando-se o fator de forma das integrais radiais de transferência de modo que a secção de choque calculada em ângulos dianteiros, onde o efeito do potencial de polarização é pequeno, reproduzisse a secção de choque experimental. Além disso, um fator multiplicativo $A=3.8$ no potencial de polarização foi

Fig.IV.7. Cálculo do espalhamento elástico incluindo o efeito do potencial de polarização de transferência- α (linha contínua). A linha tracejada é o cálculo sem potencial de polarização.

Fig. IV.8: Cálculos da reação de transferência $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}(\text{O}^+)$ incluindo o efeito do potencial de polarização de transferência α (linha contínua). A linha tracejada é o cálculo DWBA sem o potencial de polarização.

necessário para se obter o resultado das figuras. Este fator, pode ser devido a efeitos off-shell sob condições de absorção forte e repulsão Coulombiana (Ud83). A normalização (A) foi acertada para reproduzir a seção de choque da reação $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}$, em ângulos traseiros. Isto provém da suposição que esta reação é afetada principalmente pelo acoplamento com o canal elástico e o acoplamento com outros canais é menos importante.

Das figuras IV-7 e IV-8, vemos que o efeito do potencial de polarização é o de produzir uma subida da seção de choque para ângulos traseiros com oscilações. O período das oscilações previstas pelo cálculo é da ordem de 10° no centro de massa, enquanto que os dados experimentais tem um período de 8° na região angular traseira. Para o espalhamento elástico, vemos que o cálculo superestima a seção de choque experimental na região de ângulos intermediários e próximo a 180° . Não foi possível obter um bom acordo em 180° com a mesma normalização para o espalhamento elástico e a reação de transferencia $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}$, mesmo usando potenciais óticos diferentes e introduzindo mais um parâmetro, uma fase relativa entre o potencial ótico e o potencial de polarização. Isto indica que, provavelmente, o fato da seção de choque elástica estar superestimada neste cálculo, vem da não consideração do acoplamento com o canal inelástico. A inclusão do acoplamento com o canal inelástico, como já vimos, diminui a seção de choque elástica em ângulos intermediários e traseiros.

Na figura IV-9, estão mostradas as matrizes-S elásticas obtidas com o efeito da polarização (linha contínua) e sem o efeito (linha tracejada). Também foi calculado o módulo da diferença entre as matrizes-S (figura IV-9). Vemos que a polarização causa o aparecimento de uma "janela" em momento angular, de largura bem pequena (aproximadamente 2 unidades de momento angular) e centrada em torno do momento angular razante ($L_0 \approx 18$).

5. A reação $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}(2^+ 1.78\text{MeV})$

O potencial efetivo, determinado da análise anterior, foi utilizado para o cálculo da função de onda no canal elástico $^{16}\text{O}+^{24}\text{Mg}$ e posterior cálculo da amplitude de transição DWBA para a reação $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}_2^+$. Novamente, o cálculo foi normalizado aos dados experimentais através de um fator de normalização N. O resultado está mostrado na figura IV-10 (linha contínua) juntamente com o cálculo de DWBA sem polarização (linha tracejada). Vemos que a polarização produz a subida da secção de choque para ângulos traseiros, com oscilações, porém a secção de choque calculada é menor que a secção de choque experimental.

Fig.IV.9. O módulo da matriz de espalhamento com o efeito de V_{pol} é a linha cheia e sem o efeito de V_{pol} é a linha tracejada. O módulo da diferença $|\bar{S}_l - S_l|$ é indicado no quadro inserido à direita.

Fig.IV.10. Cálculos da reação de transferência incluindo o efeito do potencial de polarização (linha contínua). A linha tracejada e o cálculo sem o potencial de polarização.

6. O espalhamento inelástico
 $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O})^{24}\text{Mg}(2^+, 1.37\text{MeV})$

Com o mesmo potencial efetivo (ANL2 + pot. polarização) no canal $^{16}\text{O}+^{24}\text{Mg}$, foi feito um cálculo de DWBA da secção de choque inelástica. Na figura IV-11, estão os cálculos com e sem o efeito da polarização (linhas contínua e tracejada, respectivamente). Vemos que o efeito da polarização é basicamente um aumento da secção de choque em ângulos traseiros com oscilações. No entanto, neste caso também a secção de choque calculada é inferior a experimental em ângulos traseiros.

7. A reação $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}_{\text{el}}$

Como a reação $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}_{\text{el}}$ tem partículas idênticas no canal de saída, são necessárias duas modificações no cálculo da amplitude de transição.

a) Simetrização da função de onda distorcida para o canal $^{20}\text{Ne}+^{20}\text{Ne}$. Isto implica em considerarmos apenas a contribuição de onda de momento angular par no caso de partículas idênticas de spin zero.

b) Devido a identidade das partículas detetadas, existe uma contagem dupla no detetador que não pode distingui-las. Por isso, a secção de choque simetrizada deve ainda ser multiplicada por 2 a fim de se comparar com os dados experimentais.

Fig.IV.11. Cálculos do espalhamento inelástico incluindo o efeito do potencial de polarização (linha contínua). A linha tracejada é o cálculo sem o potencial de polarização.

O resultado dos cálculos de DWBA com e sem o efeito da polarização estão na figura IV-12. Novamente, o cálculo foi normalizado aos dados experimentais. Vemos que o efeito da polarização é introduzir oscilações na distribuição angular. Estas oscilações estão em acordo razoável com os dados na região entre 40° e 70°. Acima de 70°, o cálculo prevê oscilações com período constante de aproximadamente 10° enquanto que o período de oscilação dos dados varia nesta região. Em $\theta_{cm}=90^\circ$, o cálculo prevê um máximo da secção de choque enquanto que os dados mostram um mínimo. Este assunto será discutido no próximo tópico.

8. Fatores de normalização

Para mostrar que os nossos resultados são quantitativamente consistentes, comparamos os fatores de normalização relativa obtidos para cada reação e definido como:

$$N_{rel} = \frac{N}{N(^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}_{ef})}$$

onde N é o fator de normalização para cada reação e $N(^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}_{ef})$ o fator de normalização para a transição $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}$. Estão mostrados, também, os fatores espectroscópicos $S_1 \times S_2$ relativos apresentados nas tabelas IV-3 e IV-4.

Fig.IV.12. Cálculos da reação de transferência $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne}_{\text{g.s.}})^{20}\text{Ne}_{\text{g.s.}}$ incluindo o efeito do potencial de polarização (linha contínua). A linha tracejada é o cálculo sem o potencial de polarização.

reação	S152 _{exp}	S152 _{teor}	N _{exp}
Mg(D,C)Si _{exp}	1.	1.	1.
Mg(D,C)Si(2 ⁺)	0.22	0.23	0.23
Mg(D,Ne)Ne _{exp}	0.7	0.53	0.52

D. Análise da Reação $^{24}\text{Mg}(^{14}\text{D},^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}_{\text{exp}}$ - Mínimo em $\theta_{\text{cm}} = 90^\circ$

A presença de um mínimo em $\theta_{\text{cm}} = 90^\circ$ em distribuições angulares elásticas de partículas idênticas de spin zero foi observada nos sistemas $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ nas energias $E_{\text{cm}} = 30\text{MeV}$ e $E_{\text{cm}} = 51\text{MeV}$ (Re73 e Wi76) e no sistema $^{14}\text{O} + ^{14}\text{O}$ nas energias $E_{\text{cm}} = 22.1\text{MeV}$ e 26.5MeV (Mh69 e Ha74). Nesses casos, há uma forte correlação entre o mínimo observado nas distribuições angulares e um profundo mínimo nas funções de excitação em $\theta_{\text{cm}} = 90^\circ$. Os autores acima citados conseguem reproduzir o mínimo das distribuições angulares $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ utilizando potenciais óticos com parte real bastante profunda (500MeV) obtidos a partir de cálculos de convolução. Potenciais com parte real muito profunda, implicam a grosso modo, numa diminuição da absorção uma vez que a velocidade relativa dos núcleos é grande e o tempo de interação é pequeno.

A matriz-S gerada por estes potenciais mostra a presença de ondas parciais de momento angular baixo.

Numa análise do espalhamento elástico $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, Rowley (Ro77) mostra que a interferência entre a amplitude

de espalhamento na barreira e uma amplitude de espalhamento interna (baixos momentos angulares) é absolutamente necessária para reproduzir o mínimo na distribuição angular.

Na distribuição angular da reação $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}$ observamos a presença de um mínimo profundo em $\theta_{\text{cm}} = 90^\circ$ energia $E_{\text{cm}} = 27.8$ MeV onde a função de excitação medida em $\theta_{\text{cm}} = 90^\circ$ também apresenta um mínimo. O interesse despertado por estas observações vem do fato de que reações de transferência alfa são extremamente seletivas em momento angular, isto é, a amplitude de transferência tem contribuição de poucas ondas parciais centradas em torno do momento angular razante (l_{razante}). Podemos escrever a amplitude de transferência não simetrizada em termos da soma em ondas parciais que para partículas de spin zero fica:

$$f_{\text{NS}}(\theta) = \sum_l (2l+1) S_l^T e^{2i\sigma_l} P_l(\cos\theta) \quad (\text{IV.12})$$

onde S_l^T é a matriz-S de transferência que tem uma forma de "sino" centrada em um momento angular próximo ao grazing. A amplitude simetrizada é obtida fazendo:

$$f(\theta) = f_{\text{NS}}(\theta) + f_{\text{NS}}(\pi-\theta) \quad (\text{IV.13})$$

e lembrando que $P_l(\cos\theta) = (-1)^l P_l(-\cos(\pi-\theta))$ temos:

$$f(\theta) = 2 \sum_{l \text{ par}} (2l+1) S_l^T P_l(\cos\theta) \quad (\text{IV.14})$$

onde temos contribuição apenas de ondas parciais pares. Uma vez que $|P_\ell|^2$ para ℓ par apresenta sempre um máximo em $\theta_{cm}=90^\circ$, a presença de um mínimo da secção de choque neste ângulo elimina a possibilidade de termos apenas 1 onda parcial contribuindo (ressonâncias isoladas). Paul e Sanders analisaram a distribuição angular e a função de excitação da reação $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{20}\text{Ne}$, supondo uma ressonância de $J=20$. Os nossos resultados contradizem esta interpretação uma vez que uma ressonância de momento angular par, deveria ser vista no canal $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}$.

Para o cálculo da matriz-S de transferência utilizamos uma parametrização baseada na teoria desenvolvida por W.E.Frahn (Fr.80) dada por:

$$S^T = I(\ell) \eta^0(\ell) \quad (\text{IV.15})$$

onde $I(\ell) = T_{00} e^{-\gamma \ell}$ com γ determinado a pela energia de ligação da partícula transferida no núcleo alvo e $\eta^0(\ell)$ é dada pela média geométrica das matrizes-S elásticas nos canais de entrada $^{16}\text{O}+^{24}\text{Mg}$ e saída $^{20}\text{Ne}+^{20}\text{Ne}$. Neste cálculo, foi parametrizado na forma de Ericson dada abaixo:

$$\eta^0(\ell) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{\Lambda_G - \ell}{\Delta} - i\alpha\right)} \quad (\text{IV.16})$$

onde Λ_c é o momento angular rasante, Δ a difusividade da matriz-S e α a fase nuclear. O termo $I(\ell)$ vem das integrais radiais com funções de onda Coulombianas e apresenta uma forma exponencial decrescente com o momento angular. O produto das funções $I(\ell)$ e $\tilde{\eta}(\ell)$ fornece uma matriz-S centrada em Λ_c e de largura aproximadamente .

Foram feitas várias tentativas infrutíferas de se reproduzir o mínimo em 90° variando-se os parâmetros Λ_c , Δ e α .

Surgiu então, a idéia de se incluir um termo na matriz-S de transferência que desse contribuição de momentos angulares baixos. A matriz-S elástica obtida por Rowley e que produzia um mínimo para a secção de choque elástica $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ em $\theta = 90^\circ$, tinha uma transparência quase constante para momentos angulares até $l = 12$, caindo a zero próximo ao momento angular rasante. No caso de uma reação de transferência, para que haja transparência de momentos angulares baixos, é necessário que haja uma transparência não só no canal de entrada $^{16}\text{O} + ^{24}\text{Mg}$ mas também no canal de saída $^{20}\text{Ne} + ^{20}\text{Ne}$, uma vez que a matriz-S de transferência é sensível à média geométrica das matrizes-S elásticas nos

dois canais. Foi então incluído um termo na matriz-S elástica média dado por:

$$\tilde{\eta}(\ell) = 1 - \frac{1}{1 + \exp \frac{\Lambda_c - \ell}{\Delta c}} \quad (\text{IV.17})$$

escrevendo a matriz-S elástica total $\eta(\ell) = \tilde{\eta}(\ell) + \tilde{\eta}(\ell)$. O termo $\tilde{\eta}(\ell)$ tem a forma mostrada na figura abaixo contribuindo na região de momentos angulares baixos.

A matriz-S de transferência fica:

$$S_e^T = I(\ell) [\tilde{\eta}(\ell) + \tilde{\eta}(\ell)] \quad (\text{IV.18})$$

O ajuste obtido com $\Lambda_c=7$; $\Delta c=1.5$ e $\alpha=0$ está mostrado na figura IV-13. Vemos que o ajuste é excelente na região $50^\circ \leq \theta_{cm} \leq 90^\circ$. As oscilações dos dados tem um período que depende do ângulo variando de 8° entre 48° e 56° até 15° entre os máximos em 56° e 71° e de 11° para os máximos em 71° e 82° . Este fato é esperado devido a interferência entre o termo de baixos momentos angulares e a janela centrada em $\ell_{centrada}$ (Ro77). Esta interferência é importante na região

Fig. IV.13, Cálculo da reação de transferência $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}$ usando um cálculo com a parametrização de Frahn e uma contribuição adicional de momentos angulares baixos para produzir o mínimo em 90° .

angular próxima a $\theta_{cm}=90^\circ$ causando um período angular maior. Já na região angular dianteira espera-se um período angular menor correspondente a contribuição principal devida a ondas parciais próximas ao momento angular grazing pois o efeito da interferência é menos importante aí. Foi variado o parâmetro ℓ_c que determina a posição a partir da qual o termo de ℓ 's baixos deixa de existir e verificou-se que abaixo de $\ell_c=4$ o mínimo em 90° desaparece indicando que as ondas parciais 0, 2 e 4 são importantes.

Este cálculo preliminar, indica que a presença de ondas parciais de baixo momento angular é importante não só para explicar o mínimo em $\theta=90$ mas também para reproduzir o período das oscilações na distribuição angular na região próxima a $\theta_{cm}=90^\circ$.

E. Acoplamento com o canal de transferência $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}$

Foi feito um cálculo do efeito do acoplamento entre o canal elástico e o canal de reação $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}$ determinando-se o potencial de polarização devido a este acoplamento. A característica principal deste potencial de polarização, é a dependência com a paridade que aparece devido a simetrização da função de onda no canal Ne-Ne. Isto implica que a parte dependente do momento angular do potencial de polarização tem contribuições apenas devido aos momentos angulares pares.

O resultado deste cálculo está mostrado na figura IV-14 e IV-15 onde vemos o efeito deste acoplamento no espalhamento elástico e na reação de transferência citada, respectivamente. A normalização do potencial de polarização neste caso foi feita seguindo o mesmo procedimento que para a reação $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}$, isto é, normaliza-se o fator de forma de modo que as integrais radiais reproduzam a seção de choque de transferência em ângulos dianteiros e multiplica-se o potencial de polarização por um fator adicional $A=3,8$. Vemos que na reação de transferência o efeito do acoplamento é totalmente desprezível. No espalhamento elástico, o acoplamento produz oscilações para ângulos traseiros mas a magnitude da seção de choque é bastante inferior aos dados em ângulos traseiros.

O resultado destas contas indica que este acoplamento não é suficiente para explicar as anomalias sendo importante talvez apenas em $\theta_{\text{cm}}=180^\circ$.

Fig.IV.14. Cálculo do espalhamento elástico, incluindo o efeito do potencial de polarização, usando o acoplamento entre o canal elástico e o canal $^{20}\text{Ne} + ^{20}\text{Ne}$, com termo dependente da paridade no potencial de polarização.

Fig.IV.15. Cálculo da reação de transferência, incluindo o efeito do potencial de polarização obtido do acoplamento entre o canal elástico e o canal $^{20}\text{Ne} + ^{20}\text{Ne}$.

A. Introdução

A função de excitação da reação $^{24}\text{Mg}(^{14}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}_{\text{ex}}$ medida na faixa de energia $25\text{MeV} \leq E_{\text{cm}} \leq 34\text{MeV}$, apresenta um "envelope" de largura aproximadamente 4MeV centrado na energia de $E_{\text{cm}} = 30\text{MeV}$. Superpostas a este envelope, aparecem oscilações na secção de choque, cuja largura pode ser estimada grosseiramente pela fórmula:

$$T = 0,5 N/K \quad (V.1)$$

onde K é o número de máximos da secção de choque por MeV e N é o número de canais efetivos, igual a 1 para partículas de spin zero. No caso da reação $^{24}\text{Mg}(^{14}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}_{\text{ex}}$, esta fórmula fornece uma largura $T = 1\text{MeV}$.

A reação $^{24}\text{Mg}(^{14}\text{O}, ^{20}\text{Ne}(2-))^{20}\text{Ne}$ medida na mesma faixa de energias, parece apresentar um comportamento semelhante, com o surgimento de um "envelope", centrado numa energia mais alta $E_{\text{cm}} \approx 32\text{MeV}$ com oscilações superpostas de larguras da ordem de $T = 2\text{MeV}$.

O "envelope" de largura de aproximadamente 4MeV , pode indicar a existência de um processo rápido, associado a uma reação direta tipo DWBA. As estruturas de larguras menores $T = 1-2\text{MeV}$, podem indicar a existência de processos de múltiplas etapas para os quais o tempo de interação é maior.

Foi feita uma cuidadosa análise estatística para a função de excitação da reação $^{24}\text{Mg}(^{14}\text{O}, ^{12}\text{C})^{24}\text{Si}_{\text{ex}}$, medida em 180° na faixa de energias $24\text{MeV} \leq E_{\text{cm}} \leq 38\text{MeV}$ (Le85) que mostra a existência de duas larguras de coerência, uma mais larga, $T = 850 \pm 50\text{Kev}$ e a outra bem menor $T = 120 \pm 20\text{Kev}$. A comparação com cálculos de núcleo composto equilibrado pelo modelo de Hauser-Feschbach (Br82) para este sistema, indica que a largura de correlação do núcleo composto equilibrado, nesta

região de energia de excitação ($E^* = 47 \text{ MeV}$) é da ordem de 110-120 keV, portanto, a largura menor é devida a emissão do núcleo composto equilibrado. A estas larguras de flutuação, está associado um tempo de interação da ordem de $5.5 \times 10^{-22} \text{ s}$. As larguras de 850 keV, está associado um tempo de interação menor, da ordem de $7 \times 10^{-22} \text{ s}$ e corresponderia à formação de um estado intermediário, entre a reação direta e o processo de formação do núcleo composto totalmente equilibrado. A natureza deste estado intermediário com largura de correlação maior, pode estar ligada ao mecanismo proposto de trocas sucessivas de partículas alfa entre os núcleos em colisão, mecanismo este, descrito pelo potencial de polarização dinâmica de transferência alfa.

Por outro lado, medidas da função de excitação da reação $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}_{\text{ex}}$ em $\theta_{\text{cm}} = 0^\circ$, mostram a existência de estruturas de largura aproximadamente $T = 1.8 \text{ MeV}$ (Sa85) superpostas a um "envelope" que apresenta um máximo em torno de $E_{\text{cm}} = 30 \text{ MeV}$. Cálculos de DWBA para a seção de choque desta reação em 0° com o potencial ANL2(Sa85), prevêem uma variação lenta da seção de choque em função da energia, com um máximo em torno de 35 MeV e caindo para energias mais altas. No entanto, esta queda é mais lenta do que a observada experimentalmente. Estes cálculos não prevêem as estruturas de larguras $T = 1.8 \text{ MeV}$ observadas nos dados experimentais.

A análise das funções de excitação foi feita em duas etapas. Numa primeira etapa, foi feita uma tentativa de se explicar o envelope ($T = 4 \text{ MeV}$) observado nas reações $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{28}\text{Ne}_{\text{ex}}$ e $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne}(2^+))^{28}\text{Ne}$ como proveniente de um processo de transferência direta tipo DWBA. Na segunda etapa, foi feito um cálculo de DWBA incluindo o efeito do potencial de polarização de transferência alfa para as funções de excitação das reações $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}$ medidas em 0° e 180° (Sa85) e $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{28}\text{Ne}$ medida em $\theta_{\text{cm}} = 90^\circ$.

B. Transferência Direta

O cálculo da amplitude de transferência direta, foi feito com o formalismo desenvolvido por T. Kammuri e K. Matsuoka (Ka81), através do qual se determina semiclassicamente a amplitude de transição para uma reação direta. Este formalismo, é baseado num trabalho anterior de Brink (Br72), onde são estabelecidas as condições cinemáticas, nas quais a seção de choque para um processo de transferência direta apresenta um máximo. Estas condições são duas:

- a) $\Delta k = 0$ onde k é o momento linear tangencial da partícula transferida no momento da transferência. Esta condição implica portanto na conservação do momento linear tangencial da partícula transferida durante a colisão.
- b) $\Delta L = 0$ onde L é o momento angular total do sistema dado pela soma vetorial do momento angular orbital com o momento angular intrínseco de cada núcleo. Esta condição implica na conservação do momento angular total durante a colisão.

Estas duas condições podem ser resumidas na expressão abaixo:

$$Q_{\text{eff}} + \frac{mV^2}{2} = 0 \quad (V.2)$$

onde

$$Q_{\text{eff}} = Q_{\text{reac}} - \frac{(Z_1^f Z_2^f - Z_1^i Z_2^i)e^2}{R} \quad (V.3)$$

sendo Z_1 e Z_2 são os números atômicos do alvo e do projétil e $R=R_1+R_2$ é o raio total do sistema dado pela soma dos raios do alvo e projétil.

m - massa reduzida da partícula transferida no projétil

V - velocidade relativa dos núcleos no momento da transferência.

O valor de Q_{tr} (eq.V-2) é dado pela diferença entre o Q da reação e a variação na energia Coulombiana devido à transferência de carga. A condição V-2, pode ser interpretada, dizendo-se que a transferência será mais provável quando a energia necessária para que ela se realize (Q_{tr}) for igual a energia da partícula transferida no momento da colisão.

Não nos prenderemos à dedução da amplitude de transferência feita por Kammuri, apresentando apenas o resultado final.

$$C_{if} = \frac{1}{i\hbar} N_{if} \sqrt{\frac{\pi}{\hbar}} \cdot \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{d\Delta k}{\sigma_1} \right)^2 - \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta L}{\sigma_2} \right)^2 \right] \quad (V.4)$$

$$\text{onde} \quad \Delta k = \frac{mV}{\hbar} - \frac{\lambda_1}{R_1} - \frac{\lambda_2}{R_2} \quad (V.5)$$

com $mV/\hbar$ momento linear da partícula transferida no ponto de menor aproximação.

λ_1 e λ_2 são os momentos angulares da partícula transferida devido à sua rotação em torno do alvo e do projétil, respectivamente.

R_1 e R_2 são os raios do projétil e do alvo

$$\Delta L = \lambda_2 - \lambda_1 + \frac{1}{2} \frac{m v}{\hbar} (R_1 - R_2) + \frac{Q_{\text{eff}} R}{\hbar v} \quad (\text{V.6})$$

$$\sigma_2^2 = \gamma_1 d \quad (\text{V.7})$$

com
$$\gamma_1 = \sqrt{\frac{2mE_{1g}}{\hbar^2}} \quad (\text{V.8})$$

onde E_{1g} é a energia de ligação da partícula transferida no projétil.

d é a distância de máxima aproximação entre os núcleos que pode ser aproximada por $d=R_1+R_2$

$$\sigma_1^2 = \frac{d^2 \gamma_1}{R_1} \quad (\text{V.9})$$

$$\eta = \frac{1}{2} \left(\frac{\sigma_2 v}{d} \right)^2 \quad (\text{V.10})$$

N_{if} é um termo que depende dos fatores espectroscópicos e é independente da energia.

A principal dependência com a energia na expressão V-4 vem da dependência de Δk e ΔL com a velocidade relativa v entre os núcleos na distância de mínima aproximação d . Vemos que o termo Δk que aparece na exponencial em V.3, tem uma dependência direta com v ou com a energia através da relação

$$V = \sqrt{\frac{2(E - E_b)}{\mu}} \quad (V.11)$$

onde E é a energia incidente, E_b a energia da barreira Coulombiana, ambas no sistema de centro de massa, e μ a massa reduzida do sistema. Portanto, como Δk cresce com a energia, a exponencial dependente de Δk , decresce com a energia. Já a exponencial dependente de ΔL , cresce com a energia, uma vez que ΔL varia com o inverso da velocidade v . O produto dessas duas exponenciais, dá uma função que apresenta um máximo para uma dada energia.

Utilizando-se a expressão V-4, foi feito um estudo da variação da secção de choque de transferência como função da energia incidente para as reações $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}_{g.s.}$; $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne}(2^+))^{20}\text{Ne}$; $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}_{g.s.}$ e $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}(2^+)$. Os parâmetros que foram utilizados nos cálculos estão mostrados abaixo.

$$R_1 = 1.452R_1^{1/3} = 3.659 \text{ fm}$$

$$R_2 = 1.452R_2^{1/3} = 4.188 \text{ fm}$$

obtidos do potencial ANL2 e os valores de Q_{reac} são dados pela expressão V-3 para cada reação.

$$^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}_{g.s.} \quad Q_{\text{reac}} = -5.316 \text{ Mev}$$

$$^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne}(2^+))^{20}\text{Ne} \quad Q_{\text{reac}} = -6.496 \text{ Mev}$$

$$^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}_{g.s.} \quad Q_{\text{reac}} = 5.022 \text{ Mev}$$

$$^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}(2^+) \quad Q_{\text{reac}} = 3.242 \text{ Mev}$$

Foi considerada a contribuição apenas dos termos $\lambda_1 - \lambda_2 = 0$ nas expressões de Δk e ΔL . O resultado dos cálculos, normalizados arbitrariamente, está mostrado na figura V-7 juntamente com os dados experimentais das funções de excitação.

Vemos que para a reação $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}$, o cálculo semiclássico prevê corretamente a posição do máximo da secção de choque experimental. Para a reação $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne}(2^+))^{20}\text{Ne}$, observamos um deslocamento do máximo da secção de choque experimental para energias mais altas em relação ao estado fundamental, comportamento este previsto pelo cálculo semiclássico. A queda da secção de choque prevista pelo cálculo para energias acima de 32 MeV, é no entanto, mais lenta do que a observada experimentalmente. O cálculo semi-clássico para as reações $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{28}\text{Si})^{28}\text{Si}$ e $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{28}\text{Si}(2^+))^{28}\text{Si}$ prevê máximos na secção de choque nas energias $E_{\text{cm}} = 27.5 \text{ MeV}$ e $E_{\text{cm}} = 24.5 \text{ MeV}$ respectivamente. Para a reação $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{28}\text{Si})^{28}\text{Si}$, os dados experimentais indicam um crescimento da secção de choque para energias em torno de $E_{\text{cm}} = 27.5 \text{ MeV}$, no entanto, não existem medidas numa faixa de energias suficiente para uma conclusão definitiva.

C. Análise das funções de excitação com o potencial de polarização.

Foram feitos cálculos das funções de excitação para a reação $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{28}\text{Si})^{28}\text{Si}$ em $\theta_{\text{cm}} = 180^\circ$ e $\theta_{\text{cm}} = 0^\circ$ e para a reação $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}$ em $\theta_{\text{cm}} = 90^\circ$, levando em conta o efeito da polarização devido as transferências múltiplas de partícula alfa. Estes cálculos foram feitos fixando-se, para todas as energias, a normalização do potencial de polarização determinada a partir do ajuste da distribuição angular da reação $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{28}\text{Si})^{28}\text{Si}$ em $E_{\text{cm}} = 27.8 \text{ MeV}$. Foram mantidos constantes também todos os

Fig.V.1. Resultado dos cálculos semiclássicos de transferência direta, aplicados às nossas funções de excitação.

parâmetros dos potenciais óticos utilizados nos canais de entrada ($^{16}\text{O}+^{24}\text{Mg}$) e de saída ($^{12}\text{C}+^{28}\text{Si}$ ou $^{20}\text{Ne}+^{20}\text{Ne}$) em todas as energias calculadas. Foram feitos cálculos com 2 conjuntos de parâmetros de potencial ótico para o canal de saída, dados abaixo:

	V(MeV)	r_v (fm)	a_v (fm)	W(MeV)	r_w (fm)	a_w (fm)
ANL2	10.	1.452	0.345	23.	1.272	0.376
PL3A	10.	1.452	0.345	30.	1.252	0.376

O potencial PL3A foi obtido a partir de um ajuste de distribuições angulares do espalhamento elástico $^{12}\text{C}+^{28}\text{Si}$ (Ch77) medido em várias energias. Nas figuras V-2 e V-3 estão os cálculos de modelo ótico para o espalhamento elástico $^{12}\text{C}+^{28}\text{Si}$ com os potenciais ANL2 e PL3A respectivamente, na energia $E_{\text{cm}}=25.2$ MeV. Ambos potenciais ajustam bem as distribuições angulares em ângulos dianteiros e intermediários. A idéia de se fazer cálculos com diferentes potenciais óticos no canal de saída, vem do fato de que o potencial de polarização depende fortemente das características (momento angular razante e difusividade) da matriz-S neste canal, pois a matriz-S de espalhamento aparece no denominador da expressão (IV-9) do potencial de polarização.

Na figura V-4, estão os cálculos com e sem o efeito da polarização, comparados com os dados experimentais das reações $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O},^{12}\text{C})^{28}\text{Si}_{\text{el}}$ em $\theta=0^\circ$ e $\theta=180^\circ$ e $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O},^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}$ em $\theta_{\text{cm}}=90^\circ$. A linha traço-ponto é o cálculo de DWBA sem o efeito da polarização utilizando o potencial PL3A no canal $^{12}\text{C}+^{28}\text{Si}$ e a linha contínua, o mesmo cálculo com o efeito da polarização.

Fig.V.2. Espalhamento elástico $^{12}\text{C}+^{28}\text{Si}$ a $E_{\text{CM}}=25.2$ MeV, comparado com cálculo de modelo ótico usando o potencial ANL2.

Fig.V.3. Espalhamento elástico $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$ a $E_{CM} = 25.2$ MeV, comparado com cálculo de modelo ótico usando o potencial PL3A.

Fig.V.4. Funções de excitação de $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}_{gs}$ a 0° e 180° (medidos por Paul) e de $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}$ a 90° (nossas medidas) comparadas com cálculos incluindo o efeito do potencial de polarização (linha contínua) e sem o potencial de polarização (linha traço-ponto= com potencial óptico PL3A no canal de saída).

Na figura V-5, é feita uma comparação entre cálculos com o potencial de polarização de transferência alfa para as funções de excitação, com diferentes potenciais óticos no canal de saída. A linha contínua é o resultado do cálculo com o potencial PL3A, e a linha tracejada, utilizando-se o potencial ANL2 no canal de saída, o mesmo utilizado no cálculo da figura V-4.

O efeito do potencial de polarização nas funções de excitação pode ser descrito pelas seguintes características:

a) Na figura V-4, podemos ver a comparação entre os dados experimentais da reação $^{24}\text{Mg}(^{14}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}$, medida em $\theta_{\text{cm}}=0^\circ$, e os cálculos com e sem o efeito do potencial de polarização. Podemos ver que o cálculo de DWBA sem o efeito do potencial de polarização (linha traço-ponto), prevê uma secção de choque que varia lentamente com a energia, sem estruturas, com um máximo em torno de $E_{\text{cm}}=35$ MeV. O cálculo com o efeito do potencial de polarização (linha contínua), mostra o aparecimento de oscilações na secção de choque, com estruturas de período e fase comparáveis as observadas nos dados experimentais. Tanto o cálculo de DWBA como o cálculo com efeito da polarização, superestimam um pouco a secção de choque experimental, indicando que a normalização absoluta dos cálculos está um pouco alta em 0° .

b) Ainda na figura V-4 podemos ver os cálculos para a reação $^{24}\text{Mg}(^{14}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}$ em $\theta_{\text{cm}}=180^\circ$. Neste caso, o cálculo de DWBA sem efeito da polarização prevê uma secção de choque desprezível quando comparada com os dados experimentais. O potencial de polarização prevê corretamente a magnitude da secção de choque e introduz estruturas na função de excitação de largura comparável a dos dados experimentais. Podemos

Fig.V.5. Comparação de cálculos das funções de excitação com potencial de polarização usando o potencial PL3A no canal de saída (linha contínua) e o potencial ANL2 (linha traço-ponto).

ver que as estruturas previstas pelo cálculo em $\theta_{c.m.}=180^\circ$, são mais estreitas do que as previstas em $\theta_{c.m.}=0^\circ$ em bom acordo com os dados. O cálculo prevê ainda a forma da função de excitação na região $30 < E_{c.m.} < 35 \text{ Mev}$, onde a secção de choque é pequena. No entanto, o cálculo não prevê exatamente a posição dos picos. Isto depende dos parâmetros do potencial ótico utilizado, como pode ser visto na figura V-5, onde são comparados resultados de cálculos com diferentes potenciais óticos no canal de saída. Portanto, seria possível em princípio, reproduzir exatamente os picos experimentais com um cálculo pelo potencial de polarização, mas este ajuste seria uma tarefa bastante difícil, uma vez que a variação do potencial de polarização com o potencial ótico é muito indireta

- c) O resultado dos cálculos, mostra que a magnitude da parte dependente da energia do potencial de polarização, decresce lentamente com o aumento da energia. Por isso, mantendo-se uma normalização constante, o efeito do potencial de polarização nas funções de excitação diminui com o aumento da energia, fazendo com que as estruturas previstas pelos cálculos sejam baixas na região de energias mais altas. No entanto, dados de funções de excitação para as reações $^{24}\text{Mg}(^{14}\text{O}, ^{12}\text{C})^{24}\text{Si}$ em energias mais altas (Sa85), mostram que as estruturas permanecem, sendo amortecidas mais lentamente do que a previsão do cálculo. Isto é uma indicação de que a normalização do

potencial de polarização deveria crescer com a energia.

d) O potencial de polarização prevê estruturas na função de excitação da reação $^{24}\text{Mg}(^{14}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}$ em $\theta_{\text{cm}}=90^\circ$. De acordo, no entanto, não é tão bom como no caso da reação $^{24}\text{Mg}(^{14}\text{O}, ^{12}\text{C})^{24}\text{Si}$. Também se pode notar que a altura das estruturas calculadas decresce rapidamente à medida que a energia aumenta, sendo necessário um aumento do fator de normalização do potencial de polarização. Como já vimos na análise das distribuições angulares (cap. IV-C), o potencial de polarização não reproduz o mínimo observado em $\theta_{\text{cm}}=90^\circ$ na distribuição angular desta reação. Provavelmente, a contribuição de momentos angulares baixos na matriz-S de transferência é importante nesta análise (ver cap. IV-D) e não está sendo levada em conta.

e) Não há uma correlação clara entre as estruturas das funções de excitação calculadas em diferentes ângulos ($\theta_{\text{cm}}=0^\circ$ e $\theta_{\text{cm}}=180^\circ$) e diferentes canais de reação. Este comportamento é observado também nos dados experimentais. A ausência de correlação entre as estruturas nas funções de excitação experimentais, dificulta uma interpretação em termos de ressonâncias isoladas no canal de entrada $^{14}\text{O}+^{24}\text{Mg}$.

f) A comparação feita na figura V-5, entre cálculos das funções de excitação com diferentes potenciais óticos no canal de saída, mostra que as estruturas mudam de posição, variando de intensidade mas mantendo larguras comparáveis com as observadas experimentalmente.

As características gerais das funções de excitação calculadas, levando em conta o efeito da transferência múltiplas de partículas alfa via potencial de polarização, estão em acordo qualitativo com os dados experimentais das reações de transferência $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O},^{12}\text{C})^{28}\text{Si}$ em $\theta_{\text{cm}}=180^\circ$ e $\theta_{\text{cm}}=0^\circ$ e $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O},^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}$ em $\theta_{\text{cm}}=90^\circ$. O valor absoluto da secção de choque é previsto pelos cálculos, assim como a existência de estruturas de larguras comparáveis com as dos dados experimentais. O teste com diferentes potenciais óticos, mostra que é possível se ajustar os dados das funções de excitação na faixa de energias estudada, embora, este ajuste seja difícil de ser conseguido, uma vez que, variações nos parâmetros do potencial ótico, tem efeito indireto sobre o potencial de polarização e conseqüentemente sobre as estruturas calculadas.

Alguns trabalhos foram feitos (De78 e Fr81) indicando que uma dependência com a paridade no potencial ótico ou diretamente na matriz-S, é importante para a reprodução das estruturas observadas na função de excitação do espalhamento elástico $^{16}\text{O}+^{28}\text{Si}$ em $\theta=180^\circ$. A origem física do termo dependente da paridade, está ligada a um processo de troca de identidade entre alvo e projétil via transferência elástica ou transferência seqüencial de partículas alfa. Cálculos de DWBA para a reação $^{28}\text{Si}(^{16}\text{O},^{12}\text{C})^{28}\text{S}$ com um termo dependente da paridade nos potenciais óticos nos canais de entrada e saída, mostram que esta dependência introduz estruturas na função de excitação em $\theta=180^\circ$ (Br82). No entanto, as funções de excitação previstas por estes cálculos em $\theta=0^\circ$, são lisas, e não contém as estruturas observadas experimentalmente mostrando que a dependência com a paridade no potencial ótico, dá uma descrição incompleta dos dados experimentais. No nosso caso, a dependência com a paridade vem naturalmente do acoplamento com o canal de transferência $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O},^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}$ onde temos partículas idênticas no canal de saída. No entanto, o cálculo do acoplamento com este canal, mostrou que o seu efeito no espalhamento elástico é

pequeno mesmo em 180° (ver cap. IV-F). Por essa razão, esperamos que a principal contribuição para as estruturas observadas nas funções de excitação das reações de transferência, venha do acoplamento com o canal $p + \text{Mg}(1^4\text{O}, 1^2\text{C})^{2+}\text{Si}$, considerado nos cálculos, pois conseguimos prever estruturas de largura correta, não só na função de excitação em $\theta_{\text{cm}} = 180^\circ$, mas também na de $\theta_{\text{cm}} = 0^\circ$ para a reação $p + \text{Mg}(1^4\text{O}, 1^2\text{C})^{2+}\text{Si}$.

VI- Conclusões e comentários

A análise das distribuições angulares dos espalhamentos elástico $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O})^{24}\text{Mg}$, inelástico $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O})^{24}\text{Mg}(2^+; 1.37\text{MeV})$, e das reações de transferência alfa $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}_{\text{gr}}$, $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}(2^+; 1.78\text{MeV})$ e $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}$ foi feita em duas etapas. Na primeira etapa, foi feita uma análise de modelo ótico para o espalhamento elástico, e DWBA para o espalhamento inelástico e reações de transferência. Nesta análise, utilizamos um potencial ótico que descreve razoavelmente bem as distribuições angulares de todas as reações medidas na região de ângulos dianteiros. Na segunda etapa, foram feitos cálculos de canais acoplados para o espalhamento elástico e inelástico, e para o espalhamento elástico e a reação de transferência alfa $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}_{\text{gr}}$. Na análise do acoplamento elástico-inelástico, foi feito um cálculo de canais acoplados utilizando-se o programa ECIS. A análise do acoplamento elástico-transferência, foi feito determinando-se o potencial de polarização dinâmica, que somado ao potencial ótico simula o efeito do mecanismo de ida e volta de partícula alfa entre alvo e projétil através da reação $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}_{\text{gr}}$. A determinação deste potencial de polarização, permitiu o cálculo da função de onda "exata" no canal $^{16}\text{O}+^{24}\text{Mg}$ e conseqüentemente a determinação das amplitudes de transição para os outros canais de reação medidos.

A análise das funções de excitação das reações $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}$ e $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}$ foi feita também em duas etapas. Numa primeira etapa, foi feito um cálculo da amplitude de transição direta para as reações $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}_{\text{gr}}$, $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne}(2^+; 1.63\text{MeV}))^{20}\text{Ne}$, $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}_{\text{gr}}$ e $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}(2^+; 1.78\text{MeV})$. Em seguida foram feitos cálculos para as funções de excitação das reações $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}$ em $\theta_{\text{cm}}=0^\circ$ e $\theta_{\text{cm}}=180^\circ$ e

$^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O},^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}_{\text{el}}$, em $\theta_{\text{cm}}=90^\circ$, com o efeito do potencial de polarização.

Abaixo enumeramos as conclusões tiradas destas análises.

1) A análise das distribuições angulares considerando o acoplamento elástico-inelástico, mostrou que este acoplamento é importante na região de ângulos dianteiros e intermediários. No entanto, não produz a subida da secção de choque para ângulos traseiros observada nas distribuições angulares experimentais, ao contrário, provoca uma queda abrupta da secção de choque diferencial em ângulos traseiros. Os valores de $B(E2)$ e do comprimento de deformação nuclear para o ^{24}Mg , extraídos desta análise, estão em acordo com os obtidos de medidas para o mesmo sistema realizadas em outras energias por outros grupos (Ca76, Ca78, Mi74).

2) A análise das distribuições angulares do espalhamento elástico e da reação $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O},^{12}\text{C})^{20}\text{Si}_{\text{el}}$, incluindo o potencial de polarização, mostra que o acoplamento elástico-transferência explica a subida da secção de choque para ângulos traseiros, provocando o aparecimento de oscilações nas distribuições angulares em bom acordo com os dados experimentais. O efeito deste acoplamento, é importante na região de ângulos traseiros em ambas as distribuições angulares. Na região de ângulos dianteiros, o efeito do potencial de polarização é relativamente pequeno e cálculos de DWBA para a transferência- α e de canais acoplados para elástico-inelástico explicam as distribuições angulares nesta região.

3) O cálculo do efeito do potencial de polarização no espalhamento inelástico $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O},^{16}\text{O})^{24}\text{Mg}(2^+)$ e na reação $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O},^{12}\text{C})^{20}\text{Si}(2^+)$ produz subida da secção de choque para ângulos traseiros, com oscilações cujo período está em bom acordo com os dados experimentais. No entanto, a magnitude da secção de choque calculada é inferior a experi-

mental em ambos os canais. Este resultado, pode ser devido a hipótese feita na análise de que o canal $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}$, é o único responsável pela subida da secção de choque em ângulos traseiros e indica que a inclusão de outros canais de reação no cálculo de canais acoplados é importante.

4) O efeito do potencial de polarização na reação $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}$, é o de introduzir oscilações na distribuição angular. No entanto, o período das oscilações é constante, e não reproduz o período observado experimentalmente na região angular próxima a $\theta_{\text{cm}}=90^\circ$. A distribuição angular experimental apresenta um mínimo em $\theta_{\text{cm}}=90^\circ$, enquanto que o cálculo com o potencial de polarização prevê um máximo neste ângulo. Cálculos da amplitude de transição para esta reação, indicam que a contribuição de ondas parciais de baixo momento angular é importante para se reproduzir o período angular e o mínimo da secção de choque em $\theta_{\text{cm}}=90^\circ$, observados na energia $E_{\text{cm}}=27.8\text{MeV}$. A função de excitação desta reação, medida em $\theta_{\text{cm}}=90^\circ$, apresenta também um mínimo acentuado da secção de choque nesta energia. A correlação entre o mínimo na distribuição angular em $\theta_{\text{cm}}=90^\circ$ e na função de excitação, já foi observado no espalhamento elástico de sistemas de partículas idênticas como $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ e $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$.

5) A análise das funções de excitação das reações $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}$ em $\theta_{\text{cm}}=0^\circ$ e $\theta_{\text{cm}}=180^\circ$ e $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}$, em $\theta_{\text{cm}}=90^\circ$ com a inclusão do potencial de polarização, mostra que a magnitude da secção de choque é bem reproduzida com o aparecimento de estruturas de larguras comparáveis as dos dados experimentais. A posição exata das estruturas não é reproduzida. No entanto, isto depende do potencial ótico utilizado nos cálculos como foi visto na análise das funções de excitação. Provavelmente, pequenas variações nos parâmetros do potencial ótico, possam ajustar as estruturas. Esta tarefa, é todavia bastante difícil, uma

vez que o efeito de variações do potencial ótico sobre os cálculos é bastante indireto. Esta análise mostra que o processo de transferência de ida e volta de partículas alfa entre alvo e projétil, descrito pelo potencial de polarização, pode ser o responsável pelas estruturas de larguras intermediárias (aproximadamente 1MeV) observadas nas funções de excitação. O acoplamento com o canal de reação $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}_{\text{el}}$, que seria o responsável pelo aparecimento de uma dependência com a paridade no potencial de polarização, não parece ser importante, mesmo em $\theta_{\text{cm}}=180^\circ$, onde seu principal efeito é esperado. Em $\theta_{\text{cm}}=0^\circ$, a dependência com a paridade no potencial, não introduz estruturas na função de excitação, estruturas estas que surgem naturalmente quando consideramos o acoplamento com o canal $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{20}\text{Si}_{\text{el}}$.

A análise conjunta de distribuições angulares e funções de excitação para vários canais de reação do sistema $^{16}\text{O}+^{24}\text{Mg}$, permite concluir que o mecanismo proposto de ida e volta de partículas alfa entre alvo e projétil, dá uma descrição em bom acordo com os dados experimentais tanto das distribuições angulares como das funções de excitação. Este mecanismo parece ser o principal responsável pela subida da seção de choque em ângulos traseiros observada nas distribuições angulares, e pelo aparecimento de estruturas nas funções de excitação.

O acoplamento com canais periféricos de transferência, introduz uma transparência para ondas parciais na região da superfície, além de uma "bolsa" atrativa no potencial efetivo. Isto faz com que ondas parciais rasantes, possam orbitar em torno do núcleo sem serem absorvidas, contribuindo para o espalhamento em ângulos traseiros.

Fenômenos ligados a formação de um sistema dinuclear com orbitação, têm sido observados para os sistemas $^{12}\text{C}+^{20}\text{Ne}$ (Sh79), $^{12}\text{C}+^{28}\text{Si}$ (Sh82), $^{16}\text{O}+^{24}\text{Mg}$ (Ra85) e $^{12}\text{C}+^{24}\text{Mg}$ (Gl86) em energias de $E_{\text{cm}}=30\text{MeV}$ a 40MeV , com uma

grande secção de choque para o espalhamento inelástico com altos valores de energia de excitação e Q da reação entre -10MeV e -20MeV.

As propriedades do potencial ótico que permitem a orbitação, são basicamente a formação de uma "bolsa" atrativa no potencial efetivo, aliada a transparência para ondas parciais rasantes. Estas propriedades são as obtidas por nós na descrição do acoplamento elástico-transferência em termos do potencial de polarização.

Estes fatos, indicam um caminho interessante para novas medidas experimentais uma vez que, estes processos que levam a estados muito excitados dos núcleos no canal de saída, exaurem uma grande parte da secção de choque de reação.

REFERENCIAS

- Au63- N. Autern
Selected Topics in Nuclear Theory (IAEA) Vienna (1963)
- Ba78- J. Barrete et al.
Physical Review Letters 40 (1978) 445
- Br72- D. M. Brink
Physics Letters 40B n°1 (1972) 37
- Br77- P. Braun-Munzinger et al.
Physical Review Letters 38 (1977) 944
- Br82- P. Braun-Munzinger e J. Barrette
Physics Reports 87 n°5 (1982)
- Ca76- J. Carter; R. G. Clarkson; V. Hnizdo; D. W. Migay;
F. Osterfeld; J. P. F. Sellischap
Nuclear Physics A273 (1976) 523
- Ca78- J. Carter; R. G. Clarkson; V. Hnizdo; J. P. F. Sellischap
Nuclear Physics A297 (1978) 520
- Ch77- C. M. Cheng; J. V. Maher; W. Delert e F. D. Snyder
Physics Letters 71B n°2 (1977) 304
- De78- D. Dehnhard; V. Shkolnik e M. R. Franey
Physical Review Letters 40 (1978) 1549
- Fr80- W. E. Frahn
Physical Review C21 n°5 (1980) 1870
- Fr81- W. E. Frahn; M. S. Hussein; L. F. Canto e R. Donangelo
Nuclear Physics A369 (1981) 166
- Gl86- A. Gaesner et al.
Physics Letters 169B (1986) 153
- Ha74- M. L. Halbert et al.
Physics Letters 51B (1974) 341
- Hu87- M. S. Hussein; A. N. Aleixo; L. F. Canto; P. Carrilho;
R. Donangelo; L. S. de Paula
Journal of Physics G13 (1987) 967
- Ka81- T. Kammuri e K. Matsuoka
Nuclear Physics A366 (1981) 171
- Le85- A. Lépine-Szily; R. Lichtenthaler Filho
8º Reunião de trabalho de Física Nuclear-5ºo Lourenço-
1985

- Mh69- J.V.Maher et al.
Physical Review 188(1969)1665
- Mi74- W.Mittig;P.Charles;S.M.Lee;J.Dadawy;B.Berthier;
B.Fernandez;J.Gastebois
Nuclear Physics A233(1974)48
- Pa78- M.Paul;S.J.Sanders;J.Cseh;D.F.Geesaman;W.Henning;
D.G.Kovar;C.Olmer;J.P.Shiffer
Physical Review Letters 40(1978)1778
- Pa80- M.Paul;S.J.Sanders;D.F.Geesaman;W.Henning;D.G.Kovar;
C.Olmer;J.P.Shiffer;J.Barrete;M.J.LeVine
Physical Review C21(1980)1802
- Pt78- M.H.Macfarlane e Steven C.Pieper
Argonne National Laboratory Report ANL-78-11(1978)
não publicado
- Ra72- J.Raynal
Computing as a language in Physics IAEA(1972)5MR-9/8
- Ra85- A.Ray;S.Gil;M.Khandaker;D.D.Leach;D.K.Lock;R.Vandenbos
Physycal Review C31 nº4(1985)1573
- Re73- W.Reilly et al.
Nuovo Cim. 13A(1973)913
- Ro77- N.Rowley;H.Doubre e C.Marty
Physics Letters 69B nº2(1977)147
- Ro78- Victor Rotberg-Tese de Doutorado-
- Sa85- S.J.Sanders et al.
Physical Review C31 nº5(1985)1775
- Sh79- D.Shapira;J.L.C.Ford Jr;J.Gomez Del Campo;R.G.Stokstad
e R.M.DeVries
Physical Review Letters 43 nº24(1979)1781
- Sh82- D.Shapira;R.Novotny;Y.D.Chan;K.A.Erb;J.C.L.Ford Jr;
J.C.Peng e J.D.Moses
Physics Letters 114B nº2,3(1982)111
- Ta78- S.L.Tabor;D.F.Geesaman;W.Henning;D.G.Kovar;K.E.Rehm;
F.W.Prosser Jr
Physical Review C17(1978)2136
- Wi76- R.M.Wieland;R.G.Stokstad;G.R.Satchler;L.D.Rickertsen
Physical Review Letters 37(1976)1458
- Wo54- R.D.Woods;D.S.Saxon
Physical Review 95(1954)577