

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

INSTITUTO DE FÍSICA

REAÇÕES NUCLEARES INDUZIDAS POR IONS

DE  $^{18}\text{O}$  NO  $^{28}\text{Si}$



*Osali*  
*Amélia G. Fernandes*  
*Paulo Donangelo*  
*Emergency*  
*Raul Donangelo*

M. AMÉLIA G. FERNANDES

TESE APRESENTADA AO INSTITUTO DE FÍSICA DA UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO, PARA OBTENÇÃO DO TÍTULO DE DOUTOR EM CIÊNCIAS.

ORIENTADOR:

PROF. DR. M. NARAYANA RAO



SÃO PAULO  
1981



Meus agradecimentos:

ao Prof. Dr. E. Cotton, Chefe do Serviço de Física Nuclear de Baixa Energia de Saclay, por me ter aceito em seu laboratório,

ao Prof. Dr. M. C. Mermaz, pelas proveitosas discussões, pelo seu incentivo e interesse constantes nas diferentes fases deste trabalho, o meu obrigado,

ao Prof. Dr. M. Narayana Rao que aceitou ser meu orientador de tese. Pelas numerosas discussões, conselhos e colaboração, o meu obrigado,

aos meus colegas de grupo, em particular, A. Greiner, N. Lisboa e B. T. Kim, pelas discussões proveitosas e ajuda amigável,

à equipe de eletrônica, em particular aos Srs A. Pagès e ..... M. Avril; e à equipe de manutenção do acelerador, em particular ao Sr J. L. Girma,

à Sra D. Daronian e sua equipe pela ajuda na operação do computador CII10020, e ao Sr R. Moreau e sua equipe pela ajuda na operação do sistema VARIAN - V73,

à Gina pelo trabalho de datilografia,

à FAPESP pelo apoio financeiro concedido.



## RESUMO

Os espalhamentos elástico e inelástico e as reações de transferência de um, dois, três e quatro nucleons induzidas por ions  $^{18}\text{O}$  no  $^{28}\text{Si}$  foram estudados à energia incidente de 56 MeV (lab).

Os espectros de energia destas reações foram obtidos com um contador a gás de dois estágios no plano focal de um espectrografo magnetico Q3D. A resolução em energia obtida foi de  $\approx 120$  keV (FWHM).

Parametros de modelo optico foram obtidos com uma análise CCBA das distribuições angulares elástica e inelástica  $2^+$  medidas. O ajuste dos dados foi obtido com um potencial optico de absorção forte.

No caso da transferência ( $^{18}\text{O}, ^{17}\text{O}$ ), foi obtido um bom acordo entre dados e os calculos DWBA-EFR, usando parametros de modelo optico derivados da análise do espalhamento elástico. Os fatores espectroscópicos dos estados do  $^{29}\text{Si}$  extraídos são consistentes com aqueles obtidos em estudos com ions leves.

Com exceção das reações ( $^{18}\text{O}, ^{17}\text{O}$ ) e ( $^{18}\text{O}, ^{15}\text{N}$ ), a análise DWBA-EFR das outras reações de transferência: ( $^{18}\text{O}, ^{16}\text{O}$ ), ( $^{18}\text{O}, ^{20}\text{Ne}$ ), ( $^{18}\text{O}, ^{15}\text{O}$ ) e ( $^{18}\text{O}, ^{22}\text{Ne}$ ), mostrou não ser possivel obter um potencial optico que descrevesse bem simultaneamente os dados de espalhamento elástico e de transferência. Os potenciais opticos modificados obtidos pelo ajuste dos dados de transferência, não reproduzem os valores absolutos experimentais das seções de choque. No caso da reação...



( $^{18}\text{O}$ ,  $^{16}\text{O}$ ), foi também realizada uma análise CCBA, resultando em valores de normalização  $\underline{N}$  menores para os três níveis do  $^{30}\text{Si}$  estudados, em comparação com os valores  $\underline{N}$  obtidos nos cálculos DWBA.



## ABSTRACT

Elastic and inelastic scattering and one, two, three and four nucleon transfer reactions induced by  $^{18}\text{O}$  on  $^{28}\text{Si}$  at the bombarding energy of 56 MeV (lab) have been studied.

The energy spectra of these reactions were... obtained with a two-stage gas counter in the focal plane of a Q3D magnetic spectrograph. The energy resolution achieved was  $\approx 120$  keV (FWHM).

Optical model parameters were obtained by a CCBA analysis of the measured elastic and  $2^+$  inelastic angular distributions. The fit to the data was obtained with a strongly absorbing optical potential.

In the case of the one-neutron stripping transfer ( $^{18}\text{O}, ^{17}\text{O}$ ), good agreement was obtained between data and EFR-DWBA calculations using optical model parameters derived from the elastic data analysis. Spectroscopic factors for the  $^{29}\text{Si}$  states were deduced, and are consistent with those obtained from light-ion studies.

With the exception of the ( $^{18}\text{O}, ^{17}\text{O}$ ) and..... ( $^{18}\text{O}, ^{15}\text{N}$ ) reactions, the EFR-DWBA analysis of the other transfer reactions: ( $^{18}\text{O}, ^{16}\text{O}$ ), ( $^{18}\text{O}, ^{20}\text{Ne}$ ), ( $^{18}\text{O}, ^{15}\text{O}$ ) and ( $^{18}\text{O}, ^{22}\text{Ne}$ ) showed that it was not possible to find an optical potential providing simultaneously good description of the elastic and transfer data. The modified optical potentials obtained by fitting the transfer data do not reproduce the experimental absolute values of the cross sections. In the case of the...



( $^{18}\text{O}, ^{16}\text{O}$ ) reaction, a CCBA analysis was also performed, resulting in smaller normalization factors  $\underline{N}$  for the three levels of  $^{30}\text{Si}$  studied in comparison with the  $\underline{N}$  values obtained in the DWBA calculations.



## ÍNDICE

CAP. I	INTRODUÇÃO.....	1
CAP. II	PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL.....	3
II.1	O feixe e o alvo .....	3
II.2	Deteção das partículas. Tratamento dos dados ....	4
II.3	Calculo das seções de choque .....	8
CAP. III	TEORIA DAS REAÇÕES DIRETAS .....	12
III.1	Espalhamentos elástico e inelástico. Formalismo de canais acoplados .....	12
III.1.1	O potencial de interação .....	12
III.1.2	As equações acopladas .....	18
III.2	Reações de transferência a uma etapa .....	21
III.2.1	Amplitude de transição. Seção de choque dife- rencial .....	21
	A) O potencial de interação .....	22
	B) Calculo da amplitude de transição .....	23
	C) Seção de choque diferencial .....	26
	D) Calculo do fator dinamico $I_{L_a L_b}$ .....	27
III.2.2	Fatores espectroscópicos .....	29
	A) Transferência de um nucleon .....	29
	B) Transferência de vários nucleons .....	29
III.3	Reações de transferência de multipla etapa .....	34
CAP. IV	RESULTADOS EXPERIMENTAIS .....	37
IV.1	Efeitos cinemáticos. Ajustes de valor-Q e momento angular .....	38
IV.2	Espalhamentos elástico e inelástico .....	42



IV.3	Reações de transferência .....	44
IV.3.1	Transferência de um nucleon.....	44
	A reação $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{17}\text{O})^{29}\text{Si}$ .....	44
IV.3.2	Transferência de dois nucleons .....	47
	A) A reação $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})^{30}\text{Si}$ .....	47
	B) A reação $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{26}\text{Mg}$ .....	51
IV.3.3	Transferência de três nucleons .....	53
	As reações $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{15}\text{O})^{31}\text{Si}$ e $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{15}\text{N})^{31}\text{P}$	
IV.3.4	Transferência de quatro nucleons .....	55
	A reação $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{22}\text{Ne})^{24}\text{Mg}$ .....	55
CAP. V	ANÁLISE DE DADOS.....	56
V.1	Espalhamentos elástico e inelástico. Análise de canais acoplados.....	57
V.2	Reações de transferência .....	62
V.2.1	Transferência de um nucleon .....	62
	A reação $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{17}\text{O})^{29}\text{Si}$ .....	62
	Análise DWBA	
V.2.2	Transferência de dois nucleons .....	70
	A) A reação $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})^{30}\text{Si}$ .....	71
	Análise DWBA	
	Análise CCBA	
	B) A reação $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{26}\text{Mg}$ .....	87
	Análise DWBA	
V.2.3	Transferência de três nucleons .....	93
	As reações $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{15}\text{O})^{31}\text{Si}$ e $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{15}\text{N})^{31}\text{P}$	
	Análise DWBA	
V.2.4	Transferência de quatro nucleons .....	100
	A reação $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{22}\text{Ne})^{24}\text{Mg}$	
	Análise DWBA	



CAP. VI	CONCLUSÕES .....	104
REFERÊNCIAS	.....	106



## INTRODUÇÃO

Nos últimos anos, reações de transferência de um e vários nucleons induzidas por ions pesados foram estudadas extensivamente experimental e teoricamente, visando investigar o mecanismo de reação e possíveis correlações de dois e quatro nucleons nos nucleos.

Embora a transferência de vários nucleons seja espectroscopicamente mais interessante, é o estudo das reações de transferência de um nucleon que melhor permite identificar o mecanismo de reação devido à existência de reações análogas induzidas por ions leves já bem compreendidas. Este estudo também permitiu estabelecer as características básicas das reações induzidas por ions pesados: i) forte dependência das seções de choque das condições de ajuste de valor- $Q$  e de momento angular ii) a evolução da forma das distribuições angulares com o aumento da energia incidente: a forma de sino transforma-se numa curva com seções de choque elevadas nos angulos dianteiros.

A investigação do grande numero de transferências de um, dois e quatro nucleons já realizado (Pe 78, Be 79<sub>1</sub>, Be 79<sub>2</sub>, Be 79<sub>3</sub> e Be 80) mostrou:

. no caso da transferência de um nucleon, as características dos dados (forma <sup>das distribuições angulares</sup> e seções de choque absolutas) são, em geral, bem descritas pelas teorias DWBA (aproximação de Born de ondas distorcidas) e CCBA (aproximação de Born de canais acoplados).

. no caso das transferências de dois e quatro nucleons, observa-se duas dificuldades na análise DWBA: 1) impossibilidade de se obter um potencial que descreva simultaneamente os dados de espalhamentos elástico e inelástico e de transferência e 2) as seções de choque teóricas são subestimadas por um fator

de uma a três ordens de grandeza, fator este que depende da transição e é sensível aos parâmetros ópticos. Estas dificuldades persistem num grande número de transferências (e.g.,  $(^{16}\text{O}, ^{14}\text{C})$ ) nos cálculos CCBA, embora a discrepância entre as seções de choque absolutas experimentais e teóricas seja atenuada.

Neste trabalho, foi investigado o mecanismo de reação das seguintes transferências induzidas por  $^{18}\text{O}$  no  $^{28}\text{Si}$ :  $(^{18}\text{O}, ^{17}\text{O})$ ,  $(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})$ ,  $(^{18}\text{O}, ^{20}\text{Ne})$ ,  $(^{18}\text{O}, ^{15}\text{N})$ ,  $(^{18}\text{O}, ^{15}\text{O})$  e  $(^{18}\text{O}, ^{22}\text{Ne})$ , realizando cálculos DWBA e CCBA. A aproximação cluster Os foi utilizada na análise das transferências de mais de um nucleon. Este estudo mostrou a importância dos processos de múltipla etapa na descrição dos dados de transferência de um e vários nucleons. Assim, no caso da transferência  $(^{18}\text{O}; ^{16}\text{O})$ , a introdução dos processos indiretos a duas etapas permitiu reduzir a discrepância entre as seções de choque absolutas experimental e teórica, obtida nos cálculos DWBA do processo a uma etapa.

A análise dos <sup>dados</sup> de transferência através das teorias DWBA e CCBA, requer o conhecimento dos potenciais ópticos para determinar as ondas distorcidas de entrada e saída. Distribuições angulares elástica e inelásticas  $(^{18}\text{O}, ^{18}\text{O}')$  foram então também medidas para obter os parâmetros ópticos.



CAPÍTULO II

PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

II.1. O FEIXE E O ALVO

As medidas das reações de espalhamento .....  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{18}\text{O}')$  e de transferência apresentadas, foram realizadas com um feixe de íons  $^{18}\text{O}$  (estado de carga  $6^+$ ) de 56 MeV de energia, produzido pelo acelerador Van der Graaff Tandem de Saclay.

Na obtenção do feixe de  $^{18}\text{O}$  foi utilizada uma fonte tipo duoplasmatron. À saída do acelerador um ímã de - fletor de  $90^\circ$  analisa o feixe e permite selecionar o estado de carga desejado.

Todas as medidas foram efetuadas com um alvo de isótopo  $^{28}\text{Si}$  de espessura aproximadamente de  $128 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  (enriquecido à 99%), obtido por evaporação em vácuo sobre um suporte de Carbono de  $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  de espessura.

A intensidade do feixe no alvo foi da ordem 300 nA.



## II.2. DETECÇÃO DAS PARTICULAS. TRATAMENTO DOS DADOS.

Os produtos de reacção foram analisados pelo espectrógrafo magnético Q3D de Saclay (Fig. II.1), e detetados no plano focal deste com um contador proporcional a gás de dois estágios e comprimento 85 cm (Be 76). O gás utilizado no contador é uma mistura de Ar - CH<sub>4</sub> (90% - 10%), cuja pressão é ajustada de modo a frear os produtos de reacção relevantes. O primeiro estágio de 1 cm de espessura, corresponde a um detetor de transmissão de divisão de cargas que fornece um sinal de posição ao longo do plano focal e um sinal de perda de energia  $\Delta E$  (resolução 10%). O segundo estágio de 10 cm de espessura mede a energia restante  $E_r$  (resolução 3 - 7%).

A resolução de um espectrógrafo depende da espessura e homogeneidade do alvo, tamanho do feixe no alvo, estabilidade do feixe e ângulo sólido. Reduzindo as dimensões do feixe no alvo, a espessura do alvo ou o ângulo sólido pode-se sempre melhorar a resolução obtida com um espectrógrafo.

Um espectrógrafo tipo Q3D combina uma boa resolução em energia com um ângulo sólido grande, permitindo logo obter uma taxa de contagem elevada essencial no estudo de reacções com íons pesados, as quais em geral são caracterizadas por seções de choque baixas. No Q3D utilizado, ao ângulo sólido máximo  $\Omega_{\max} = 14.7 \text{ msr}$  corresponde uma resolu-



ção  $\frac{dp}{p} \approx 1.4 \times 10^{-4}$ . A correção do alargamento cinemático horizontal ( $\Delta\theta_{\max} = \pm 60$  mrd) e outras aberrações é realizada através de um elemento multipolar EM (Fig. II.1). Os efeitos cinemáticos associados à abertura angular vertical  $\Delta\phi$  do Q3D não podem ser corrigidos. Um defletor eletrostático .. E.D. efetua a separação das partículas segundo a sua massa específica  $m/q$  no contador.

Neste trabalho as fendas de entrada do Q3D definiam um ângulo sólido  $\Omega = 1.35$  msr ( $\Delta\theta = \pm 13$  mrd ,  $\Delta\phi = \pm 26$  mrd).

Na figura II.2 é mostrado o diagrama de blocos da eletrônica acoplada ao contador proporcional. As cargas coletadas nas extremidades do fio do primeiro estágio  $Q_A$  e  $Q_B$ , e a carga criada pela passagem da partícula no segundo estágio  $Q_C$ , são transformadas em pulsos num pré-amplificador. Os sinais que permitem identificar os produtos de reação são:

$$\Delta E \sim Q_A + Q_B \quad x \sim \frac{Q_B}{Q_A + Q_B} \quad E_r \sim Q_C$$

onde  $\Delta E$ ,  $x$  e  $E_r$  são, respectivamente, a perda de energia e posição no primeiro e a perda de energia no segundo estágio.

O circuito lento produz pulsos amplificados proporcionais às cargas coletadas no contador, que são arma-

zenadas através dos ADC e do sistema MATIN 16 numa parte da memória do computador VARIAN V-73.

O circuito rápido realiza a coincidência dos pulsos do mesmo evento e fornece os sinais de abertura do circuito lento, extração dos eventos codificados nos ADC, etc.

A posição  $\sim \frac{Q_B}{Q_A + Q_B}$  é determinada no sistema VARIAN através do programa de aquisição.

A resolução em energia obtida neste trabalho foi de  $\sim 120$  keV (FWHM).

Os espectros de posição,  $\Delta E$  e  $E_r$  são obtidos em linha com o computador VARIAN V-73. O programa de aquisição deste, realiza também uma correção linear em função da posição no plano focal sobre as informações  $\Delta E$  e  $E_r$ , tornando-as independentes da posição para um mesmo isótopo. Na matriz de identificação ( $\Delta E$ ,  $E_r$ ), gerada em linha a partir dos espectros  $\Delta E$  e  $E_r$  corrigidos, os grupos associados aos diferentes tipos de íons detetados apresentam-se bem separados. Quando não se realiza esta correção a separação dos grupos piora bastante.

O sistema VARIAN V-73 permite visualizar os espectros  $\Delta E$  e  $E_r$  e a matriz de identificação durante a aquisição de dados, tornando possível:

- controlar o funcionamento da experiência;
- obter diretamente em linha os espectros de energia

dos vários íons emergentes, selecionando através do computador os respectivos grupos indicando limites inferiores



e superiores (caso de grupos bem separados).

Todos os espectros armazenados na memória do sistema VARIAN são transferidos para o sistema CII 10020 e armazenados em fita magnética. Neste sistema são então analisados (obtenção de seções de choque) e traçados os espectros de energia.

Durante a experiência, as informações elementares são também armazenadas em fita magnética do computador VARIAN V-73 para permitir uma possível análise fora de linha no computador CII 10020. Uma tal análise torna-se necessária quando os vários íons detetados estão muito próximos na matriz de identificação obtida em linha.

No sistema 10020, gera-se então uma nova fita magnética somente com as duas informações elementares de cada evento relevantes para construir a matriz de identificação ( $\Delta E_{\text{cor}}$  e  $E_{\text{cor}}$ ). Os programas que geram matrizes somente aceitam fitas magnéticas com eventos de dois parâmetros. Uma vez obtida a matriz de identificação (Fig. II.3), a sua observação permite determinar os contornos que melhor separam os vários produtos de reação entre si. Os espectros de energia são obtidos projetando sobre o eixo  $B_0$  os eventos contidos dentro desses contornos.

### II.3 CALCULO DAS SEÇÕES DE CHOQUE

As seções de choque relativas foram determinadas normalizando o número de eventos de cada medida pelo número de eventos no pico elástico obtido num detetor de barra de superfície (monitor) localizado em  $\theta_{\text{LAB}} = 30^\circ$  na câmara de espalhamento.

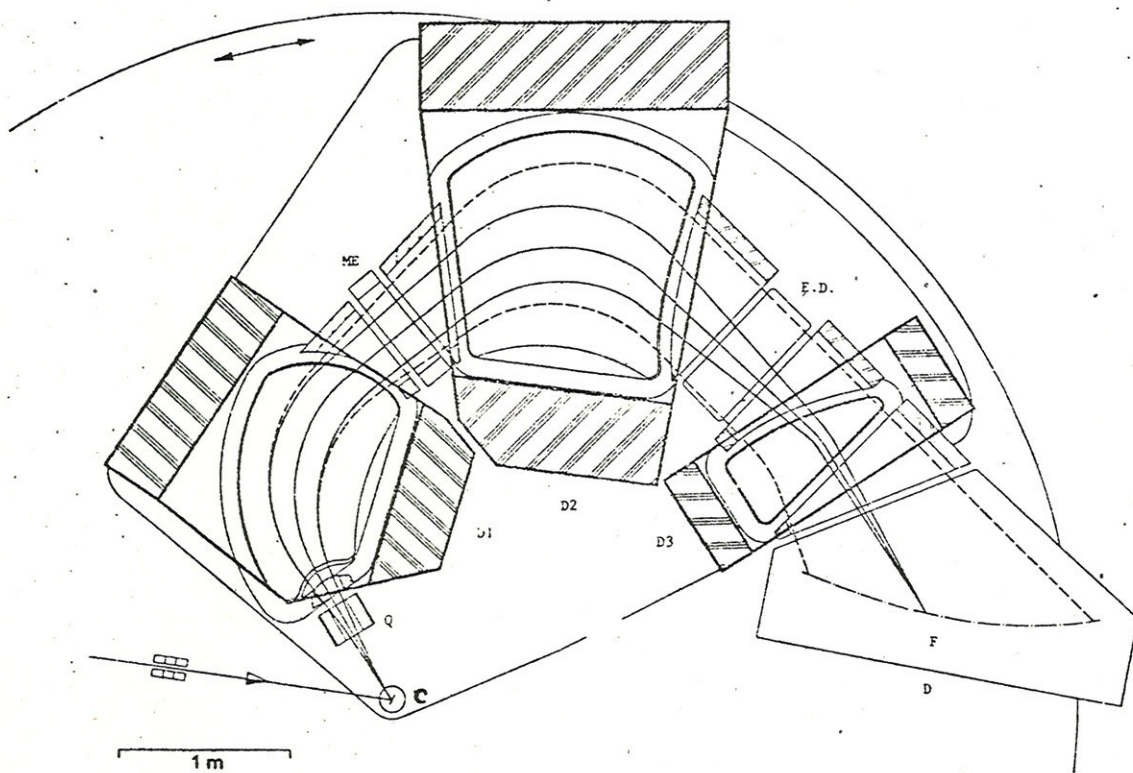
O tempo morto foi determinado pela razão do número de eventos entrando e saindo dos ADC durante cada medida. Esta razão correspondeu a um fator de correção de aproximadamente 2% aplicado aos dados por perdas de tempo morto.

O suporte de  $^{12}\text{C}$  do alvo foi colocado entre o alvo de  $^{28}\text{Si}$  e o espectrógrafo, de modo a obter-se equilíbrio dos estados de carga no suporte  $^{12}\text{C}$  do feixe espalhado antes deste penetrar no espectrógrafo. Durante a experiência, o campo magnético do espectrógrafo foi ajustado de modo a detectar o estado de carga atômico mais abundante:  $8^+$  e  $9^+$  para os íons  $^{16,17,18}\text{O}$  e  $^{20,21,22}\text{Ne}$ , respectivamente. Assim, as seções de choque relativas foram corrigidas para os estados de carga não detetados ( $5^+$ ,  $6^+$  e  $7^+$  para os íons  $^A\text{O}$  e  $6^+$ ,  $7^+$ ,  $8^+$  e  $10^+$  para os íons  $^A\text{Ne}$ ), usando a distribuição dos estados de carga medida para os íons  $^A\text{O}$  (Be 79, We 75) e para os íons  $^{20}\text{Ne}$  as curvas de *Marion e Young* (Ma 68). Considerou-se ainda que para os diferentes isotopos de um mesmo elemento, as distribuições dos estados de carga são os mesmos para a mesma razão  $E/A$  ( $A$  é o número de massa e  $E$  é a energia cinética do íon espalhado). Fatores de correção para as energias



não medidas foram obtidos por interpolação linear.

Finalmente, as seções de choque absolutas foram determinadas normalizando as seções de choque relativas aos dados de espalhamento elástico nos ângulos dianteiros, considerado espalhamento Rutherford puro. A incerteza total nas seções de choque absolutas, estimada de 10% - 15%, resulta de incertezas nos fatores de correção de tempo morto e distribuições dos estados de carga, da baixa taxa de contagem e do desvio entre as seções de choque do espalhamento elástico medido e do cálculo de Rutherford nos ângulos dianteiros.



C - Camara de espalhamento; Q - quadrupolo; M.E. - elemento mutipolar; D1, D2, D3 - dipolos magnéticos; E.D. - defletor eletrostático; F - superfície focal; D - camara do detetor.

Fig. II.1 Esquema do espectrografo magnético Q3D.

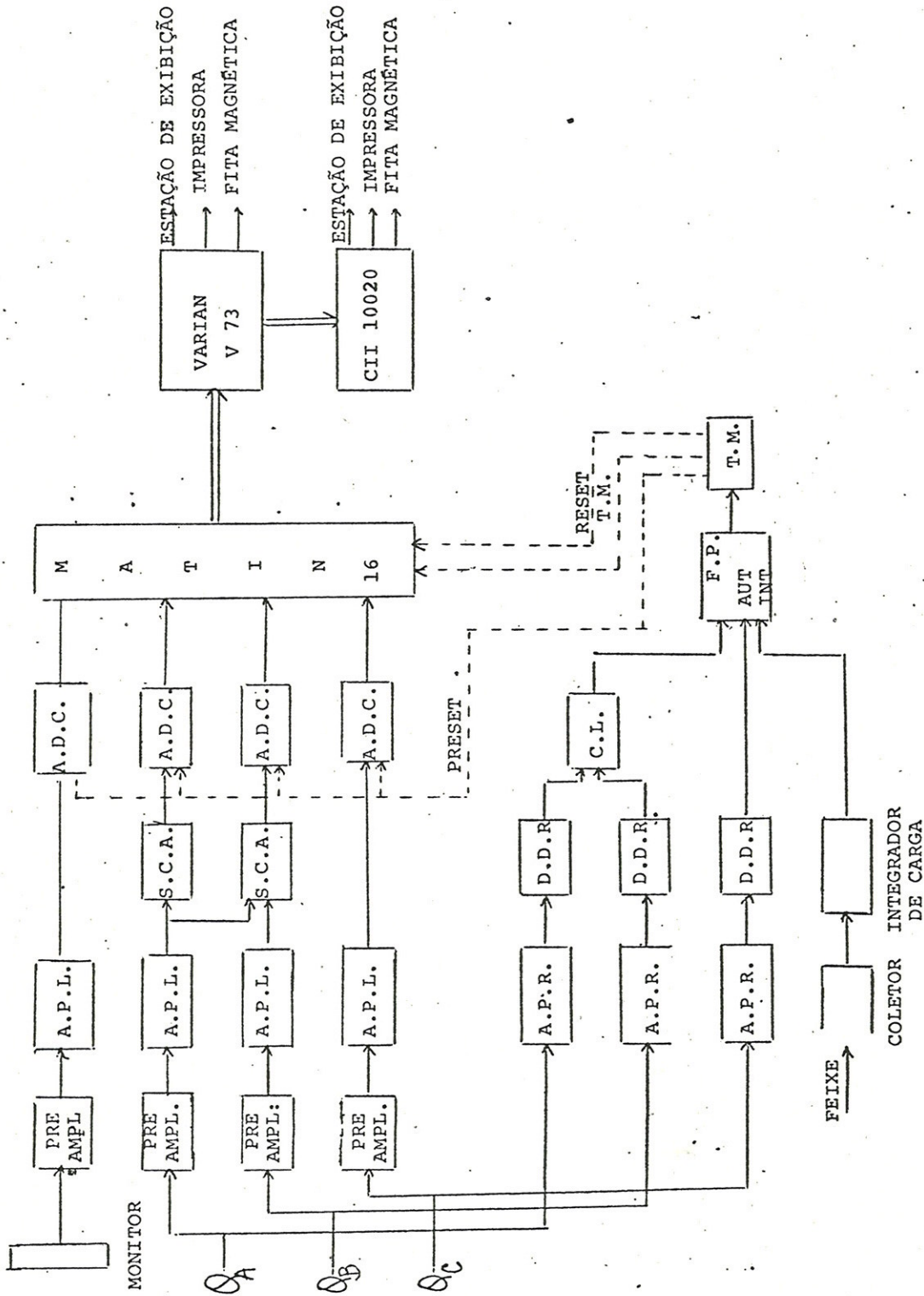


Fig. II.2 Esquema da eletrônica acoplada ao contador

A.P.L. e A.P.R. - Amplificadores proporcionais linear e rápido; D.D.R.- Discriminador duplo rápido; A.D.C.- Conversor analógico-digital; C.L.- Circuito lógico; C.C.- Circuito de coincidência rápida; F.P.- Função prioridade; T.M.- Tempo morto.



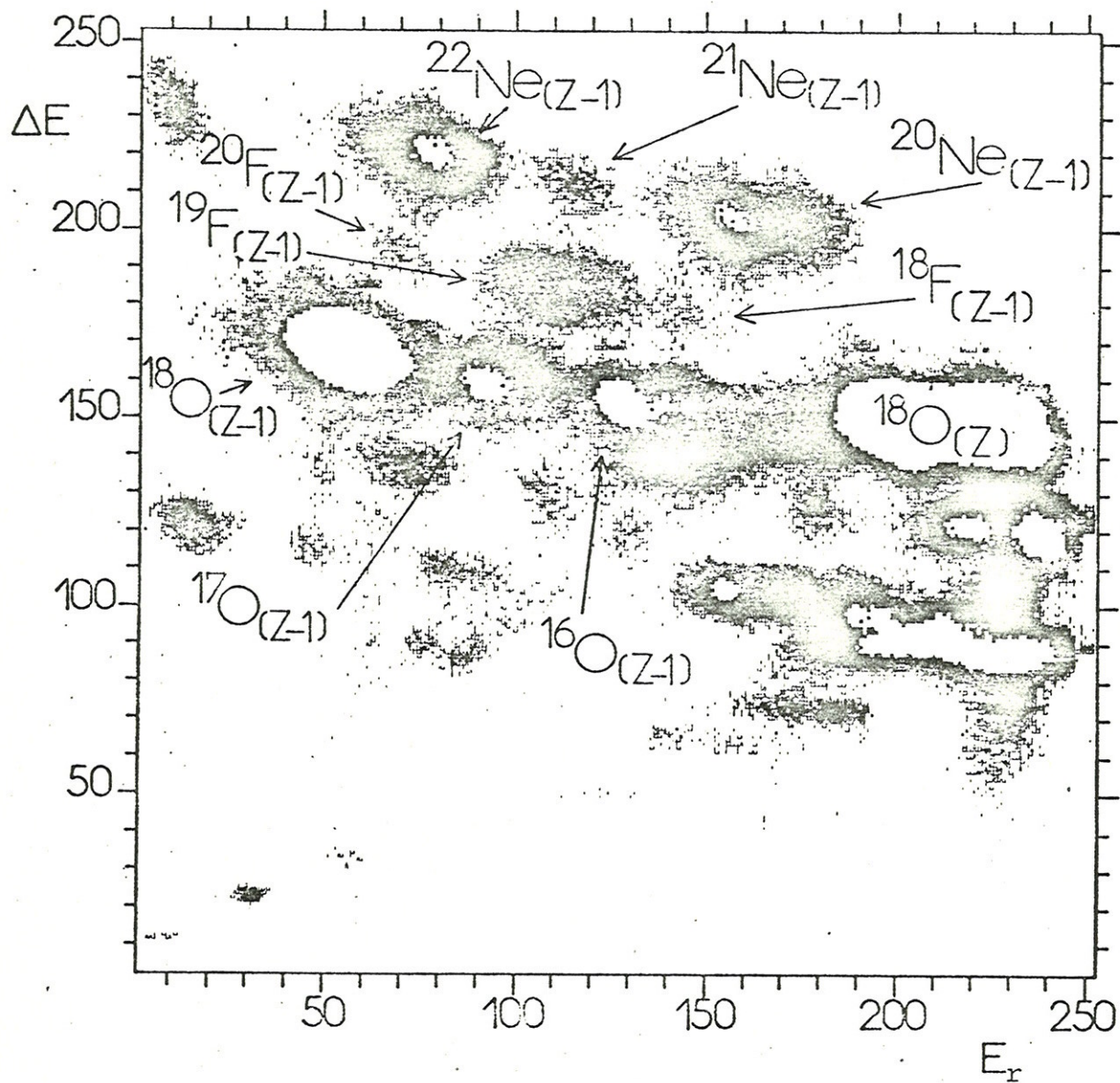


Fig.II.3 Matriz de Identificação ( $\Delta E$ ,  $E_r$ ).

## CAPITULO III

### TEORIA DAS REAÇÕES DIRETAS

#### III.1 ESPALHAMENTOS ELÁSTICO E INELÁSTICO. FORMALISMO DE CANAIS ACOPLADOS.

Um calculo de canais acoplados, essencial no estudo de reações envolvendo nucleos deformados, permite:

- um tratamento mais rigoroso dos espalhamentos elástico e inelástico, pois leva em conta depois da excitação a retroação sobre o canal elástico;

- considerar os processos de multipla etapa. Com efeito, a excitação de certos estados nucleares embora possivel por um processo a uma etapa, é realizada principalmente através de transições de multipla etapa. Este é o caso dos estados de maior numero de fonons nos nucleos vibracionais, e dos estados excitados das bandas rotacionais baseadas no estado fundamental nos nucleos rotacionais.

A importância da utilização de um calculo de canais acoplados, pode ser verificada no estudo do espalhamento de  $^{12}\text{C}$  pelos isotopos do  $^{\text{A}}\text{Nd}$  à energia incidente de 70 MeV (Hi77), e no estudo do espalhamento do  $^{18}\text{O}$  por  $^{58}\text{Ni}$  à energia de 60 MeV (Vi 76).

A descrição do formalismo de equações acopladas apresentada nesta seção, foi baseada num artigo de Tamura (Ta 65).

##### III.1.1 O POTENCIAL DE INTERACÃO

Como no tratamento DWBA, o método de equações acopladas assume que a interação total à qual está sujeita uma particula incidente, pode ser descrita por um potencial optico deformado  $V(r, \theta, \phi)$ .



Considerando uma forma radial de Woods-Saxon para o potencial, a sua expressão mais geral é:

$$\begin{aligned}
 v(r, \theta, \phi) = & - \frac{V}{1 + e^{\frac{r - R_V(\theta, \phi)}{a_V}}} - i \frac{W}{1 + e^{\frac{r - R_W(\theta, \phi)}{a_W}}} \\
 & - \frac{e^{\frac{r - R_D(\theta, \phi)}{a_D}}}{\left[ 1 + e^{\frac{r - R_D(\theta, \phi)}{a_D}} \right]^2} - V_{S.O.} (\vec{\sigma} \cdot \vec{l}) \frac{\chi^2}{a_r} \\
 & + \frac{e^{\frac{r - R_V(\theta, \phi)}{a_V}}}{1 + e^{\frac{r - R_V(\theta, \phi)}{a_V}}} + V_C
 \end{aligned} \quad (1)$$

na qual, estão incluídos os termos de interação spin-orbita e de interação coulombiana  $V_C$ .

Se o núcleo alvo considerado for vibracional:

$$R_i(\theta, \phi) = R_{oi} \left[ 1 + \sum_{\lambda \mu} \alpha_{\lambda \mu} Y_{\lambda \mu}(\theta, \phi) \right] \quad i = v, w, D \quad (2)$$

e no caso de ser deformado (de simetria axial):

$$R_i(\theta') = R_{oi} \left[ 1 + \sum_{\lambda} \beta_{\lambda} Y_{\lambda 0}(\theta') \right] \quad i = v, w, D \quad (3)$$

com  $R_{oi} = r_{oi} (A_p^{1/3} + A_T^{1/3})$  onde  $A_T$  ( $A_p$ ) é o número de massa do alvo (projétil). O ângulo  $\theta'$  refere-se ao referencial fixo ao corpo.

O método consiste então, em expandir o potencial óptico deformado  $v(r, \theta, \phi)$ , em potências de  $\sum_{\lambda \mu} \alpha_{\lambda \mu} Y_{\lambda \mu}$  ou de  $\sum_{\lambda} \beta_{\lambda} Y_{\lambda 0}$  consoante a natureza do núcleo alvo, uma vez realizada a substituição de  $R_V$ ,  $R_W$  e  $R_D$  pelas expressões apropriadas

(2) ou (3). O resultado é a decomposição do potencial em dois termos:

$$V(r, \theta, \phi) = V_{\text{diag}} + V_{\text{acopl}} \quad (4)$$

onde  $V_{\text{diag}}$  é o potencial do modelo óptico usual e  $V_{\text{acopl}}$  é o potencial de acoplamento entre os canais de momento angular diferente.

A) Potencial nuclear

a. Núcleos vibracionais

Neste caso, a introdução da expressão (2) em (1), seguida da expansão de  $V(r, \theta, \phi)$  em potências de  $\sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}$  até à segunda ordem, permite reescrever o potencial nuclear do seguinte modo:

$$V(r, \theta, \phi) = - \left[ V \frac{1}{1 + e_v} + iW \frac{1}{1 + e_w} \right] \quad (5)$$

$$- \left[ V \frac{R_{ov}}{a_v} \frac{e_v}{(1 + e_v)^2} + iW \frac{R_{ow}}{a_w} \frac{e_w}{(1 + e_w)^2} \right] \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi)$$

$$+ \left[ V \frac{R_{ov}^2}{2 a_v^2} \frac{e_v(1 - e_v)}{(1 + e_v)^3} - iW \frac{R_{ow}^2}{2 a_w} \frac{e_w(1 - e_w)}{(1 + e_w)^3} \right] \left( \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu} \right)^2$$

onde:

$$e_i = e \frac{r - R_{oi}}{a_i} \quad i = v, w$$

Para simplificação, nesta subseq. e na seguinte -referente aos núcleos rotacionais- considera-se somente no potencial deformado (1), os termos correspondentes aos potenciais real, imaginário de volume e coulombiano. Além disso, as geometrias das partes real e imaginária do potencial nuclear são consideradas iguais:  $r_{ov} = r_{ow} = r_N$  e  $a_v = a_w = a_N$   $e_v = e_w = e$ .



$$\left( \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu} \right)^2 = \sum_{\lambda\lambda_1\lambda_2} \frac{\hat{\lambda}_1 \hat{\lambda}_2}{\sqrt{4\pi} \hat{\lambda}} (\lambda_1 \lambda_2 00 | \lambda 0) \cdot \sum_{\mu} (\alpha_{\lambda_1} \otimes \alpha_{\lambda_2})_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi)$$

Neste caso, os termos diagonal ( $V_{\text{diag}}$ ) e de acoplamento ( $V_{\text{acopl}}$ ) têm por expressões:

$$V_{\text{diag}}^N = - (V + iW) (1 + e)^{-1}$$

$$V_{\text{acopl}}^N = \sum_{\lambda\mu} v_{\lambda}^1(r) \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu} + \sum_{\lambda\mu} v_{\lambda}^2(r) (\alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu})^2 \quad (6)$$

com:

$$v_{\lambda}^1(r) = - (V + iW) \frac{R_{ON}}{a_N} \frac{e}{(1 + e)^2}$$

$$v_{\lambda}^2(r) = (V + iW) \left( \frac{R_{ON}}{2a_N} \right)^2 \frac{e(1 - e)}{(1 + e)^3}$$

b) Nucleos rotacionais

No caso de se tratar de um nucleo alvo de simetria axial, o potencial deformado exercido sobre o projétil... terá por expressão:

$$V(r, \theta') = -V \frac{1}{1 + e} \frac{1}{r - \frac{R_V(\theta')}{a_V}} - iW \frac{1}{1 + e} \frac{1}{r - \frac{R_W(\theta')}{a_W}}$$

$$+ V_C(r, R_C) = V_{\text{diag}} + V_{\text{acopl}} \quad (7)$$

onde:

$$R_i(\theta') = R_{oi} \left[ 1 + \sum_{\lambda=0,2,\dots} \beta_{\lambda}^i Y_{\lambda 0}(\theta') \right] \quad i = v, w \quad (8)$$

Por expansão multipolar da parte nuclear do potencial, obtem-se:

$$V_N(r, \theta') = \sum_{\lambda=0,2,\dots} v_{\lambda}^N(r) Y_{\lambda 0}(\theta') \quad (9)$$

Os fatores de forma  $v_{\lambda}^N(r)$  sendo determinados por:

$$v_{\lambda}^N(r) = \int v(r, \theta') Y_{\lambda 0}(\theta') d\Omega' \quad (10)$$

$$= 4\pi \int_0^{\pi} \frac{-(V + iW)}{r - R_{ON} \left[ 1 + \sum_{\lambda} \frac{\beta_{\lambda}^N}{a} Y_{\lambda 0}(\theta') \right]} Y_{\lambda 0}(\theta') d(\cos \theta')$$

Passando ao sistema de coordenadas fixo no espaço:

$$v_N(r, \theta, \phi) = \sum_{\lambda \mu} v_{\lambda}^N(r) D_{\mu 0}^{\lambda}(\theta_i) Y_{\lambda \mu}(\theta, \phi) \quad (11)$$

com:

$$v_{\text{diag}}^N = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} v_0^N(r) \quad (12.1)$$

$$v_{\text{acopl}}^N = \sum_{\lambda \mu (\lambda \neq 0)} v_{\lambda}^N(r) D_{\mu 0}^{\lambda}(\theta_i) Y_{\lambda \mu}(\theta, \phi) \quad (12.2)$$

onde  $\theta_i$  são os ângulos de Euler que descrevem a orientação do eixo de simetria do núcleo alvo em relação ao sistema de coordenadas fixo no espaço;  $D_{\mu 0}^{\lambda}(\theta_i)$  é a matriz de rotação.

### B) Potencial coulombiano

A interação coulombiana tem uma contribuição importante nas excitações inelásticas com ions pesados, devido ao seu longo raio de ação e ao elevado valor do produto  $Z_A Z_P$  das cargas dos núcleos interagentes.

O potencial coulombiano pode ser escrito como:

$$v_{\text{Coul}}(\bar{r}, \theta) = Z_A Z_P e^2 \int \frac{\rho(\bar{r}')}{|\bar{r} - \bar{r}'|} d\bar{r}'$$

$$= 4\pi Z_A Z_P e^2 \sum_{\lambda \mu} \frac{1}{2\lambda + 1} Y_{\lambda \mu}^*(\theta, \phi) \int \frac{r_{<}^{\lambda}}{r_{>}^{\lambda+1}} Y_{\lambda \mu}(\theta', \phi') \rho(r') r'^2 dr' d\Omega$$

onde:  $r_{>}$  e  $r_{<}$  são o maior e menor de  $|\bar{r}|$  e  $|\bar{r}'|$ , respectivamente;  $\bar{r}'$  são as coordenadas dos nucleons no núcleo e  $\bar{r}$  as coordena-



das do centro de massa do projétil em relação ao centro de massa do alvo.  $Z_A e$  e  $Z_P e$  são as cargas dos núcleos alvo e projétil, respectivamente.  $\rho(r')$  representa a distribuição de carga do alvo normalizada:

$$\int \rho(r') d r' = 1$$

No caso de um núcleo deformado, considera-se uma distribuição de carga uniforme deformada de corte abrupto:

$$R_C(\theta') = r_C \left[ 1 + \sum_{\lambda} \beta_{\lambda}^C y_{\lambda 0}(\theta') \right] \quad (14)$$

$r_C = r_0 A_A^{1/3}$

Os termos da expansão do potencial coulombiano:

$$V_{\text{Coul}}(r, \theta') = V_{\text{diag}}^C(r) + \sum_{\lambda=2,4,\dots} v_{\lambda}^C(r) y_{\lambda 0}(\theta') \quad (15)$$

têm por expressões:

$$V_{\text{diag}}^C(r) = \begin{cases} \frac{Z_A Z_P e^2}{r} & r > r_C \\ \frac{Z_A Z_P e^2}{2 r_C} \left( 3 - \frac{r^2}{r_C^2} \right) & r < r_C \end{cases} \quad (16)$$

$$v_{\lambda}^C(r) = \frac{4\pi Z_A Z_P e^2}{(2\lambda + 1)} \int_{\Sigma} \int_0^{R_C(\theta')} \rho(r', \theta') \frac{r_C^{\lambda}}{r^{\lambda+1}} r'^2 dr' y_{\lambda 0}(\theta') d\Omega' \quad (17)$$

Fora do núcleo ( $r > r_C$ ), os fatores de forma coulombianos  $v_{\lambda}^C(r)$  são proporcionais aos momentos multipolares intrínsecos:

$$Q_{\lambda 0} = \left( \frac{16\pi}{2\lambda + 1} \right)^{1/2} \int r^{\lambda} \rho(r, \theta') y_{\lambda 0}(\theta') r'^2 dr' d\Omega' \quad (18)$$

e:

$$v_{\lambda}^C(r) = Z_P e \left( \frac{\pi}{2\lambda + 1} \right)^{1/2} \frac{Q_{\lambda 0}}{r^{\lambda+1}} \quad (19)$$

### III.1.2 AS EQUAÇÕES ACOPLADAS

Na equação de Schrodinger que descreve os espalhamentos elástico e inelástico à energia incidente  $E_1$  :

$$\hat{H}\psi = E \psi \quad (20)$$

a hamiltoneana tem por expressão:

$$\hat{H} = \hat{T} + \hat{H}_A + \hat{V}_{diag} + \hat{V}_{acop} \quad (21)$$

onde:  $\hat{T}$  é o operador energia cinética do movimento relativo,  $\hat{H}_A$  a hamiltoneana que descreve o movimento interno no nucleo alvo.  $\hat{V}_{diag}$  e  $\hat{V}_{acop}$  foram definidos na seção III.1.1.

Seja  $N$  o numero de estados acoplados ao estado fundamental no nucleo alvo através da interação  $V_{acop}$ , e  $I_n$ ,  $\Pi_n$  e  $\epsilon_n$  o spin, a paridade e a energia do estado  $n$  do nucleo alvo, respectivamente. Para o canal  $n$ , o momento angular  $J$  e a paridade  $\Pi$  do sistema completo, são definidos por:

$$\begin{aligned} \bar{J} &= \bar{j}_n + \bar{I}_n & \text{com} & \quad \bar{j}_n = \bar{l}_n + \bar{s}_n \\ \bar{\Pi} &= \bar{\Pi}_n (-)^{l_n} & & \end{aligned} \quad (22)$$

se o projétil é um nucleo de paridade positiva.

onde  $(l_n, j_n)$  são os momentos angulares orbital e total de uma determinada onda parcial do projétil de spin  $s$ . As ondas parciais cujos  $l_n$  e  $j_n$  satisfazem (22) para um determinado conjunto  $(J, \bar{\Pi})$ , acoplam-se entre si através de  $V_{acop}$ . Se para o canal  $n$ ,  $n_c^{(n)}$  representar o numero de conjuntos de ondas .. parciais acopladas, correspondentes a um determinado  $(J, \bar{\Pi})$ , então:

$$n_c = \sum_{n=1}^N n_c^{(n)}$$

representará o numero total de conjuntos  $(l_n, j_n)$  para  $(J, \bar{\Pi})$ .

A função de onda total  $\psi$ , solução da equação 20, tem por expressão:



$$\begin{aligned} \Psi &= \frac{1}{r} \sum_{J \ 1_n j_n I_n} R_{J \ 1_n j_n I_n}(r) (\phi_{1_n j_n} \otimes \bar{\Phi}_{I_n})_{JM_J} \quad (23) \\ &= \frac{1}{r} \sum_{J \ 1_n j_n I_n} R_{J \ 1_n j_n I_n}(r) \sum_{m_j \ M_I} (j_n m_j I_n M_I / JM_J) \phi_{1_n j_n}^{m_j} \bar{\Phi}_{I_n}^{M_I} \end{aligned}$$

onde:

$$\phi_{1_n j_n}^{m_j} = \sum_{m_1 \ m_s} (1 \ m_1 \ s \ m_s / j \ m_j) i^1 y_1^{m_1} \chi_s^{m_s}$$

$\chi_s^{m_s}$  é a função de onda de spin do projétil e  $\bar{\Phi}_{I_n}^{M_I}$  a função de onda do núcleo alvo no estado  $\underline{n}$ , i.é.:

$$\hat{H}_A \bar{\Phi}_{I_n}^{M_I} = \epsilon_n \bar{\Phi}_{I_n}^{M_I} \quad (24)$$

Introduzindo (21) e (23) em (20), multiplicando à esquerda por  $(\phi_{1_n j_n} \otimes \bar{\Phi}_{I_n})_{JM_J}^*$  e integrando sobre todas as variáveis exceto  $\underline{r}$ , obtém-se um conjunto de  $n_c$  equações acopladas para cada estado  $|JM_J\rangle$ :

$$\left[ \frac{d^2}{d\rho_n^2} - \frac{l_n(l_n+1)}{\rho_n^2} - \frac{1}{E_n} V_{\text{diag}} + 1 \right] R_{J \ 1_n j_n I_n}(\rho_n) = \quad (25)$$

$$= \frac{1}{E_n} \sum_{1'_n j'_n I'_n} R_{J \ 1'_n j'_n I'_n}(\rho_n) \left\langle (\phi_{1_n j_n} \otimes \bar{\Phi}_{I_n})_{JM_J} \left| V_{\text{acop}} \right| (\phi_{1'_n j'_n} \otimes \bar{\Phi}_{I'_n})_{JM_J} \right\rangle$$

onde  $\rho_n = k_n r$ ; sendo  $k_n$  o número de onda.

O potencial de acoplamento pode ainda ser escrito

como:

$$V_{\text{acop}} = \sum_{\underline{t}, \lambda} v_{\lambda}^{\underline{t}}(r) (Q_{\lambda}^{\underline{t}} \cdot Y_{\lambda}^{\underline{t}}(\hat{r})) \quad (26)$$

onde  $Q_{\lambda}^{\underline{t}}$  é o operador que caracteriza a deformação do núcleo alvo, e o índice  $\underline{t}$  a ordem de transição.

Os elementos de matriz da equação (25) têm então por expressão:

$$\langle 1 j I | v_{\text{acop}} | 1' j' I' \rangle_{JM_J} = \sum_{t, \lambda} v_{\lambda}^t(r) \langle I || Q_{\lambda}^t || I' \rangle \quad (27)$$

$$, A (1 j I, 1' j' I'; \lambda J s)$$

onde  $A (1 j I, 1' j' I'; \lambda J s)$  é um coeficiente geométrico envolvendo coeficientes Clebsch-Gordon.

Os elementos de matriz reduzidos definidos por:

$$\langle I M_I | Q_{\lambda \mu}^{(t)} | I' M_I' \rangle = \langle I || Q_{\lambda}^t || I' \rangle \frac{(I' M_I' \lambda \mu / I M_I)}{\sqrt{2 I + 1}} \quad (28)$$

estão relacionados às probabilidades de transição reduzida de tipo elêtrico através da expressão:

$$B (E \lambda ; I \rightarrow I') = \sqrt{\frac{2 I' + 1}{2 I + 1}} B (E \lambda ; I' \rightarrow I) = \frac{|\langle I || Q_{\lambda}^t || I' \rangle|^2}{2 I + 1} \quad (29)$$

$I$  representa todos os números quânticos caracterizando o estado  $| I \rangle$  do núcleo alvo.

#### Núcleos Rotacionais

Os elementos matriciais (27) dependem do modelo assumido para o núcleo alvo.

Comparando (26) com (12.2), obtém-se:  $Q_{\lambda \mu}^{(1)} = D_{\mu 0} (\theta_i)$ .

Se somente estivermos interessados na excitação dos estados pertencentes à banda rotacional fundamental, obtém-se para expressão dos elementos matriciais:

$$\langle 1 j I | v_{\text{acop}} | 1' j' I' \rangle_{JM_J} = \sum_{\lambda} v_{\lambda} (r) B_{\lambda} (I, I') \quad (30)$$

$$, A (1 j I, 1' j' I'; \lambda J s)$$

onde:

$$B_{\lambda} (I, I') = \sqrt{2 I' + 1} (I' \lambda K' 0 / I K) \quad (31.1)$$

$$v_{\lambda} (r) = \int_0^1 v(r, \theta') Y_{\lambda' 0} (\theta') d(\cos \theta') \quad (31.2)$$



III.2 REAÇÕES DE TRANSFERÊNCIA A UMA ETAPA

O resumo dos formalismos da aproximação de Born de ondas distorcidas (DWBA) e da aproximação de Born de canais acoplados (CCBA), utilizados na análise das reações de transferência induzidas por ions pesados, apresentado nesta seção, foi baseado numa revisão de T. Tamura (Ta 74).

III.2.1 AMPLITUDE DE TRANSIÇÃO. SEÇÃO DE CHOQUE DIFERENCIAL.

A amplitude de transição de uma reação A(a,b)B no tratamento DWBA, é expressa por:

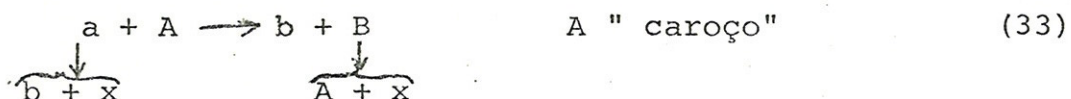
$$\begin{aligned}
 T_{M_A M_a M_B M_b}^{DW}(\theta) &= \langle \chi_{bB}^{(-)} \phi_b \bar{\phi}_B | V_{ef} | \chi_{aA}^{(+)} \phi_a \bar{\phi}_A \rangle \\
 &= J \iint d\bar{r}_{aA} d\bar{r}_{bB} \chi_{bB}^{(-)*}(\bar{k}_{bB}, \bar{r}_{bB}) \\
 &\quad \cdot \langle \phi_b \bar{\phi}_B | V_{ef} | \phi_a \bar{\phi}_A \rangle \chi_{aA}^{(+)}(\bar{k}_{aA}, \bar{r}_{aA})
 \end{aligned} \tag{32}$$

onde: J é o jacobiano da transformação das coordenadas naturais  $\bar{r}_{xA}$  e  $\bar{r}_{xB}$  às coordenadas relativas  $\bar{r}_{aA}$  e  $\bar{r}_{bB}$  dos sistemas (a + A), e (b + B);  $\chi_{aA}^{(+)}(\bar{k}_{aA}, \bar{r}_{aA})$  e  $\chi_{bB}^{(-)}(\bar{k}_{bB}, \bar{r}_{bB})$  são as funções de onda distorcidas que descrevem o movimento relativo do par (a,A) no canal de entrada, e do par (b,B) depois da colisão no canal de saída. Estas ondas são geradas pelo potencial optico que reproduz o espalhamento elástico nos respectivos canais.  $\phi_a, \bar{\phi}_A, \phi_b$  e  $\bar{\phi}_B$  são os estados correspondentes às hamiltoneanas internas  $H_a, H_A, H_b$  e  $H_B$  dos respectivos sistemas.  $\langle \phi_b \bar{\phi}_B | V_{ef} | \phi_a \bar{\phi}_A \rangle$  representa o elemento de matriz da interação entre os estados internos dos nucleos, e inclui a informação sobre a estrutura nuclear e as regras de seleção dos momentos angulares transferidos.

No tratamento DWBA, a amplitude de transição expressa pela equação (32), é obtida supondo que o espalhamento elástico é o fenómeno dominante que ocorre na colisão. O espalhamento inelástico e as reações de transferência são considerados como perturbações .

A. Potencial de interação

Considerando o caso de uma reação de stripping A(a,b)B de x nucleons, i.é.:



a interação efetiva responsável pela reação, na representação " pós-interação", tem por expressão:

$$\begin{aligned} V_{ef} = & V_{bx}^N(\vec{r}_{bx}) + V_{bA}^N(\vec{r}_{bA}) - U_{bB}^N(\vec{r}_{bB}) + V_{bx}^C(\vec{r}_{bx}) \\ & + V_{bA}^C(\vec{r}_{bA}) - U_{bB}^C(\vec{r}_{bB}) \end{aligned} \quad (34)$$

Os índices N e C significam parte nuclear e parte coulombiana, respectivamente;  $U_{bB}$  é o potencial optico na via de saída que gera as ondas distorcidas  $\chi_{bB}^{(-)}$ .

Em geral, considera-se que os efeitos elásticos do potencial  $V_{bA}$  estão contidos em  $V_{bA} (\simeq U_{bB})$ , e que os efeitos inelásticos são desprezíveis, resultando a aproximação:

$$V_{ef} \simeq V_{bx}^N + V_{bx}^C \quad (35)$$

Na maioria dos calculos DWBA despreza-se a parte coulombiana da interação, utilizando-se sômente:

$$V_{ef} \simeq V_{bx}^N(\vec{r}_{bx}) \quad (36)$$

O fato de não se considerar a parte coulombiana da interação, implica na obtenção de resultados diferentes entre as duas..



versões "pós" e "prior". Neste trabalho, os calculos DWBA foram realizados com o programa SATURN-MARS I (Ta 74), o qual leva em conta a parte coulombiana da interação. O termo  $V_{bx}^C$  introduzido corresponde ao potencial de uma distribuição de carga esférica:

$$V_{bx}^C(r) = \begin{cases} \frac{z_x z_b e^2}{2 R_C} \left( 3 - \frac{r^2}{R_C^2} \right) & r < R_C \\ \frac{z_x z_b e^2}{r} & r > R_C \end{cases} \quad (37)$$

B. Calculo da amplitude de transição

Considere-se então o caso de uma reação de stripping de  $\underline{x}$  nucleons, e que se trabalha na representação "pós":

Na aproximação (36), o elemento matricial pode ser decomposto no produto:

$$\langle \Phi_B \Phi_B | V_{bx}^N(\bar{r}_{bx}) | \Phi_A \Phi_A \rangle = \int \langle \Phi_B | \Phi_A \rangle \langle \Phi_b | V_{bx}^N(\bar{r}_{bx}) | \Phi_a \rangle d\bar{\sigma}_x \quad (38)$$

No cálculo de cada um dos fatores da expressão (38) usa-se o método dos coeficientes de parentesco (c.f.p.) nas expansões:

- . da função de onda do nucleo  $\underline{B}$  ( $\Phi_B$ ) em termos das autofunções do nucleo alvo  $\underline{A}$  ( $\Phi_A$ ) mais o cluster  $\underline{x}$ ;
- . da função de onda do projétil  $\underline{a}$  ( $\Phi_a$ ) em termos das autofunções do nucleo  $\underline{b}$  ( $\Phi_b$ ) mais o cluster  $\underline{x}$ .

A função de onda do nucleo  $\underline{B}$  é então expressa por:

$$\begin{aligned} \Phi_{J_B M_B}(\bar{\xi}_A, \bar{\sigma}_x, \bar{r}_{xA}) &= \sum_{J_P M_P} c_1 (J_B J_A I_x \alpha_x j l_1 n_1) \quad (39) \\ &\cdot \langle J_P M_P j m_j / J_B M_B \rangle \Phi_{J_P M_P}(\bar{\xi}_A) \left\{ \Psi_{I_x \alpha_x}(\bar{\sigma}_x) \otimes \phi_{l_1}^{n_1}(\bar{r}_{xA}) \right\}_{jm} \\ &= \sum_{j m_j} c_1 \langle J_A M_A j m_j / J_B M_B \rangle \Phi_{J_A M_A}(\bar{\xi}_A) \left\{ \dots \right\}_{jm_j} \end{aligned}$$

resultando:

$$\langle \Phi_B | \Phi_A \rangle = \int d\bar{j} \Phi_{J_B M_B}^* (\bar{j}_A, \bar{\sigma}_x, \bar{r}_{xA}) \Phi_{J_A M_A} (\bar{j}_A) \quad (40)$$

$$= \sum_{j m_j} c_1 \langle J_A M_A j m_j / J_B M_B \rangle \left\{ \dots \dots \dots \right\}_{j m_j}$$

com:

$$\left\{ \Psi_{I_x \alpha_x} \otimes \phi_{l_1}^{n_1} \right\}_{j m_j} = \sum_{\mu_1, \mu_x} \langle l_1 \mu_1 I_x \mu_x / j m_j \rangle \Psi_{I_x \mu_x} (\bar{\sigma}_x) \phi_{l_1 \mu_1}^{n_1} (\bar{r}_{xA})$$

De modo semelhante, decompondo a função de onda do núcleo a obtem-se:

$$\phi_{S_a M_a} = \sum_{s m_s} c_2 (S_a S_b I_x \alpha_x s n_2 l_2) \langle S_b M_b s m_s / S_a M_a \rangle \cdot \phi_{S_b M_b} (\bar{j}_b) \left\{ \Psi_{I_x \alpha_x} (\bar{\sigma}_x) \otimes \phi_{l_2}^{n_2} (\bar{r}_{xb}) \right\}_{s m_s} \quad (41)$$

e:

$$\langle \phi_b | v_{bx} (\bar{r}_{bx}) | \phi_a \rangle = \sum_{s m_s} c_2 \langle S_b M_b s m_s / S_a M_a \rangle \cdot \left\{ \Psi_{I_x \alpha_x} (\bar{\sigma}_x) \otimes \phi_{l_2}^{n_2} (\bar{r}_{xb}) \right\}_{s m_s} \quad (42)$$

onde:  $J_A, J_B, S_a$  e  $S_b$  são os spins dos respectivos núcleos

$\Psi_{I_x \alpha_x} (\bar{\sigma}_x)$  representa a função de onda intrínseca do cluster x, sendo  $I_x, \alpha_x$  e  $\bar{\sigma}_x$  o spin intrínseco, os restantes números quânticos e as coordenadas internas do cluster, respectivamente;

$\phi_{l_1}^{n_1} (\bar{r}_{xA})$  e  $\phi_{l_2}^{n_2} (\bar{r}_{xb})$  representam as funções de onda que descrevem o movimento relativo de x em relação aos caroços A e b, respectivamente;  $l_1$  ( $l_2$ ) é o momento angular orbital do cluster em relação ao caroço A (b), enquanto  $n_1$  ( $n_2$ ) representa o número de nodos na parte radial da função de onda  $u_{l_1 n_1} (r_{xA})$  ( $u_{l_2 n_2} (r_{xb})$ );



$C_1$  e  $C_2$  são as amplitudes espectroscópicas que dependem do modelo escolhido para descrever os núcleos (A,B) e (a,b).

A estrutura dos "caroços"  $\underline{b}$  e  $\underline{A}$  é considerada inalterada (caroços inertes), i.é., somente contribuem os estados fundamentais de  $\underline{b}$  e  $\underline{A}$ :  $\phi_b(\vec{\xi}_b)$  e  $\Phi_A(\vec{\xi}_A)$ .

Introduzindo (40) e (42) em (38), e admitindo que a estrutura interna do "cluster" não é modificada pela transferência, obtem-se:

$$\begin{aligned} \langle J_B M_B S_b M_b | V | J_A M_A S_a M_a \rangle &= \sum_{j l s} \langle J_A M_A j m_j / J_B M_B \rangle \\ &\cdot \langle S_b M_b s m_s / S_a M_a \rangle \langle l m_l s m_s / j m_j \rangle \\ &\cdot \left| \begin{array}{c} \sum_{\substack{l_1 n_1 \\ l_2 n_2}}^{n_1 l_1 n_2 l_2} A_{l s j} \\ f_{l m_l} \end{array} \begin{array}{c} n_1 l_1 n_2 l_2 \\ f_{l m_l} \end{array} \left( \vec{r}_{xb}, \vec{r}_{xA} \right) \right| \quad (43.1) \end{aligned}$$

onde o "fator de estrutura"  $A_{l s j}$  e o "fator dinâmico"  $f_{l m_l}$  são dados por:

$$\begin{aligned} A_{l s j}^{n_1 l_1 n_2 l_2} &= C_1 C_2 W( l_1 j l_2 s / I_x l ) \\ f_{l m_l}^{n_1 l_1 n_2 l_2} \left( \vec{r}_{xA}, \vec{r}_{xb} \right) &= \sum_{\mu_1 \mu_2} \phi_{l_1 \mu_1}^{n_1}(\vec{r}_{xA}) V(\vec{r}_{xb}) \phi_{l_2 \mu_2}^{n_2}(\vec{r}_{xb}) \\ &\cdot \langle l_1 \mu_1 l_2 \mu_2 / l m_l \rangle \end{aligned} \quad (43.2)$$

As equações (43.1) e (43.2) mostram que os fatores espectroscópicos  $S_1$  e  $S_2$  (seq. III.2.2) extraídos da experiência por comparação dos resultados experimentais e cálculos, dependem das funções de onda de estado ligado  $\phi_{l_1 \mu_1}^{n_1}(\vec{r}_{xA})$  e ...  $\phi_{l_2 \mu_2}^{n_2}(\vec{r}_{xb})$  escolhidas para a análise, i.é., do modelo usado para descrever os núcleos  $\underline{A}$  e  $\underline{b}$ . Nos cálculos, o potencial  $V(\vec{r}_{xb})$  é aproximado por um potencial fenomenológico que repro-

duz a energia de ligação do "cluster" transferido nos núcleos a e B.

Introduzindo a expansão em ondas parciais das funções de onda distorcidas, a amplitude de transição (32) tem por expressão:

$$T_{M_A M_a M_B M_b}^{DW} = \frac{4\pi}{K_{aA} K_{bB}} \sum_{jls} \langle J_A M_A j m_j / J_B M_B \rangle \langle S_b M_b s m_s / S_a M_a \rangle \langle 1 m_1 s m_s / j m_j \rangle \sum_{\substack{L_a L_b \\ m_{L_a} m_{L_b}}}^{L_b + m_{L_b}} (-)^{L_a + L_b} \hat{L}_a \hat{L}_b \cdot \langle L_a 0 L_b m_1 / 1 m_1 \rangle \left[ \frac{(L_b - m_1)!}{(L_b + m_1)!} \right]^{1/2} P_{L_b m_{L_b}}(\theta) I_{L_a L_b}^{jls, AaBb}$$

(44)

onde:  $\hat{L}_a = (2L_a + 1)^{1/2}$

$$I_{L_a L_b}^{jls; AaBa} = \frac{1}{2l + 1} \sum_{m_1} J \left( \frac{d\bar{r}_{aA} d\bar{r}_{bB}}{r_{aA} r_{bB}} \left[ \sum_{\substack{n_1 l_1 \\ n_2 l_2}}^{jls; AaBb} d_{n_1 l_1 n_2 l_2} \cdot f_{1m_1}^{n_1 l_1 n_2 l_2}(\bar{r}_{xA}, \bar{r}_{xB}) \right] \chi_{L_b}(K_{bB}, r_{bB}) \chi_{L_a}(K_{aA}, r_{aA}) \left\{ Y_{L_a}(\hat{r}_{aA}) Y_{L_b}(\hat{r}_{bB}) \right\}_{1m_1} \right)$$

(45)

### C. Seção de choque diferencial

Para uma reação  $A(a,b)B$ , a seção de choque diferencial DWBA para projeteis e alvos não polarizados, é dada por:

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega}_{DW} = \frac{\mu_{aA} \mu_{bB}}{(2\pi \hbar^2)^2} \frac{K_{bB}}{K_{aA}} \frac{1}{(2J_A + 1)(2S_A + 1)} \sum_{\substack{M_A M_a \\ M_B M_b}} \left| T_{M_A M_a M_B M_b}^{DW}(\theta) \right|^2$$

(46)

onde  $\mu_{aA}$  e  $\mu_{bB}$  representam as massas reduzidas nos canais de entrada e saída,  $K_{aA}$  e  $K_{bB}$  os números de onda nesses canais,  $J_A$



e  $S_a$  os momentos angulares totais dos nucleos alvo  $A$  e projétil  $a$  e  $M_i$  representa os estados magnéticos do núcleo  $i$ .

Introduzindo a expressão (44) da amplitude de transição em (46), obtem-se:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega}_{DW} &= \frac{\mu_{aA} \mu_{bB}}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{K_{bB}}{K_{aA}} \frac{2J_B + 1}{2J_A + 1} \left| \left( \frac{4\pi}{K_{aA} K_{bB}} \right) \right. & (47) \\ & \sum_{jls} \sum_{m_{L_b}} \left( \sum_{L_b; L_a = L_b - 1}^{L_b + 1} \hat{L}_a \hat{L}_b \langle L_a \ 0 \ L_b \ m_1 / l \ m_l \rangle \right. \\ & \left. (-)^{L_b + m_{L_b}} \left[ \frac{(L_b - m_{L_b})!}{(L_b + m_{L_b})!} \right] P_{L_b m_{L_b}}(\theta) I_{L_a L_b}^{jls; AaBb} \right|^2 \\ & = \frac{\mu_{aA} \mu_{bB}}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{K_{bB}}{K_{aA}} \frac{2J_B + 1}{2J_A + 1} \sum_{jls} \left| \sum_{m_{L_b}} \left( \beta_{L_b}^{lm_1}(\theta) P_{L_b m_1}(\theta) \right) \right|^2 \end{aligned}$$

onde:

$$\begin{aligned} \left( \beta_{L_b}^{lm_1}(\theta) \right) &= \frac{4\pi}{K_{aA} K_{bB}} \sum_{L_a = |L_b - 1|}^{L_b + 1} \hat{L}_a \hat{L}_b (-)^{L_b + m_{L_b}} \langle L_a \ 0 \ L_b \ m_{L_b} / l \ m_l \rangle \\ & \cdot I_{L_a L_b}^{jls; AaBb} & (48) \end{aligned}$$

é chamado de amplitude parcial de reação, sendo  $L_a$  e  $L_b$  as ondas parciais.

D. Calculo do fator  $I_{L_a L_b}^{jls}$

O problema consiste então no calculo da integral a seis dimensões que ocorre no fator  $I_{L_a L_b}^{jls}$  (45). Se esta integral é avaliada exatamente sem se introduzir qualquer aproximação, está-se efetuando o chamado calculo de alcance finito exato (EFR), o qual leva em conta os efeitos de alcance finito e de recuo.

Uma aproximação comum, consiste em desprezar os chamados termos de recuo - aproximação de não-recuo - que consi-

dera a massa do "cluster" transferido desprezível em comparação com a dos "caroços"  $\underline{A}$  e  $\underline{b}$  ( $M_x, M_A, M_b$ ). Assim, a importância de um calculo EFR deve aumentar à medida que o numero de nucleons transferidos aumenta. A aproximação de não-recuo (NR) leva em conta os efeitos de alcance finito na integração do fator de forma, podendo-se considerar a aproximação de alcance nulo (ZR) como caso limite.

Calculo EFR

A mudança de variáveis:.

$$\begin{cases} \bar{r}_{xA} = \frac{aB}{xT} \bar{r}_{aA} - \frac{bB}{xT} \bar{r}_{bB} \\ \bar{r}_{xb} = \frac{aA}{xT} \bar{r}_{aA} - \frac{aB}{xT} \bar{r}_{bB} \end{cases} \quad (49)$$

$$T = a + A = b + B$$

$M_i = i$  é a massa do nucleo  $i$ .

permite reescrever a expressão (45) do fator  $I_{L_a L_b}^{jls}$  em função das variáveis  $\bar{r}_{aA}$  e  $\bar{r}_{bB}$  :

$$I_{L_a L_b}^{jls; AaBb} \text{ (EFR)} = J_{\text{EFR}} \int \int dr_{bB} dr_{aA} r_{bB} r_{aA} \chi_{L_b}^{(-)}(K_{bB}, r_{bB}) F_{L_a L_b}^{jls; AaBb}(r_{aA}, r_{bB}) \chi_{L_a}^{(+)}(K_{aA}, r_{bB}) \quad (50)$$

onde:

$$J_{\text{EFR}} = \left( \frac{a B}{x T} \right)^3 \quad T = a + A = b + B$$

então uma vez calculado o chamado fator de forma  $F_{L_a L_b}^{jls; AaBb}$ , em cuja expressão entra o fator de estrutura  $d_{n_1 l_1 n_2 l_2}^{jls}$ , é efetuada a integral a seis dimensões.



### III.2.2 FATORES ESPECTROSCÓPICOS

Os fatores espectroscópicos são definidos como a probabilidade de se achar uma determinada configuração ....

$[(A-x), x]$  num estado de um núcleo de  $A$  nucleons.

#### A. Transferência de um nucleon

Numa reação de transferência de um nucleon, os fatores espectroscópicos do nucleon nos núcleos residual e projétil são definidos por:

$$S_1 = N_1^{lj} C_1^2 \quad S_2 = N_2^{l'j'} C_2^2$$

onde  $C_1$  e  $C_2$  são as amplitudes espectroscópicas nas equações (39) e (41) e  $N_1^{lj}$  e  $N_2^{l'j'}$  representam o número de nucleons ( $lj$ ) no núcleo residual e ( $l'j'$ ) no projétil.

A relação entre as seções de choque experimental e teórica é expressa por:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{exp} = N S_1 S_2 \sum_{l_t} \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{DW} \quad (51)$$

$N$  é o fator de normalização entre as seções de choque DWBA e experimental;  $S_1$  e  $S_2$  são os fatores espectroscópicos do nucleon transferido no projétil e núcleo residual, respectivamente;  $l_t$  são os valores do momento angular transferido numa determinada transição.

#### B. Transferência de varios nucleons

No caso de uma reação de stripping de dois nucleons, expande-se a função de onda do núcleo  $B$  nas funções de onda do "caroço"  $A$  e do "cluster"  $2n$ :

$$\Phi_{J_B M_B}^{(B)} = \sum_{J_P M_P} B(j_1 j_2; J) \langle J_P M_P J M_J / J_B M_B \rangle \Phi_{J_P M_P}^{(A)} \Psi_{J M_J}^{j_1 j_2}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \quad (52)$$

onde  $\Psi_{JM_J}^{j_1 j_2}(\bar{r}_1, \bar{r}_2)$  representa a função de onda do "cluster"  $2n$ . Se se considerar que os dois nucleons transferidos ocupam as orbitas  $(l_1 j_1)$  e  $(l_2 j_2)$ , a sua expressão no acoplamento  $j-j$  é dada por:

$$\Psi_{JM_J}^{j_1 j_2}(\bar{r}_1, \bar{r}_2) = \left| (l_1, l/2)_{j_1}, (l_2, l/2)_{j_2}; JM_J \right\rangle = \left\{ \Phi_{n_1 l_1 j_1}(\bar{r}_1) \otimes \Phi_{n_2 l_2 j_2}(\bar{r}_2) \right\}_{JM_J} \quad (53)$$

resultando:

$$\langle \Phi_B | \Phi_A \rangle = \sum_{J j_1 j_2} B_{n_1 l_1 j_1, n_2 l_2 j_2}^{J_A J_B J} (j_1 j_2; J) \langle J_A M_A J M_J / J_B M_B \rangle \left\{ \Phi_{n_1 l_1 j_1}(\bar{r}_1) \otimes \Phi_{n_2 l_2 j_2}(\bar{r}_2) \right\}_{JM_J} \quad (54)$$

Analogamente, para o sistema projétil-ejetil:

$$\langle \phi_b | \phi_a \rangle = \sum_{J' j_3 j_4} B_{n_3 l_3 j_3, n_4 l_4 j_4}^{S_a S_b S} (j_3 j_4; J') \langle S_b M_b J' M_J' / S_a M_a \rangle \left\{ \Phi_{n_3 l_3 j_3}(\bar{r}'_1) \otimes \Phi_{n_4 l_4 j_4}(\bar{r}'_2) \right\}_{J' M_J'} \quad (55)$$

onde:  $(\bar{r}_1, \bar{r}_2)$  e  $(\bar{r}'_1, \bar{r}'_2)$  são as coordenadas dos dois nucleons em relação aos "caroços"  $\underline{A}$  e  $\underline{b}$ , respectivamente;  $B_{j_1 j_2; J}$  e  $B_{j_3 j_4; J'}$  são as amplitudes espectroscópicas que descrevem a separação do núcleo  $\underline{B}(J_B M_B)$  num caroço  $\underline{A}(J_A M_A)$ ... mais dois nucleons  $(n_1 l_1 j_1)$  e  $(n_2 l_2 j_2)$  acoplados a  $(J M_J)$ , e a separação do núcleo  $\underline{a}(S_a M_a)$  em  $\underline{b}(S_b M_b)$  mais dois nucleons  $(n_3 l_3 j_3)$  e  $(n_4 l_4 j_4)$  acoplados a  $(J' M_J')$ . Pelas equações de definição vê-se que estas amplitudes dependem do modelo escolhido para descrever as funções de onda dos núcleos  $A, B, a$  e  $b$ .

$(\gamma_1, \gamma_2)$  e  $(\gamma_3, \gamma_4)$  representam as configurações  $[(n_1 l_1 j_1), (n_2 l_2 j_2)]$  e  $[(n_3 l_3 j_3), (n_4 l_4 j_4)]$  dos nucleons, respectivamente.



Para calcular a interação efetiva  $\langle B b | V | A a \rangle$ , é necessário efetuar a transformação de Talmi-Moshinsky que separa o movimento dos nucleons do "cluster" em movimento do centro de massa e movimento relativo. Esta transformação baseia-se na propriedade do oscilador harmônico: a hamiltoneana de duas partículas de massa igual  $m$  num potencial harmônico desdobra-se em duas partes: uma que descreve o movimento do centro de massa ( $M = 2m$ ) e uma outra que descreve o movimento relativo ( $\mu = m/2$ ).

Em primeiro lugar substituem-se as funções de onda  $\Psi_{J M_J}^{j_1 j_2}(\bar{r}_1, \bar{r}_2)$  e  $\Psi_{J' M_J'}^{j_3 j_4}(\bar{r}_1', \bar{r}_2')$  expressas no acoplamento j-j pelas suas expressões no acoplamento L-S. Assim, para a função

de onda:

$$\Psi_{J M_J}^{j_1 j_2}(\bar{r}_1, \bar{r}_2) = \sum_{L S} \begin{bmatrix} l_1 & 1/2 & j_1 \\ l_2 & 1/2 & j_2 \\ L & S & J \end{bmatrix} \Psi_{J M_J}^{LS}(\bar{r}_1, \bar{r}_2) \quad (56)$$

onde  $\begin{bmatrix} \dots \end{bmatrix}$  permitem a passagem da representação j-j à representação L-S, e estão ligados aos coeficientes  $9j \left\{ \dots \right\}$ , por:

$$\begin{bmatrix} l_1 & 1/2 & j_1 \\ l_2 & 1/2 & j_2 \\ L & S & J \end{bmatrix} = \hat{S} \hat{L} \hat{j}_1 \hat{j}_2 \begin{Bmatrix} l_1 & 1/2 & j_1 \\ l_2 & 1/2 & j_2 \\ L & S & J \end{Bmatrix}$$

e:

$$\hat{S} = (2S + 1)^{1/2}$$

$$\begin{aligned} \Psi_{J M_J}^{LS}(\bar{r}_1, \bar{r}_2) &= \left| (l_1 l_2)_L, (1/2 \ 1/2)_S; J M_J \right\rangle = \\ &= \left\{ \phi_{n_1 l_1}(\bar{r}_1) \otimes \phi_{n_2 l_2}(\bar{r}_2) \right\}_{J M_J}^{LS} \end{aligned}$$

Efetuando-se então a transformação de Talmi-

Moshinsky:

$$\begin{aligned} \Psi_{J M_J}^{LS}(\bar{r}_1, \bar{r}_2) &= \sum_{\substack{\nu \lambda \\ N \Lambda}} \langle \nu \lambda, N \Lambda / n_1 l_1 n_2 l_2 \rangle \\ &\cdot \left\{ \phi_{\nu \lambda}(\bar{r}) \otimes \phi_{N \Lambda}(\bar{R}) \right\}_{J M_J}^{LS} \end{aligned} \quad (57)$$

onde:  $\bar{r} = \bar{r}_1 - \bar{r}_2$  são as coordenadas relativas do cluster em  $\underline{B}$  ;

$\bar{R} = \frac{\bar{r}_1 + \bar{r}_2}{2}$  são as coordenadas centro de massa do cluster  
ter em  $\underline{B}$  ;

$\phi_{\mathcal{D}\lambda}(\bar{r})$ ,  $\phi_{N\Lambda}(\bar{R})$  são as funções de onda associadas aos mo-  
vimentos relativo e do centro de massa, cara-

terizadas pelos numeros quanticos  $(n\lambda)$  e  $(N\Lambda)$ , respectivamente;

$(LJ)$  e  $(L'J')$  são os momentos angulares orbital e total do  
cluster nos nucleos  $\underline{B}$  e  $\underline{a}$ , respectivamente;

$\langle \mathcal{D} \lambda N \Lambda / n_1 l_1 n_2 l_2 \rangle$  são os coeficientes de Talmi-Moshinsky.

ou ainda:

$$\Psi_{JM_J}^{j_1 j_2}(\bar{r}_1, \bar{r}_2) = \sum_{L S} \begin{bmatrix} l_1 & 1/2 & j_1 \\ l_2 & 1/2 & j_2 \\ L & S & J \end{bmatrix} \sum_{\substack{\mathcal{D}\lambda \\ N\Lambda}} \langle \mathcal{D} \lambda, N\Lambda / n_1 l_1 n_2 l_2 \rangle \cdot \left\{ \phi_{\mathcal{D}\lambda}(\bar{r}) \otimes \phi_{N\Lambda}(\bar{R}) \right\}_{JM_J}^{LS} \quad (58)$$

Os coeficientes de T-M. impõem as seguintes regras

de seleção:

i) conservação de momento angular:

$$\bar{L} = \bar{l}_1 + \bar{l}_2 = \bar{\lambda} + \bar{\Lambda} \quad (59.1)$$

ii) conservação de paridade:

$$(-)^{l_1 + l_2} = (-)^{\lambda + \Lambda} \quad (59.2)$$

iii) conservação de energia (i.é., do numero de quantos de  
energia  $\hbar\omega$ ):

$$2\mathcal{D} + \lambda + 2N + \Lambda = 2n_1 + l_1 + 2n_2 + l_2 = \mathcal{N} \quad (59.3)$$

$(n_i l_i)$  são os numeros quanticos caracterizando as orbitas indivi-  
duais no modelo de camadas, dos nucleons no projétil ou nu-  
cleo residual.



Em geral, para simplificação dos cálculos assume-se que o par de nucleons é transferido com movimento relativo  $0s$  ( $\bar{D} = \lambda = 0, \bar{D}' = \lambda' = 0$ ). Além disso, também se considera que a estrutura do cluster não é modificada pela transferência. Neste caso, a seção de choque diferencial tem por expressão:

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega}_{DW} \propto \sum_{\substack{l \ m \\ J \ J'}} \left| \sum_{\substack{\gamma_1 \ \gamma_2 \ N L \\ \gamma_3 \ \gamma_4 \ N' L'}} \langle 00, N L / n_1 \ l_1 \ n_2 \ l_2 \rangle \right. \quad (60)$$

$$\cdot \langle 00, N' L' / n_3 \ l_3 \ n_4 \ l_4 \rangle \begin{pmatrix} J_A & J_B \\ B & \gamma_1 \ \gamma_2 \end{pmatrix} \begin{bmatrix} l_1 & 1/2 & j_1 \\ l_2 & 1/2 & j_2 \\ L & S & J \end{bmatrix}$$

$$\cdot \begin{pmatrix} S_a & S_b \\ B & \gamma_3 \ \gamma_4 \end{pmatrix} \begin{bmatrix} l_3 & 1/2 & j_3 \\ l_4 & 1/2 & j_4 \\ L' & S & J' \end{bmatrix} \langle T_A \ \tau_A \ T \ \tau / T_B \ \tau_B \rangle$$

$$\cdot \langle T_b \ \tau_b \ T \ \tau / T_a \ \tau_a \rangle (2l+1) W(L J, L' J'; S \ 1) \left| \beta_{l m_1}(\theta) \right|^2$$

Esta expressão pode ainda ser simplificada no caso em que, as misturas de configurações no projétil e no núcleo residual sejam tais que só façam intervir em cada um deles uma única camada (e.g.: 2s1d). Então só existe um estado ( $N \Lambda$ ) e um estado ( $N' \Lambda'$ ) quando o alvo e o projétil têm spin nulo, resultando:

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega}_{DW} = \frac{\mu_{aA} \mu_{bB}}{(2\pi \hbar^2)^2} \frac{K_{bB}}{K_{aA}} \frac{2 J_B + 1}{2 J_A + 1} \begin{pmatrix} 2 \\ C_{ab} \ S_{ab} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 2 \\ C_{AB} \ S_{AB} \end{pmatrix}$$

$$\sum_l (2l+1) W^2(L J, L' J'; S \ 1) \sum_{m_1} \left| \beta_{l m_1}(\theta) \right|^2 \quad (61)$$

onde os fatores espectroscópicos  $S_{ab}$  e  $S_{AB}$  têm as seguintes expressões:

$$S_{ab} = \left( \frac{a}{b} \right)^{2 N' + L'} \left| \sum_{\gamma_3 \ \gamma_4} \langle 00 \ N' \ L' / n_3 \ l_3 \ n_4 \ l_4 \rangle \right. \begin{bmatrix} l_3 & 1/2 & j_3 \\ l_4 & 1/2 & j_4 \\ L & S & J' \end{bmatrix}$$

$$\left\langle \phi_a / \phi_b \phi_{J'M'_J}^{j_3 j_4} \right\rangle K(j_3 j_4) \quad (62)$$

e:

$$S_{AB} = \left( \frac{B}{A} \right)^{2N+L} \left| \sum_{\gamma_1 \gamma_2} \langle 00 N L / n_1 l_1 n_2 l_2 \rangle \right. \left. \begin{matrix} l_1 & l_2 & j_1 \\ L & S & J \end{matrix} \right|$$

$$\left\langle \phi_B / \phi_A \phi_{JM}^{j_1 j_2} \right\rangle K(j_1 j_2) \quad (63)$$

onde os somatório nas expressões de  $S_{ab}$  e  $S_{AB}$  são sobre as configurações  $[(n_3 l_3 j_3), (n_4 l_4 j_4)]$  e  $[(n_1 l_1 j_1), (n_2 l_2 j_2)]$ , respectivamente.

$\langle \phi_B / \phi_A \phi_{JM}^{j_1 j_2} \rangle$  representa o coeficiente de parentesco fracional (c.f.p.) para o sistema nucleos alvo-residual, e  $K(j_1, j_2)$  são os coeficientes de expansão para as diferentes orbitas dos nucleons transferidos.

### III.3 REAÇÕES DE TRANSFERÊNCIA DE MULTIPLA ETAPA

A importância de processos de multipla etapa na descrição de reações de transferência induzidas por ions pesados, tem sido verificada na transferência de um nucleon (Pe 78) e de vários nucleons (Le 77, Me 77<sub>2</sub>).

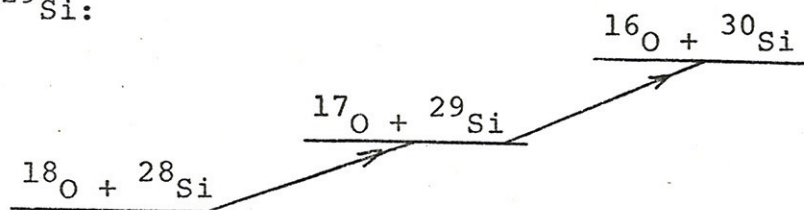
Pode-se distinguir dois tipos de processos de multipla etapa:

1) processos envolvendo excitação do nucleo alvo e/ou projtil antes da transferência, e excitação dos nucleos residual e/ou ejtil depois de ocorrer a transferência. As condições de observação de processos deste tipo são: i) os nucleos envolvidos na reação são de natureza coletiva, i.é, os seus niveis possuem parametros de deformação grandes; ii) os processos a uma etapa são desfavorecidos por razões cinemáticas (valor-Q da via



a um etapa muito diferente do valor  $-Q_{opt}$  ou por razões de estrutura nuclear (fator espectroscópico pequeno).

2) Processos de transferência sequencial de nucleons, nos quais a reação ocorre através de um canal de reação intermediário  $c + C$ . Assim, no caso da reação de stripping  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})$ , um processo de transferência sequencial pode ocorrer através do canal  $^{17}\text{O} + ^{29}\text{Si}$ :



Neste trabalho, calculos envolvendo processos de dupla etapa do tipo (1) foram realizados na análise da reação  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})^{30}\text{Si}$ , dada a natureza colectiva dos nucleos alvo e residual. Estes calculos foram efetuados através da aproximação de Born de  $\wedge$  canais acoplados (CCBA) (Ta 74<sub>1</sub>), cujo formalismo é uma generalização do método DWBA.

No caso de se considerar as excitações coletivas dos nucleos alvo e residual, os seguintes processos direto e indiretos são possíveis:

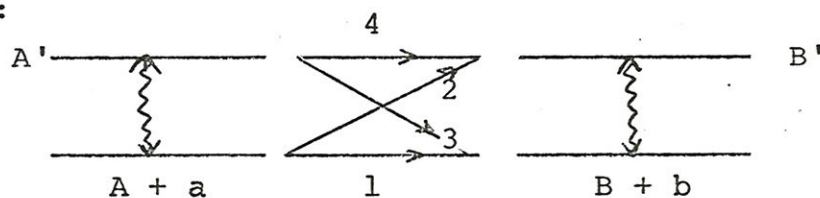


Fig. III.2

e a amplitude de transição CCBA pode-se escrever:

$$T_{Bb, Aa}^{CCBA} = \sum_{B' A'} \iint \chi_{B' b}^{(-)*}(\bar{k}_{Bb}, \bar{r}_{Bb}) \langle B' b | V | A' a \rangle \chi_{A' a}^{(+)}(\bar{k}_{Aa}, \bar{r}_{Aa}) d\bar{r}_{Aa} d\bar{r}_{Bb} \quad (64)$$

onde:  $A'$  e  $B'$  representam os vários estados dos nucleos alvo e residual envolvidos nos calculos;  $\chi_{A'a}^{(+)}$  e  $\chi_{B'b}^{(-)}$

são as ondas distorcidas de canais acoplados obtidas resolvendo o sistema de equações acopladas (25).

As amplitudes de reação das várias vias conduzindo a um determinado estado final do núcleo  $B$  se adicionam coerentemente, produzindo interferências construtivas ou destrutivas consoante o sinal das amplitudes das diferentes vias envolvidas. A forma das distribuições angulares depende do tipo de interferência. Como as vias indiretas envolvem transições inelásticas ocorrendo antes ou depois da transferência, a importância destas vias está relacionada com a grandeza dos parâmetros de deformação  $\beta$ . Assim, se estes forem pequenos somente a via direta contribuirá para a amplitude de transição, (64), que se reduz à amplitude de transição DWBA (32).



#### CAPITULO IV

##### RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Neste capitulo são apresentados os resultados experimentais obtidos no presente estudo do sistema  $^{28}\text{Si} + ^{18}\text{O}$ .

Estes resultados incluem:

- i) os espalhamentos elástico e inelástico envolvendo excitação do nucleo alvo  $^{28}\text{Si}$  e do projétil  $^{18}\text{O}$ ;
- ii) reações de transferência de um a quatro nucleons.

Nas reações de transferência estudadas, além das transições populando os estados dos nucleos residuais, também foram observadas transições associadas à excitação do ejetil e a excitações simultaneas dos nucleos residual e do ejetil.

IV.1 EFEITOS CINEMÁTICOS: AJUSTES DE VALOR-Q E MOMENTO

ANGULAR.

A energia incidente utilizada sendo pouco superior à barreira coulombiana ( $E_{CM} = 34 \text{ MeV}$ ,  $E_B = 24 \text{ MeV}$ ), o parâmetro de Sommerfeld é grande ( $\eta = \frac{z_i z_f e^2}{\hbar v} = \frac{b}{2\lambda}$ , sendo  $b$  a distância de mínima aproximação numa colisão frontal e  $\lambda$  o comprimento de onda dos ions) e logo  $\lambda$  pequeno, podendo-se considerar as trajetórias como coulombianas.

Classicamente uma reação é favorecida para uma trajetória não perturbada, i.é.:  $\theta_i \approx \theta_f \approx \theta_{\text{razante}}$  e  $b_i \approx b_f$ . Neste caso pode-se definir um valor  $Q_{\text{opt}}$  para uma dada reação como:

$$Q_{\text{opt}} = \left[ \frac{z_f z_f}{z_i z_i} - 1 \right] E_{CM}$$

Pela tabela IV.1 observa-se que o elevado desajuste de valor-Q explica não se observarem as seguintes reações:

- .  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{17}\text{N})$  e  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{19}\text{O})$  no grupo das transferências de um nucleon.
- .  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{C})$  e  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{20}\text{O})$  no grupo das transferências de dois nucleons.

O "yield" de uma reação nuclear é também favorecido se houver ajuste dos momentos angulares das trajetórias inicial e final, i.é., o yield é grande se o momento angular transferido  $L_t$  numa dada transição cumpre a condição de ajuste:

$$L_t = \Delta L = |L_o - L'_o|$$



TABELA IV.1

Reações nucleares induzidas no  $^{28}\text{Si}$  por  
ions  $^{18}\text{O}$  e ions leves.

Nº.de nucleons transferidos	Reação	$Q_{e.f.}$	$Q_{opt}$	Reação equiv <sup>te</sup> induzida por ions leves
1	* $(^{18}\text{O}, ^{17}\text{O})$	0.427	0.0	$(d,p)$
	$(^{18}\text{O}, ^{17}\text{N})$	-13.195	-2.13	$(^3\text{He}, d), (\alpha, t)$
	$(^{18}\text{O}, ^{19}\text{O})$	-13.220	0.0	$(p, d), (d, t), (^3\text{He}, \alpha)$
	$(^{18}\text{O}, ^{19}\text{F})$	-3.592	1.52	$(t, \alpha), (d, ^3\text{He})$
2	* $(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})$	6.894	0.0	$(t, p)$
	$(^{18}\text{O}, ^{16}\text{C})$	-21.901	-4.87	$(^3\text{He}, n)$
	* $(^{18}\text{O}, ^{20}\text{Ne})$	0.981	2.434	$(n, ^3\text{He})$
	$(^{18}\text{O}, ^{20}\text{O})$	-18.926	0.0	$(p, t)$
	$(^{18}\text{O}, ^{16}\text{N})$	-7.75	-2.13	$(^3\text{He}, p)$
3	$(^{18}\text{O}, ^{21}\text{Ne})$	-3,35	2.5	$(n, \alpha)$
	* $(^{18}\text{O}, ^{15}\text{N})$	2.06	-2.13	$(\alpha, p)$
	* $(^{18}\text{O}, ^{15}\text{O})$	-2.18	0.0	
4	* $(^{18}\text{O}, ^{22}\text{Ne})$	-0.32	2.5	
	$(^{18}\text{O}, ^{14}\text{C})$	0.72	-5.0	

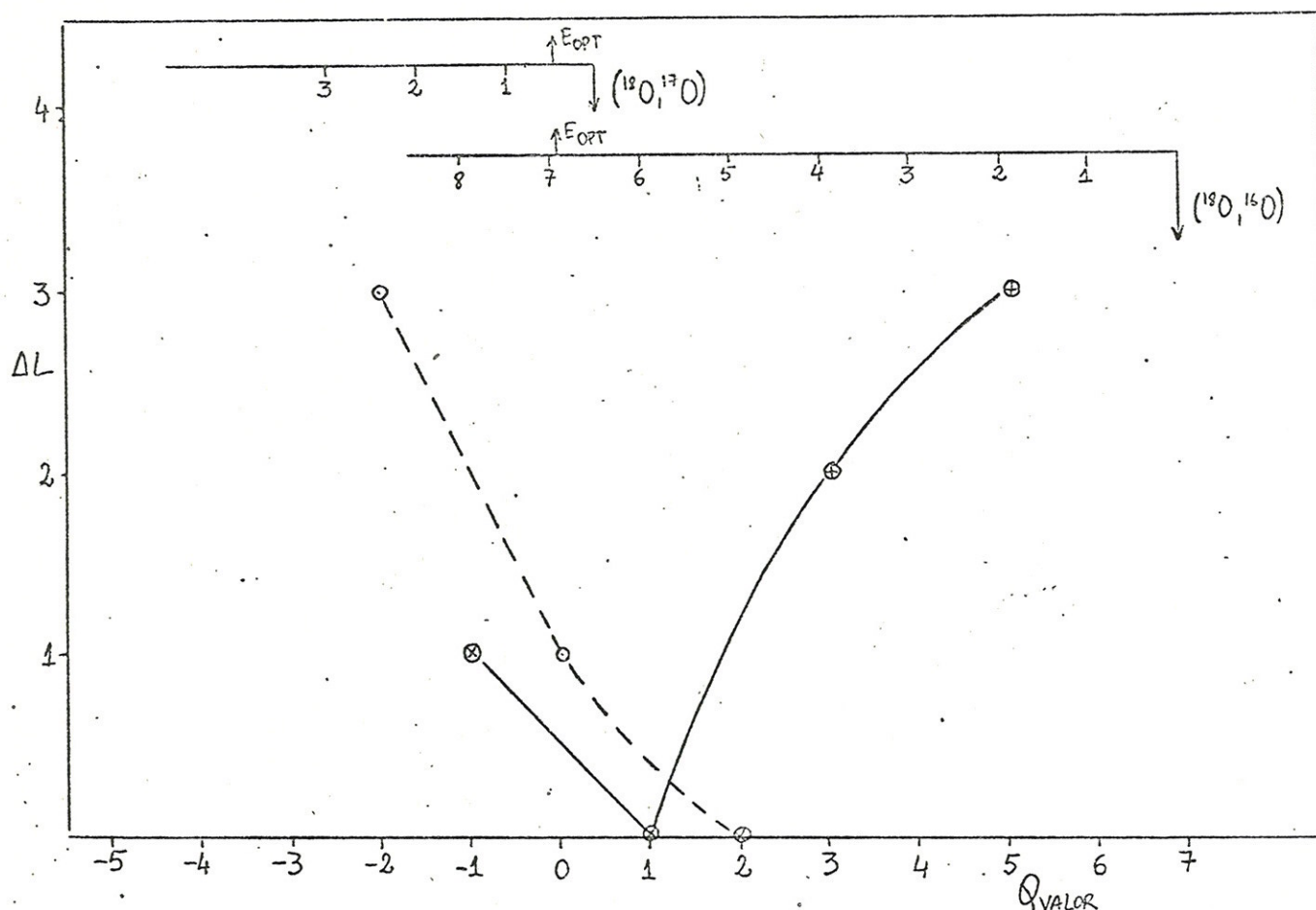


Fig . IV.1. Valores de  $\Delta L = |L_0 - L'_0|$  em função do valor-Q das transições  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{17}\text{O})$  e  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})$  para 56 MeV ( $E_{\text{LAB}}$ ) (ver texto).

onde  $L_0$  e  $L'_0$  são as ondas parciais nos canais de entrada e saída para as quais a amplitude da matriz S de espalhamento é 0.5. Para uma dada reação,  $\Delta L$  depende do valor-Q da transição. Na Fig. IV.1 mostra-se as curvas ( $\Delta L$  - valor-Q) para as reações  $(^{18}\text{O}, ^{17}\text{O})$  e  $(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})$  sobre o  $^{28}\text{Si}$ . Os valores de  $\Delta L$  foram obtidos através de calculos de modelo optico usando os correspondentes parametros da tabela V.1. Nesta figura, para cada reação estão indicados o valor  $Q_{\text{e.f.}}$  (valor-Q do estado fundamental), a região de energia de excitação observada experimentalmente e a energia de excitação associada às seções de choque elevadas:  $E_{\text{opt}} = Q_{\text{e.f.}} - Q_{\text{opt}}$ .

Os estados mais fortemente populados nas



várias reações de transferência estudadas possuem, em média, seções de choque com os valores mostradas na tabela abaixo. A tendência geral observada é uma diminuição das seções de choque com o aumento do número de núcleons transferidos. Entretanto, as reações de transferência de três núcleons mostram seções de choque consistentemente uma e, em alguns casos, duas ordens de grandeza inferiores às da transferência de quatro núcleons ( $^{18}\text{O}$ ,  $^{22}\text{Ne}$ ). Verifica-se ainda, que as seções de choque das reações de "stripping" e "pick-up" de dois núcleons são comparáveis.

TABELA IV.2

SECÇÕES DE CHOQUE

Reação	Núcleons Transferidos	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ ( $\mu\text{b/sr}$ )
( $^{18}\text{O}$ , $^{17}\text{O}$ )	- n	> 1000
( $^{18}\text{O}$ , $^{16}\text{O}$ )	- 2n	100 - 1000
( $^{18}\text{O}$ , $^{20}\text{Ne}$ )	+ 2p	100 - 1000
( $^{18}\text{O}$ , $^{15}\text{N}$ )	- p, - 2n	10 - 30
( $^{18}\text{O}$ , $^{15}\text{O}$ )	- 3n	1 - 10
( $^{18}\text{O}$ , $^{22}\text{Ne}$ )	+ 2p, + 2n	50 - 100

#### IV.2. ESPALHAMENTOS ELÁSTICO E INELÁSTICO

O espectro de energia dos íons  $^{18}\text{O}^{8+}$  obtido no estudo da reação  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{18}\text{O}^{8+})$  em  $\theta_{\text{LAB}} = 26^\circ$  é mostrado na figura IV.2. Os estados do núcleo  $^{28}\text{Si}$  populadados foram os membros da banda rotacional do estado fundamental:  $0^+$  (e.f.),  $2^+$  (1.78 MeV) e  $4^+$  (4.62 MeV) e o estado vibracional de octupôlo  $3^-$  (6.88 MeV).

O estado  $0^+$  à energia de excitação 4.98 MeV não foi observado nesta reação, embora tenha sido populadado no espalhamento inelástico de  $^{16}\text{O}$  em  $^{28}\text{Si}$  (Me 79).

Os grupos correspondentes ao primeiro estado excitado do  $^{18}\text{O}$  (1.98 MeV;  $2^+$ ) e à dupla excitação  $[^{28}\text{Si}(1.78 \text{ MeV}; 2^+) \otimes ^{18}\text{O}(1.98 \text{ MeV}; 2^+)]$  foram também observados.

Nas figuras V.1-2 são apresentadas as distribuições angulares elástica e inelásticas ( $^{18}\text{O}, ^{18}\text{O}'$ ), as quais foram medidas no intervalo angular  $5^\circ \leq \theta_{\text{LAB}} \leq 57^\circ$  em passos de  $1.5^\circ$ .

Os produtos de reação associados às reações  $^{16}\text{O}(^{18}\text{O}, ^{18}\text{O}^{8+})^{16}\text{O}_{\text{e.f.}}, 6.13'$ ,  $^{16}\text{O}(^{18}\text{O}, ^{18}\text{O}^{8+}_{1.98})^{16}\text{O}_{\text{e.f.}}, 6.13'$ ,  $^{12}\text{C}(^{18}\text{O}, ^{18}\text{O}^{8+})^{12}\text{C}_{\text{e.f.}}, 4.44$  e  $^{12}\text{C}(^{18}\text{O}, ^{18}\text{O}^{8+}_{1.98})^{12}\text{C}_{\text{e.f.}}, 4.44$  sobre impurezas no alvo são responsáveis pelo número restrito de pontos experimentais nas distribuições angulares dos estados  $4^+$  (4.62 MeV) e  $3^-$  (6.88 MeV).



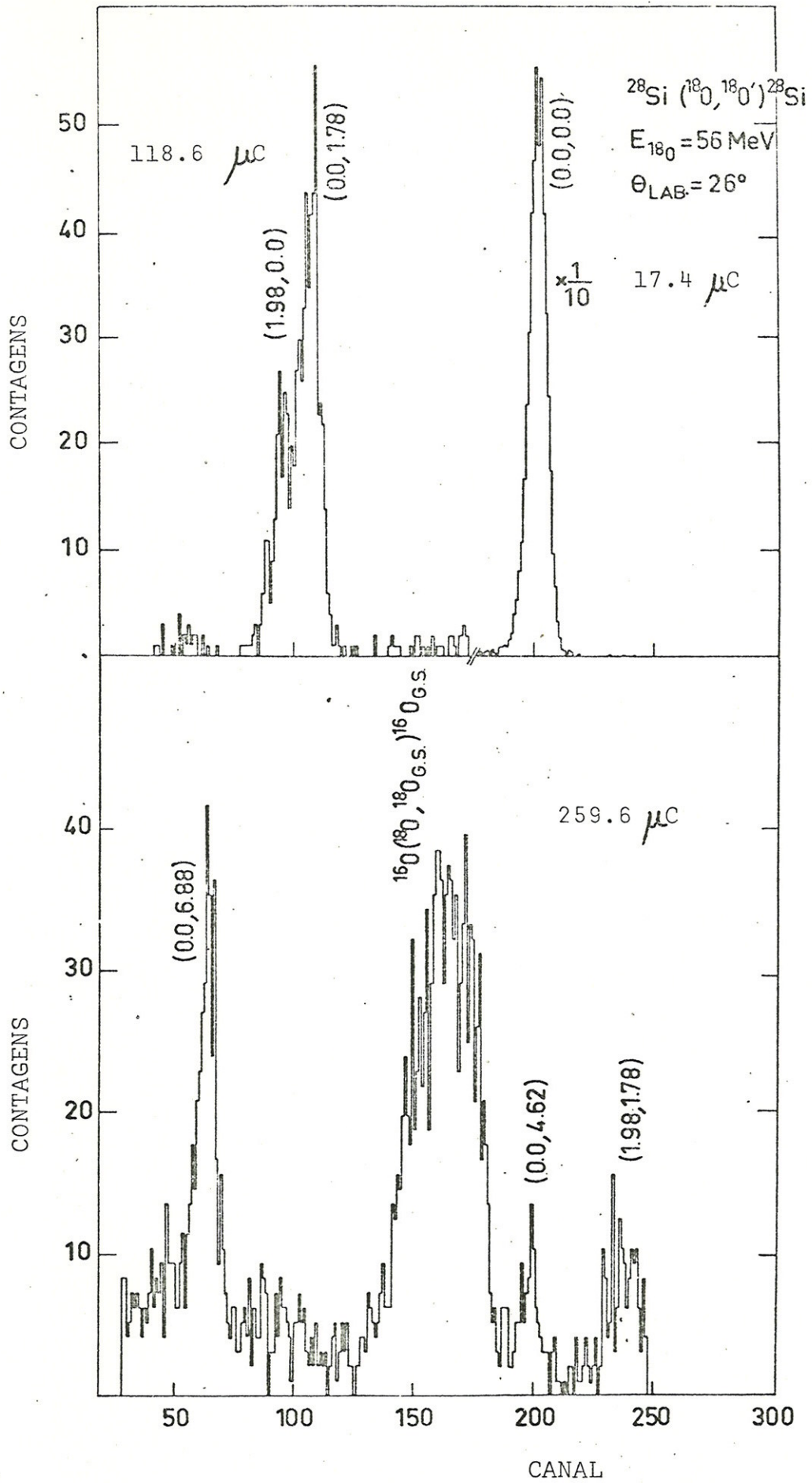


Fig.IV.2. Espectro de energia dos espalhamentos elástico e inelástico de  $^{18}\text{O}$  em  $^{28}\text{Si}$ .

### IV.3. REAÇÕES DE TRANSFERÊNCIA

#### IV.3.1. Transferência de um Núcleon

A Reação  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{17}\text{O})^{29}\text{Si}$

O espectro de energia da reação de stripping de um nêutron  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{17}\text{O}^{8+})^{29}\text{Si}$  medido em  $\theta_{\text{LAB}} = 18.5^\circ$  é mostrado na figura IV.3. Níveis até  $\approx 5$  MeV de energia de excitação foram populados, sendo que as transições mais fortes observadas estão associadas aos estados partícula de nêutron do núcleo  $^{29}\text{Si}$ : 0.0 MeV ( $1/2^+$ ), 1.27 MeV ( $3/2^+$ ), 3.62 MeV ( $7/2^+$ ) e 4.93 MeV ( $3/2^-$ ) e ao primeiro estado excitado do  $^{17}\text{O}$  a 0.87 MeV ( $1/2^+$ ) de energia de excitação.

Com a resolução em energia obtida de  $\approx 120$  keV (FWHM) não puderam ser resolvidos:

- i) o estado a 2.03 MeV ( $5/2^+$ ) do  $^{29}\text{Si}$  da dupla excitação [ $^{17}\text{O}(0.87 \text{ MeV}; 1/2^+) \otimes ^{29}\text{Si}(1.27 \text{ MeV}; 3/2^+)$ ] e
- ii) o estado a 3.07 MeV ( $5/2^+$ ) do  $^{29}\text{Si}$  da dupla excitação [ $^{17}\text{O}(0.87 \text{ MeV}; 1/2^+) \otimes ^{29}\text{Si}(2.03 \text{ MeV}; 5/2^+)$ ] e da excitação do estado do  $^{17}\text{O}$  a 3.05 MeV ( $1/2^-$ ) de energia de excitação.

A contribuição do estado 3.05 MeV do ejetil  $^{17}\text{O}$  na secção de choque deste último grupo deve ser importante atendendo à obtenção de secções de choque comparáveis para os estados 0.87 MeV e 3.05 MeV no estudo  $^{18}\text{O}(p,d)^{17}\text{O}$  (Pi 73).



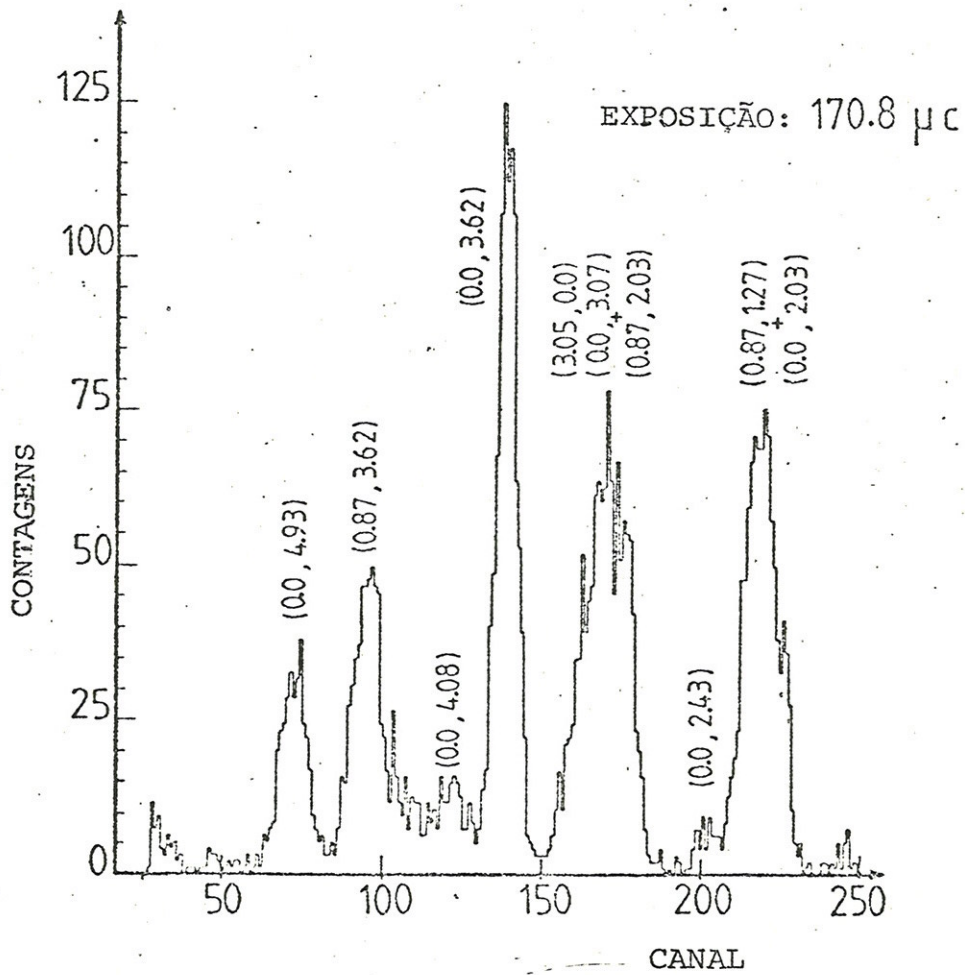
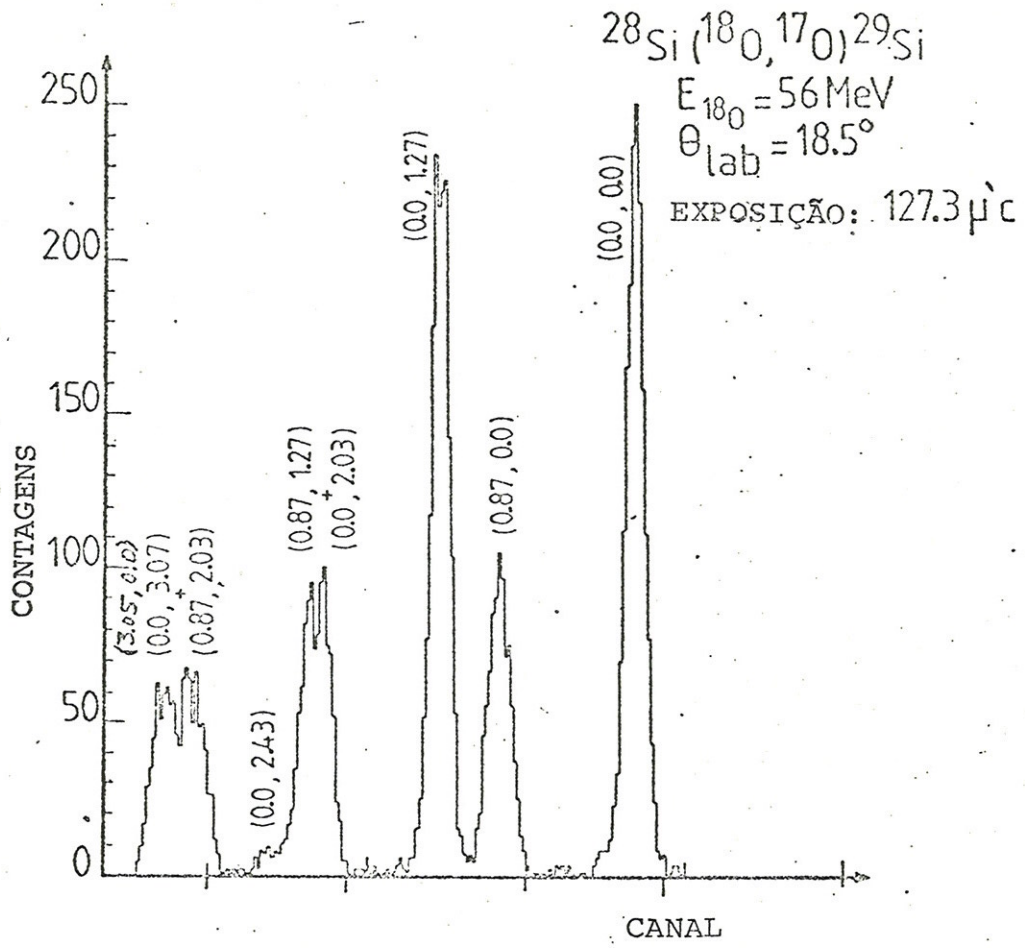


Fig.IV.3 Espectro de energia da reação  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{17}\text{O})^{29}\text{Si}$  em  $\theta_{\text{lab}} = 18.5^\circ$ .

No espectro podem ainda ser identificados um grupo associado à dupla excitação [ $^{17}\text{O}(0.87 \text{ MeV}; 1/2^+) \otimes ^{29}\text{Si}(3.62 \text{ MeV}; 7/2^-)$ ], e um grupo de fraca intensidade correspondente ao estado a 2.43 MeV ( $3/2^+$ ) do  $^{29}\text{Si}$ .

O grupo a  $\approx 4.0$  MeV de energia de excitação pode ser devido ao estado a 4.08 MeV ( $7/2^+$ ) do  $^{29}\text{Si}$  e/ou à dupla excitação [ $^{17}\text{O}(0.87 \text{ MeV}; 1/2^+) \otimes ^{29}\text{Si}(3.07 \text{ MeV}; 5/2^+)$ ]. No estudo ( $^{15}\text{N}, ^{14}\text{N}$ ) (Pe 78) a excitação do estado de 4.08 MeV tinha uma secção de choque muito baixa.

A figura IV.1 e a tabela IV.2, mostram que no caso da reação ( $^{18}\text{O}, ^{17}\text{O}$ ) para energias de excitação...  $Ex \lesssim 2$  MeV são favorecidos valores de momento angular transferido  $L_t$  baixos (0, 1, 2) que são os melhores ajustados e logo produzem a maior contribuição nas secções de choque. Da do o aumento contínuo em  $\Delta L$  com o valor  $Q$  para a reação ( $^{18}\text{O}, ^{17}\text{O}$ ), observa-se que para energias  $Ex > 2$  MeV são os valores  $L_t$  mais elevados ( $L_t = 3, \dots$ ) que produzem a maior contribuição. Assim para a transição ao estado 4.93 MeV,  $\Delta L > 4 \hbar$ , enquanto os valores  $L_t$  permitidos são 1, 2, 3 resultando num desajuste e logo numa secção de choque baixa. Para energias de excitação  $Ex > 4$  MeV, um ajuste de momentos angulares irá favorecer transições envolvendo valores  $L_t$  elevados e logo estados de alto spin.

Na tabela V.2, é feita a comparação dos resultados obtidos neste trabalho com os provenientes dos estudos (d,p) (El 72, Me 71), ( $^{18}\text{O}, ^{17}\text{O}$ ) (Pe 77), ( $^9\text{Be}, ^8\text{Be}$ ) (La 77, St 77) e ( $^{15}\text{N}, ^{14}\text{N}$ ) (Pe 78). Verifica-se que os  $n_{\bar{1}}$



veis identificados no presente trabalho são os populados nas reações citadas acima.

As distribuições angulares ( $^{18}\text{O}$ ,  $^{17}\text{O}$ ) medidas no intervalo angular  $5^\circ \lesssim \theta_{\text{LAB}} \lesssim 20^\circ$  têm forma de sino (Fig. V.5).

#### IV.3.2. Transferência de dois Núcleons

##### A. A Reação $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})^{30}\text{Si}$

Na figura IV.4, é apresentado o espectro de energia da reação  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O}^{8+})^{30}\text{Si}$  medido em  $\theta_{\text{LAB}} = 14^\circ$ .

Nesta experiência, foram populados estados até  $\approx 9$  MeV de energia de excitação. A importância de um ajuste no valor  $Q$  é verificada pela alta secção de choque dos estados de energia de excitação entre 6 e 9 MeV.

A baixa secção de choque do estado fundamental pode ser explicada pelos desajustes de valor  $Q$  e momento angular ( $\Delta L \geq 4$ ,  $L_t = 0$ ) para uma transição a esse estado. Para uma transição ao estado a 3.50 MeV ( $2^+$ ), embora ainda permaneça o desajuste no valor- $Q$ , tem-se  $\Delta L \approx L_t = 2$ , e logo uma secção de choque razoável.

Pela figura IV.1, vemos ainda que para transições a  $Ex \approx 5-8$  MeV, tem-se  $\Delta L \lesssim 1$ , e logo são favorecidas nesta região de energia de excitação, transições para estados de baixo spin.

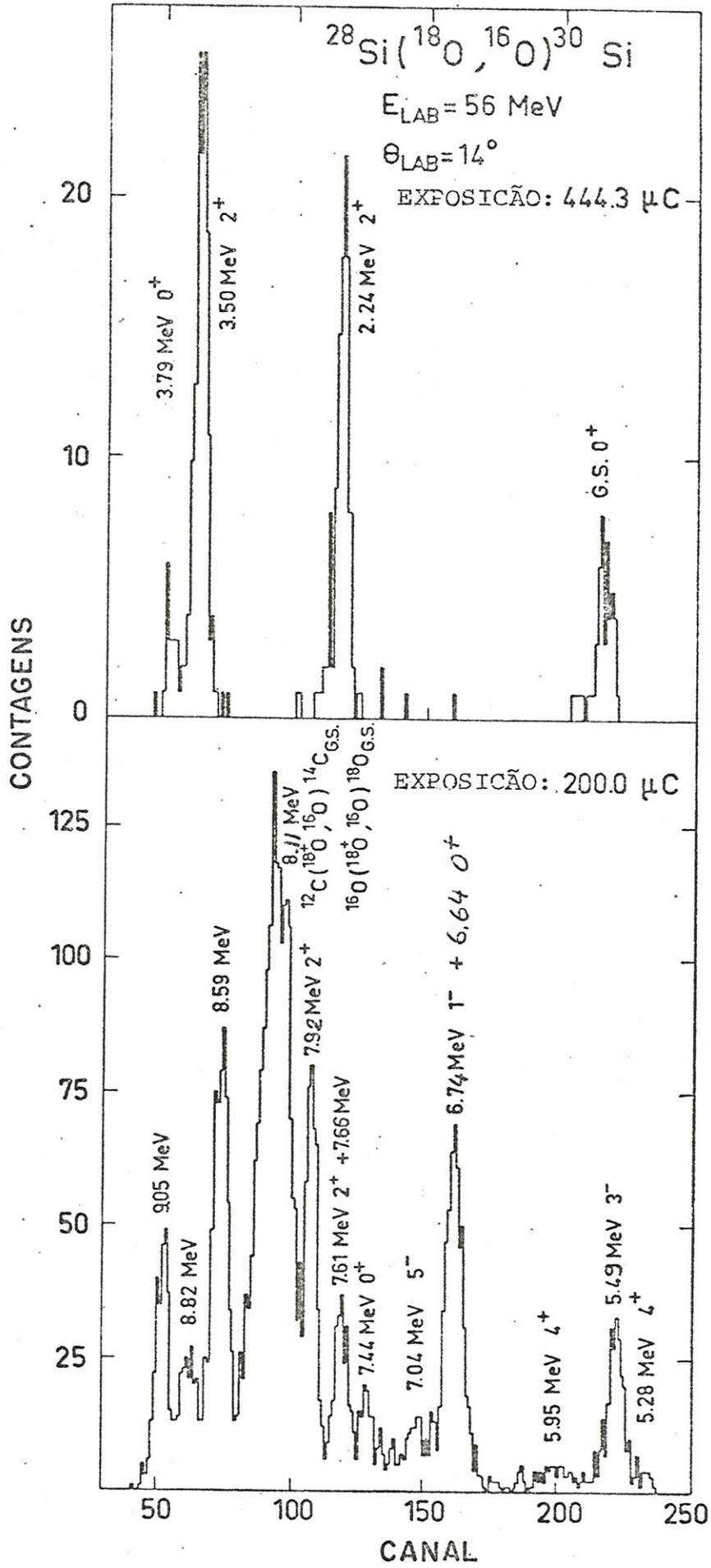


Fig.IV.4 Espectro de energia da reação  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})^{30}\text{Si}$  medido em  $\theta_{\text{LAB}} = 14^\circ$



Na tabela V.3, são comparadas as informações sobre os níveis do núcleo  $^{30}\text{Si}$  obtidas no presente estudo ( $^{18}\text{O}$ ,  $^{16}\text{O}$ ) com os resultados das reações análogas induzidas por íons leves (t,p) (Ba 73) e ( $\alpha$ , 2p) (Me 77). As informações espectroscópicas provenientes do estudo (d,p) (Ba 73, Ma 73) são também mostradas na tabela. Como se pode verificar a seletividade das reações (t,p) e ( $^{18}\text{O}$ ,  $^{16}\text{O}$ ) é semelhante, enquanto a seletividade da reação ( $\alpha$ , 2p) é diferente da apresentada pelas duas reações anteriores.

A inibição dos estados de paridade não natural em ambas as reações (t,p) e ( $^{18}\text{O}$ ,  $^{16}\text{O}$ ), permite concluir que os dois nêutrons sejam transferidos como um cluster  $S=0$  na reação ( $^{18}\text{O}$ ,  $^{16}\text{O}$ ).

O pico largo a  $\approx 6$  MeV de energia de excitação associado a uma secção de choque muito baixa, pode ser considerado como resultante das transições aos estados.....  $0^+$  (6.05 MeV) e/ou  $3^-$  (6.13 MeV) do  $^{16}\text{O}$  com base na muito pequena secção de choque conjunta obtida na reação  $^{18}\text{O}(p,t)^{16}\text{O}$  (Pi 73). Todavia, este grupo pode também estar associado ao estado  $4^+$  (5.95 MeV) do  $^{30}\text{Si}$ , muito fracamente populado na reação (t,p).

O fato dos estados  $4^+$  do  $^{30}\text{Si}$  a 5.28 MeV e 5.95 MeV de energia de excitação serem muito fracamente excitados, pode ser interpretado como indicando que a subcamada  $1d_{5/2}$  de nêutrons no caroço  $^{28}\text{Si}$  esteja quase completa. De fato, considerando que os dois nêutrons transferidos vão-se distribuir pelas órbitas  $1d_{5/2}$ ,  $2s_{1/2}$ ,  $1d_{3/2}$  e  $1f_{7/2}$  e que

$S=0$ , a função de onda de um estado  $4^+$  tem como única componente possível  $(1d_{5/2})^2_{4^+}$ .

Os estados de paridade negativa ( $1^-$ ,  $3^-$ ,  $5^-$ ) são fortemente populados. No modelo de camadas simples, considerando o  $^{28}\text{Si}$  como um caroço inerte e que os dois nêutrons transferidos se distribuem nas órbitas mencionadas acima, as componentes das funções de onda destes estados são do tipo:

$$(1d_{5/2} \ 1f_{7/2})^2_{1^-, 3^-, 5^-} \quad (1d_{3/2} \ 1f_{7/2})^2_{3^-, 5^-}$$

e

$$(2s_{1/2} \ 1f_{7/2})^2_{3^-}$$

Considerando a intensidade relativa dos estados a 6.64 MeV ( $0^+$ ) e 6.74 MeV ( $1^-$ ) observada no estudo (t,p), é provável que a maior contribuição para o pico a 6.7 MeV de energia de excitação esteja associada ao estado  $0^+$ .

O dubleto 7.63 MeV ( $2^+$ ) - 7.67 MeV também não foi possível ser resolvido no presente estudo. Endt e Van der Leun (En 78) atribuem ao estado a 7.67 MeV spin e paridade de  $(1-3)^+$ ; no entanto, devido ao fato de ter sido excitado na reação (t,p) com razoável intensidade é provável que tenha  $J^\pi=2^+$ .

O estado a 8.11 MeV deve corresponder ao estado fortemente excitado à mesma energia de excitação na reação (t,p).

As distribuições angulares ( $^{18}\text{O}$ ,  $^{16}\text{O}$ ) foram



medidas no intervalo angular  $8^\circ \lesssim \theta_{\text{LAB}} \lesssim 30^\circ$  em passos de  $2^\circ$ , e são mostradas nas figuras V.6-7. O fato de algumas distribuições angulares conterem somente um número restrito de pontos experimentais, deve-se a grupos  $^{16}\text{O}$  provenientes da reação ( $^{18}\text{O}$ ,  $^{16}\text{O}$ ) nos contaminantes  $^{12}\text{C}$  e  $^{16}\text{O}$  existentes no alvo.

B. A Reação  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{26}\text{Mg}$

Na figura IV.5 é apresentado o espectro de energia medido em  $\theta_{\text{LAB}} = 16^\circ$  da reação  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{20}\text{Ne}^{9+})^{26}\text{Mg}$ , no qual também pode ser observado o grupo  $^{21}\text{Ne}$  proveniente da reação de pick-up de uma partícula " $^3\text{He}$ " .....  
 $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{21}\text{Ne}_{\text{e.f.}}^{9+})^{25}\text{Mg}_{\text{e.f.}}$

Além das transições para os dois primeiros membros da banda rotacional do estado fundamental do  $^{26}\text{Mg}$ : e.f. ( $0^+$ ) e 1.81 MeV ( $2^+$ ), foi também identificado o estado à energia de excitação de 2.94 MeV ( $2^+$ ).

Com a resolução em energia obtida, os estados  $2^+$  do  $^{26}\text{Mg}$  (Ex = 1.81 MeV) e do  $^{20}\text{Ne}$  (Ex = 1.63 MeV) não puderam ser resolvidos. Os grupos associados ao estado 3.59 MeV ( $0^+$ ) do núcleo  $^{26}\text{Mg}$  e à dupla excitação [ $^{20}\text{Ne}(1.63 \text{ MeV}; 2^+)$   $\otimes$   $^{26}\text{Mg}(1.81 \text{ MeV}; 2^+)$ ] também não foram separados.

As distribuições angulares ( $^{18}\text{O}$ ,  $^{20}\text{Ne}$ ) experimentais foram medidas no intervalo angular  $5^\circ \lesssim \theta_{\text{LAB}} \lesssim 30^\circ$  em passos de  $2^\circ$  (Figura V.12).

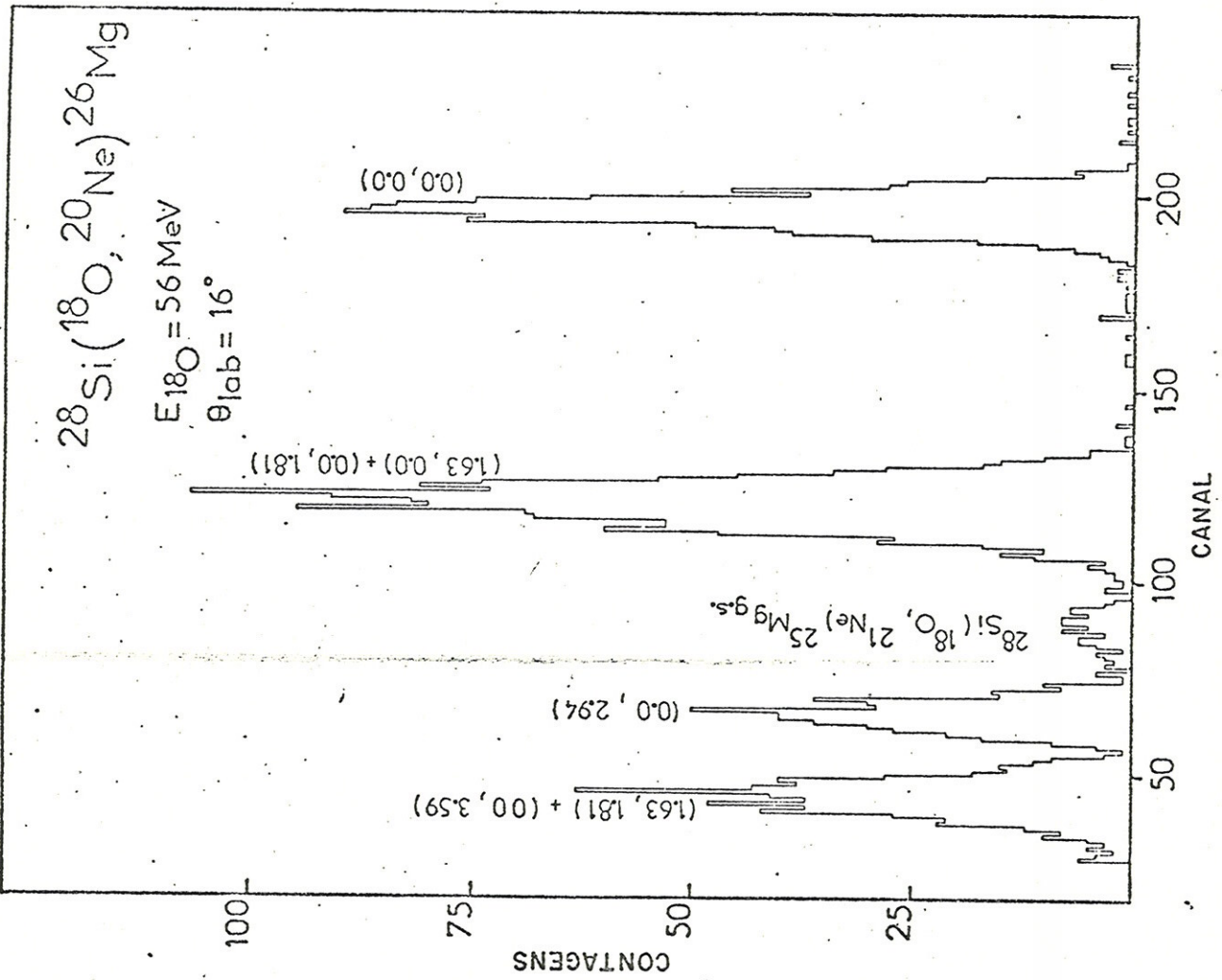


Fig. IV.5 Espectro de energia da reação  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{20}\text{Ne})$  medido em  $\theta_{\text{lab}} = 16^\circ$

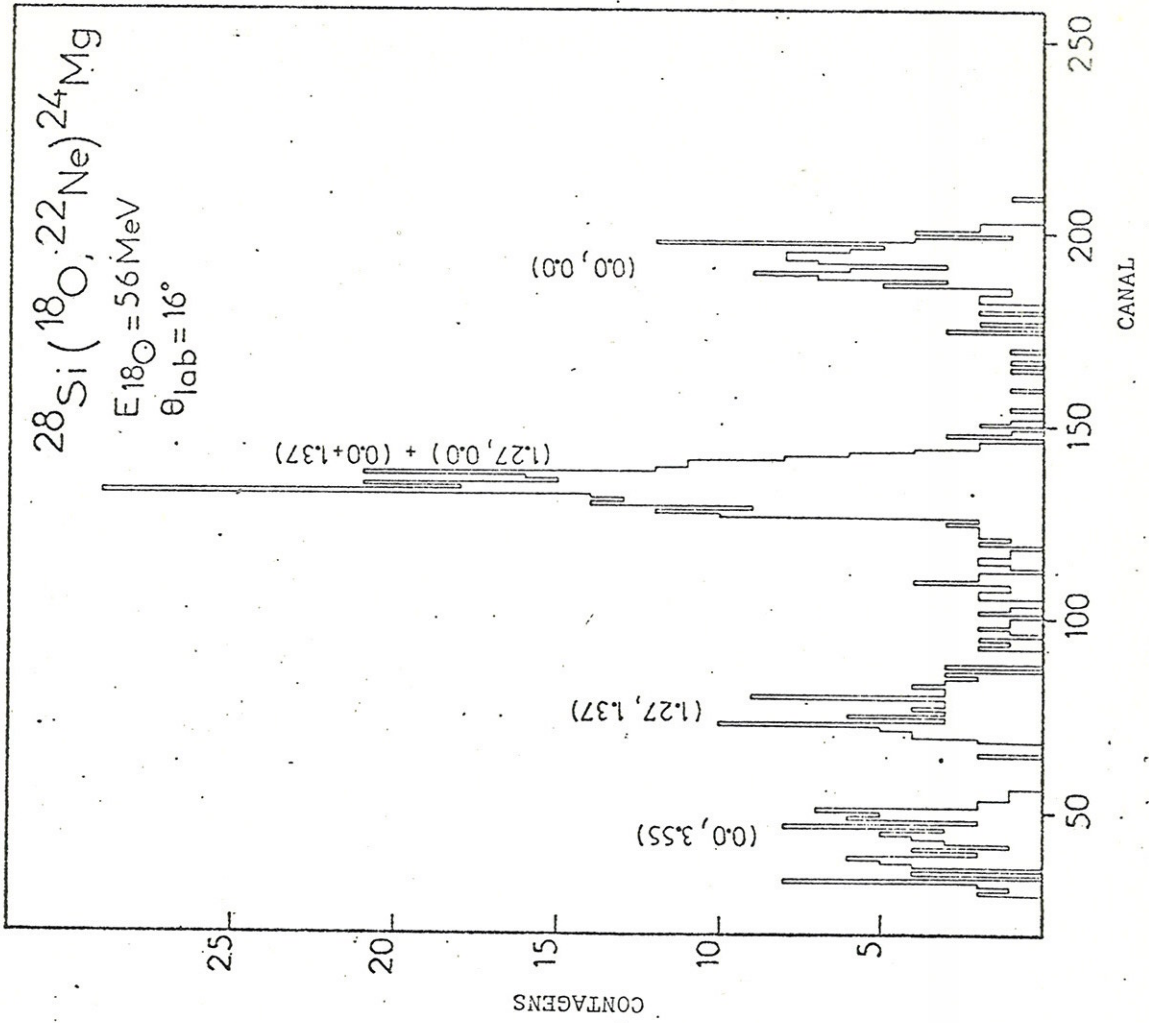


Fig. IV.8 Espectro de energia da reação  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{22}\text{Ne})$  medido em  $\theta_{\text{lab}} = 16^\circ$



### IV.3.3. Transferência de três Núcleons

As Reações  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{15}\text{O})^{31}\text{Si}$  e  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{15}\text{N})^{31}\text{P}$

O espectro de energia da reação de stripping de três nêutrons  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{15}\text{O})^{31}\text{Si}$  medido em  $\theta_{\text{LAB}} = 16^\circ$  é mostrado na figura IV.6.

Pela tabela V.8 pode-se verificar que os estados do  $^{31}\text{Si}$  mais fortemente excitados por esta reação, foram os estados partícula de nêutron observados na reação  $^{30}\text{Si}(d,p)$  (Be 66, Wi 68).

As distribuições angulares  $(^{18}\text{O}, ^{15}\text{O})\dots\dots$  foram medidas no intervalo angular  $15^\circ \lesssim \theta_{\text{CM}} \lesssim 45^\circ$  (Fig.V.15).

Na figura IV.7 é apresentado o espectro de energia da reação de stripping de um "triton"  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{15}\text{N})^{31}\text{P}$  medido em  $\theta_{\text{LAB}} = 12^\circ$ . Observa-se pela tabela V.7 que o presente estudo  $(^{18}\text{O}, ^{15}\text{N})$  popula todos os estados partícula de próton identificados previamente pelas reações  $(^3\text{He}, d)\dots\dots$  (Mo 70, Wo 70) e  $^{30}\text{Si}(^{16}\text{O}, ^{15}\text{N})$  (Ba 75).

As distribuições angulares foram medidas no intervalo angular  $15^\circ \lesssim \theta_{\text{CM}} \lesssim 55^\circ$  (Fig. V.14).

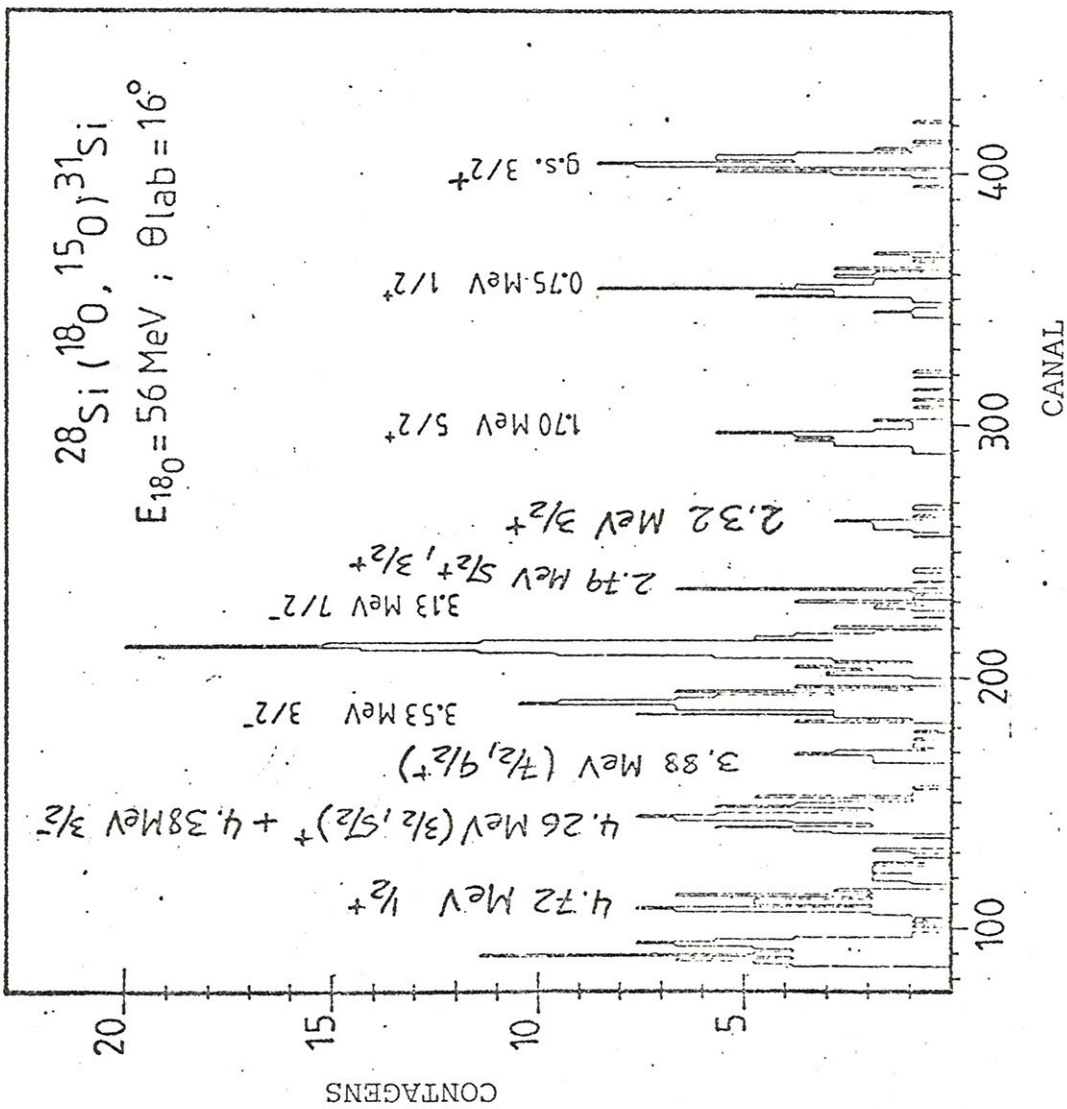
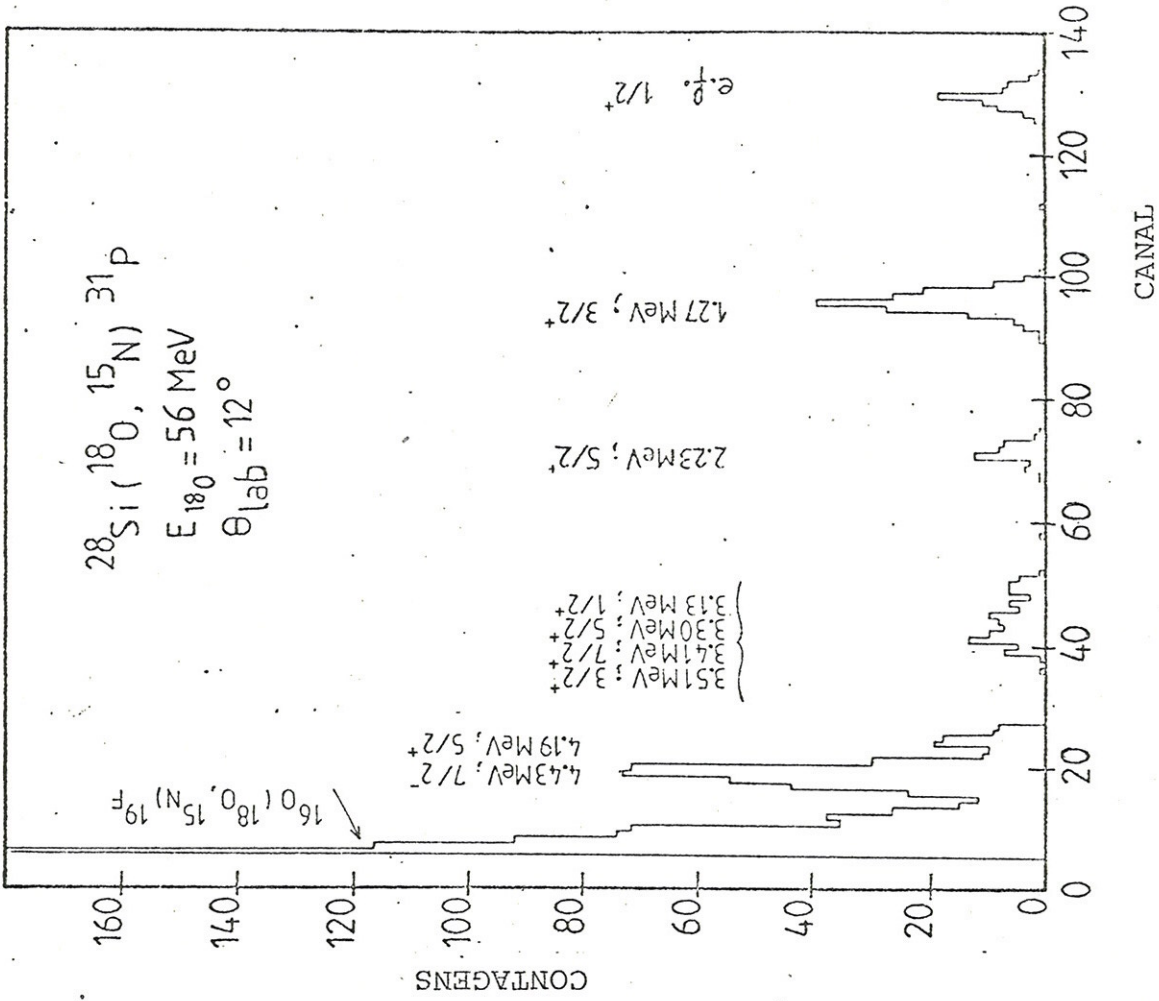


Fig. IV.6 Espectro de energia da reação  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{15}\text{O})^{31}\text{Si}$  medido em  $\theta_{\text{LAB}} = 16^\circ$

Fig. IV.7 Espectro de energia da reação  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{15}\text{N})^{31}\text{P}$  medido em  $\theta_{\text{LAB}} = 12^\circ$ .



#### IV.3.4. Transferência de quatro Núcleons

A Reação  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{22}\text{Ne})^{24}\text{Mg}$

Na figura IV.8 é apresentado o espectro de energia da reação pick-up de quatro núcleons  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{22}\text{Ne})^{24}\text{Mg}$  medido em  $\theta_{\text{LAB}} = 16^\circ$ . Como no estudo da reação  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{20}\text{Ne})$  são populados, além dos estados do núcleo residual  $^{24}\text{Mg}$ , os estados do ejetil  $^{22}\text{Ne}$ .

O pico a 1.30 MeV de energia de excitação corresponde às excitações não resolvidas dos estados  $2^+$  do  $^{24}\text{Mg}$  (Ex=1.37 MeV) e do  $^{22}\text{Ne}$  (Ex=1.27 MeV). Foram ainda observados: o estado a 3.55 MeV do ejetil  $^{22}\text{Ne}$  e a dupla excitação [ $^{22}\text{Ne}(1.27 \text{ MeV}; 2^+) \otimes ^{24}\text{Mg}(1.37 \text{ MeV}; 2^+)$ ].

As distribuições angulares experimentais foram medidas no intervalo angular  $8^\circ \leq \theta_{\text{LAB}} \leq 30^\circ$  em passos de  $2^\circ$  (Figura V.16).



## CAPITULO V

### ANÁLISE DOS DADOS

A análise dos resultados experimentais dos espalhamentos elástico e inelástico e das reações de transferência de um a quatro nucleons é apresentada neste capítulo.

A seção V.1 trata da análise de canais acoplados (CCBA) aplicada aos espalhamentos elástico e inelástico.

Na seção V.2 é apresentada a análise DWBA das transferências de um a quatro nucleons. No caso da reação de stripping de dois neutrons ( $^{18}\text{O}, ^{16}\text{O}$ ), foi ainda realizada uma análise de canais acoplados (CCBA) das transições aos três estados de energia de excitação mais baixa.



V.1 ESPALHAMENTOS ELÁSTICO E INELÁSTICO

ANÁLISE DE CANAIS ACOPLADOS

O nucleo  $^{28}\text{Si}$  é considerado um nucleo rotacional fortemente deformado, sendo então necessária uma análise de canais acoplados levando em conta o acoplamento entre os diferentes estados.

As distribuições angulares experimentais foram analisadas com o código de canais acoplados ECIS de J. Raynal (Ra 71), considerando o nucleo  $^{28}\text{Si}$  como um nucleo rotacional de simetria axial, oblato (Na 70, Ha 69).

O potencial de modelo optico deformado usado tinha a forma:

$$V(r, \theta') = -V f(r, R_V, a_V) - i W f(r, R_W, a_W) + V_{\text{Coul}}(r, \theta') \quad (1)$$

$$f(r, R_i, a_i) = \left[ 1 + \exp \left( \frac{r - R_i(\theta')}{a_i} \right) \right]^{-1} \quad (2)$$

$$R_i(\theta') = r_{oi} A_T^{1/3} \left[ 1 + \sum_{\lambda} \beta_{\lambda i}^N Y_{20}(\theta') \right] \quad (3)$$

$i = v, w$

$A_T$  é o numero atômico do alvo.

Nos cálculos sômente foram consideradas deformações de ordem  $\lambda = 2$  dos potenciais, i.é.:

$$R_i(\theta') = r_{oi} A_T^{1/3} \left[ 1 + \beta_{2i}^N Y_{20}(\theta') \right]$$

e:

$$\beta_{2v}^N = \beta_{2w}^N$$

Distribuições angulares elástica e inelástica  $2^+$ .

Nas Figs V.1 e V.2 são apresentadas as distribuições angulares experimentais elástica e inelásticas aos estados do nucleo alvo ( $J^\pi = 2^+, 3^-$  e  $4^+$ ). Na Fig. V.3 é mostra-

da à distribuição angular do estado  $2^+$  a 1.98 MeV do projétil.

O bom ajuste das distribuições angulares elástica e inelástica  $2^+$  mostrado na Fig. V.1, foi obtido com o potencial E-18-3 de absorção forte (Tabela V.1) (Me 79<sub>1</sub>). Este potencial resultou de uma pesquisa de parametros opticos na análise CCBA dos dados de espalhamento elástico e inelástico de  $^{16}\text{O}$  no  $^{28}\text{Si}$ , usando como parametros opticos iniciais a familia E-18-1 (Tabela V.1) de Cramer et al. (Cr 76<sub>1</sub>)

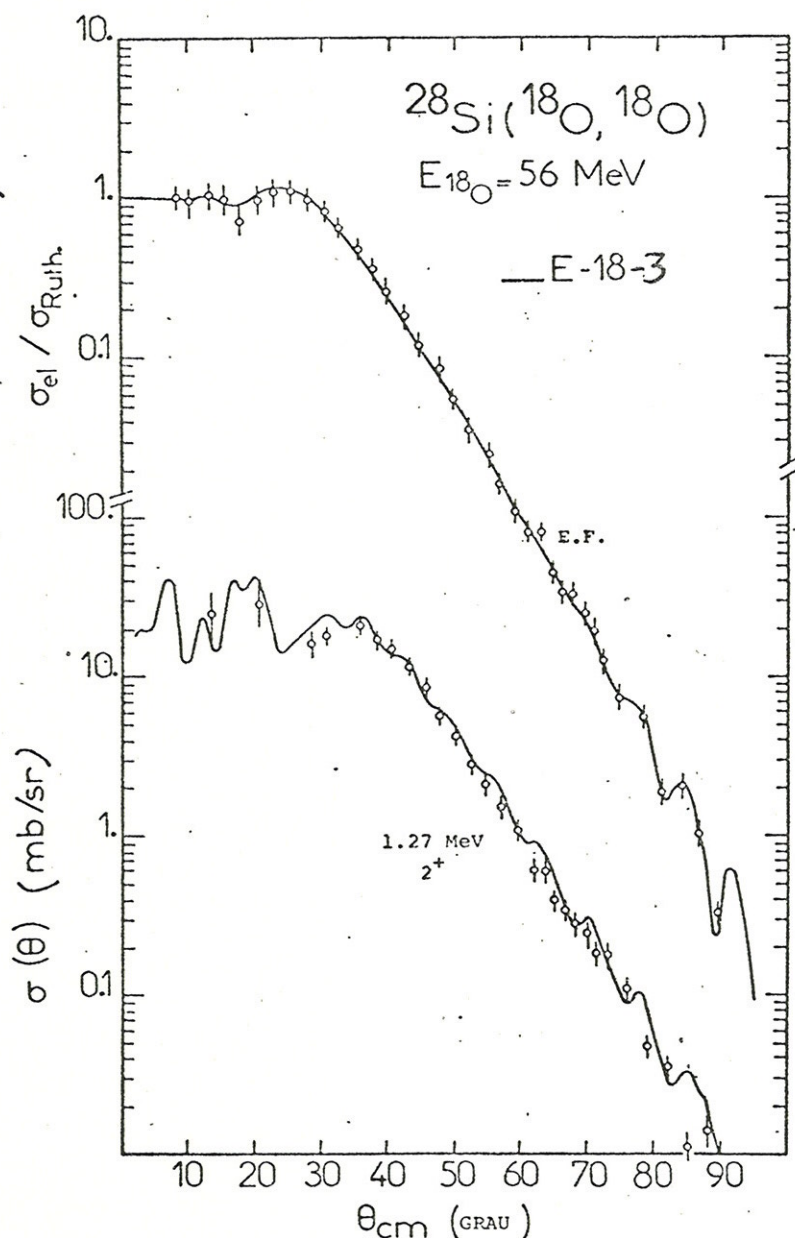


Fig. V.1 Distribuições angulares elástica e inelástica do estado  $2^+$ . As curvas correspondem a calculos de canais acoplados.



TABELA V.1

Parametros de modelo optico usados  
nas análises DWBA e CCBA

Reação	V (MeV)	r <sub>v</sub> (fm)	a <sub>v</sub> (fm)	W (MeV)	r <sub>w</sub> (fm)	a <sub>w</sub> (fm)	Conj <sup>to</sup>
<sup>28</sup> Si( <sup>18</sup> O, <sup>18</sup> O)	50.00	1.093	0.743	43.015	1.093	0.743	S-1
<sup>28</sup> Si( <sup>18</sup> O, <sup>17</sup> O)							
<sup>28</sup> Si( <sup>18</sup> O, <sup>18</sup> O)	48.010	1.242	0.552	45.575	1.246	0.349	S-2
<sup>28</sup> Si( <sup>18</sup> O, <sup>16</sup> O)	48.010	1.400	0.525	9.940	1.353	0.431	S-3
<sup>28</sup> Si( <sup>18</sup> O, <sup>20</sup> Ne)	50.00	1.250	0.942	43.015	1.250	0.743	S-4
<sup>28</sup> Si( <sup>18</sup> O, <sup>22</sup> Ne)	50.00	1.093	0.942	43.015	1.093	0.542	S-5
<sup>28</sup> Si( <sup>18</sup> O, <sup>15</sup> O)	48.010	1.400	0.925	30.000	1.400	0.925	S-6
	48.010	1.400	0.525	30.00	1.400	0.525	S-7
<sup>28</sup> Si( <sup>18</sup> O, <sup>18</sup> O)	10.00	1.350	0.618	23.400	1.230	0.552	E-18-1
<sup>28</sup> Si( <sup>18</sup> O, <sup>18</sup> O')	19.130	1.384	0.547	22.920	1.252	0.598	E-18-3

O potencial optico usado tinha por expressão:

$$V(r) = -V / \left[ 1 + e^{\frac{(r - R_v)}{a_v}} \right] - iW / \left[ 1 + e^{\frac{(r - R_w)}{a_w}} \right] + V_C$$

com:

$$R_v = r_v \left( A_P^{1/3} + A_A^{1/3} \right); \quad R_w = r_w \left( A_P^{1/3} + A_A^{1/3} \right)$$

$$r_v = r_c$$

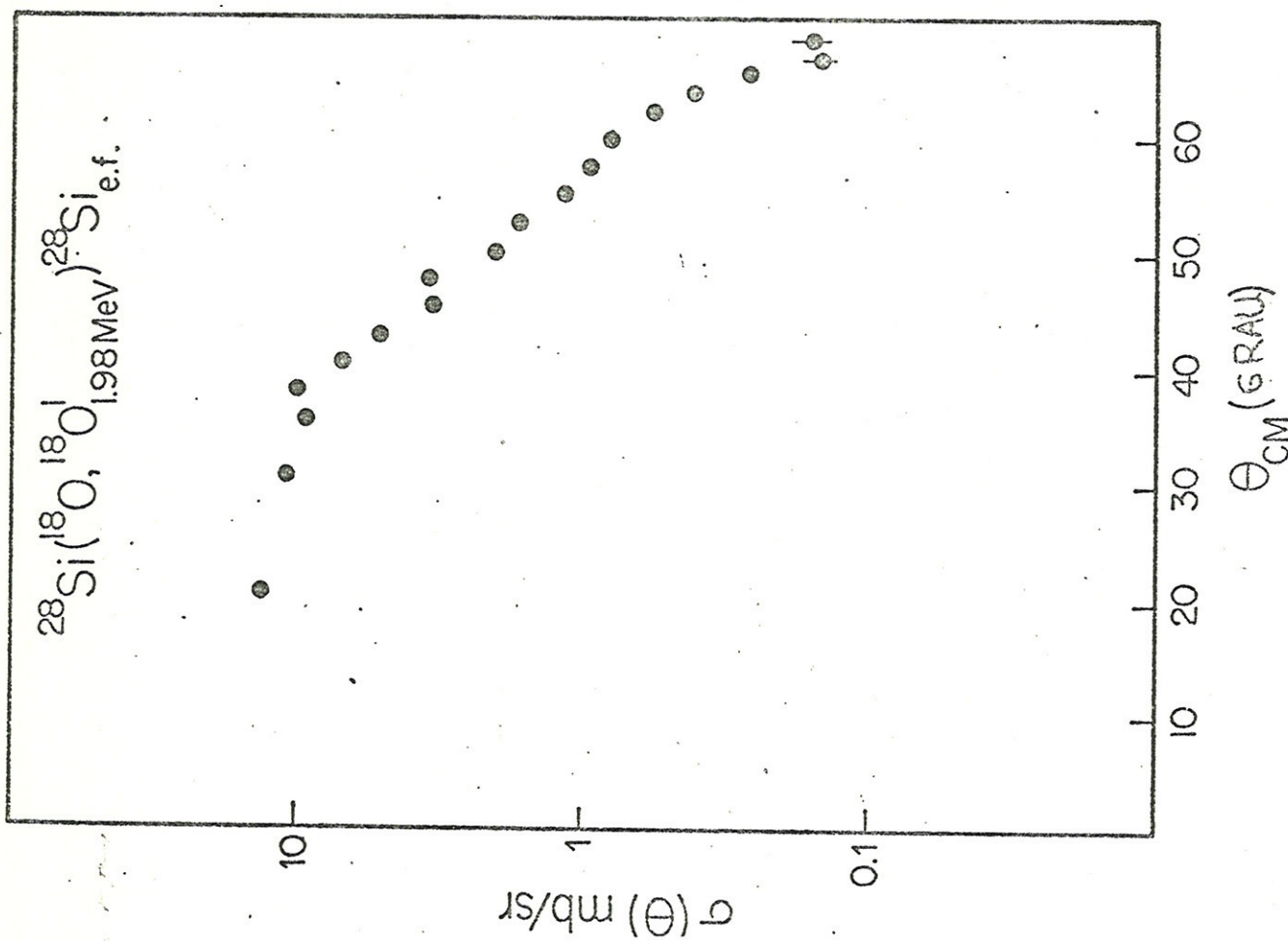


Fig. V.3 Distribuição angular da excitação do estado  $2^+$  a 1.98 MeV do projetil  $^{18}\text{O}$ .

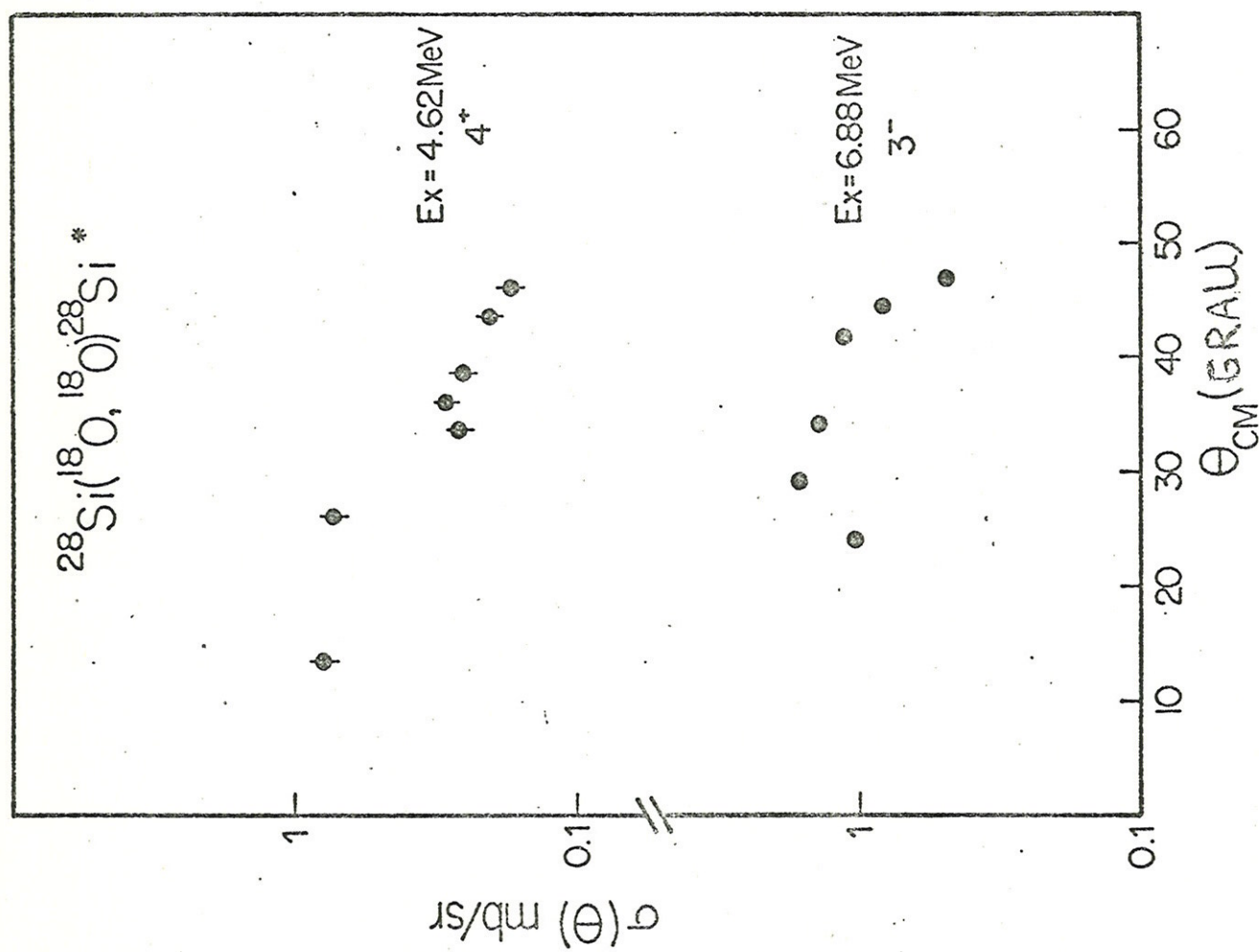


Fig. V.2 Distribuições angulares inelásticas dos estados  $4^+$  e  $3^-$  do  $^{28}\text{Si}$ .



Os calculos incluíram:

- i) somente o acoplamento entre os estados  $0^+$  e  $2^+$ ,
- ii) 120 ondas parciais, sendo as integrações efetuadas até um "raio matching" de 40 fm em passos de 0.150 fm.

O parametro de deformação coulombiano  $\beta_2^C$  foi determinado pela relação:

$$\left[ B(E2 ; 0^+ \rightarrow 2^+) \right]^{1/2} = \frac{3}{4\pi} Z_A R_C^2 \beta_2^C$$

usando o valor experimental  $B(E2 \uparrow)$  (En 73) e  $r_{0C} = 1.20$  fm.

$$\beta_2^C = 0.41.$$

Nos calculos, os comprimentos de deformação nuclear  $\delta_N$  e coulombiana  $\delta_C$  foram conservados iguais, i.é.:

$$\beta_2^N R_{ON} = \beta_2^C R_{OC}$$

onde:

$$R_{ON} = R_{OC} = 1.384 A_A^{1/3} \text{ fm.}$$
$$\beta_2^N = \beta_2^C = -0.342 \quad (\text{valor obtido no estudo do sistema } {}^{16}_O + {}^{28}_{Si}, \text{ Me 79})$$

## V.2. REAÇÕES DE TRANSFERÊNCIA

### V.2.1. TRANSFERÊNCIA DE UM NUCLEON

O estudo das reações de transferência de um nucleon induzidas por ions pesados já realizado, permite concluir: se as condições de ajuste de valor- $Q$  e momento angular são satisfeitas, os calculos DWBA-EFR incluindo efeitos de recuo e alcance finito descrevem bem o mecanismo de reação, reproduzindo as distribuições angulares experimentais em magnitude e forma (Bo 73, Pe 78). Pelo contrário, se estas condições não são cumpridas verifica-se que a teoria DWBA fracassa na explicação dos dados experimentais (Ta 74). A discrepância entre teoria e experiência pode também resultar da importância de processos de multipla etapa devidos a propriedades cinemáticas e de estrutura nuclear características do estado estudado (Pe 78).

A reação  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{17}\text{O})^{29}\text{Si}$

As distribuições angulares medidas ( $^{18}\text{O}, ^{17}\text{O}$ ) são apresentadas na Fig.V.4. A forma de sino em torno do angulo razante ( $\theta_{\text{CM}} = 40^\circ$ ) observada, é característica das reações induzidas a uma energia próxima ou ligeiramente superior à barreira coulombiana. A interpretação clássica desta forma apresentada pelas distribuições angulares é:

. na região dos angulos dianteiros (parametros de impacto grandes), o aumento da seção de choque de transferência com o angulo é explicado pelo aumento da interpenetração (overlap) entre os dois nucleos, e alcança um máximo no chamado angulo razante (colisão de contato),

. na região dos angulos trazeiros (parametros de impacto pequenos), a diminuição da seção de choque observada resulta da maior importância dos processos de absorção (e.g., formação de



núcleo composto) em relação aos processos de transferência direta.

#### ANÁLISE DWBA

##### 1. POTENCIAIS OPTICOS. FUNÇÃO DE ONDA DE ESTADO LIGADO.

Os cálculos DWBA-EFR da reação  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{17}\text{O})^{29}\text{Si}$  foram realizados usando os parâmetros de modelo óptico S-1 ..... (Tabela V.1), derivados da análise do espalhamento elástico ...  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{18}\text{O})$ . Os mesmos parâmetros ópticos foram utilizados em ambos os canais de entrada e saída para gerar as ondas distorcidas. Este procedimento parece razoável se atendermos aos resultados obtidos no estudo  $^{28}\text{Si}(^{15}\text{N}, ^{14}\text{N})^{29}\text{Si}$  por Peng et al. (Pe 78). Estes autores, verificaram que ajustes DWBA da mesma qualidade e fatores espectroscópicos da mesma ordem de grandeza são obtidos:

i) quer usando o mesmo conjunto de PMO em ambos os canais de entrada / saída quer usando PMO derivados do ajuste dos dados de espalhamento elástico de ambos os canais,

ii) utilizando potenciais ópticos com geometrias idênticas ou diferentes para as partes real e imaginária.

O mesmo trabalho (Pe 78), mostrou também uma diferença muito pequena no ajuste da distribuição elástica do canal de saída utilizando-se os PMO que melhor a reproduzem ou os PMO obtidos na análise da distribuição elástica do canal de entrada.

Na obtenção do potencial óptico S-1 (de partes real e imaginária com geometrias idênticas), fixou-se a profundidade real em  $V = 50$  MeV e variaram-se os parâmetros  $W$ ,  $r_v = r_w = r_c$  e  $a_v = a_w$ . Os parâmetros ópticos iniciais foram:  $V = 50$  MeV,  $r_v = r_w = r_c = 1.25$  fm e  $a_v = a_w = 0.65$  fm. Na Fig. V.5 é mostrado o bom ajuste da distribuição angular elástica

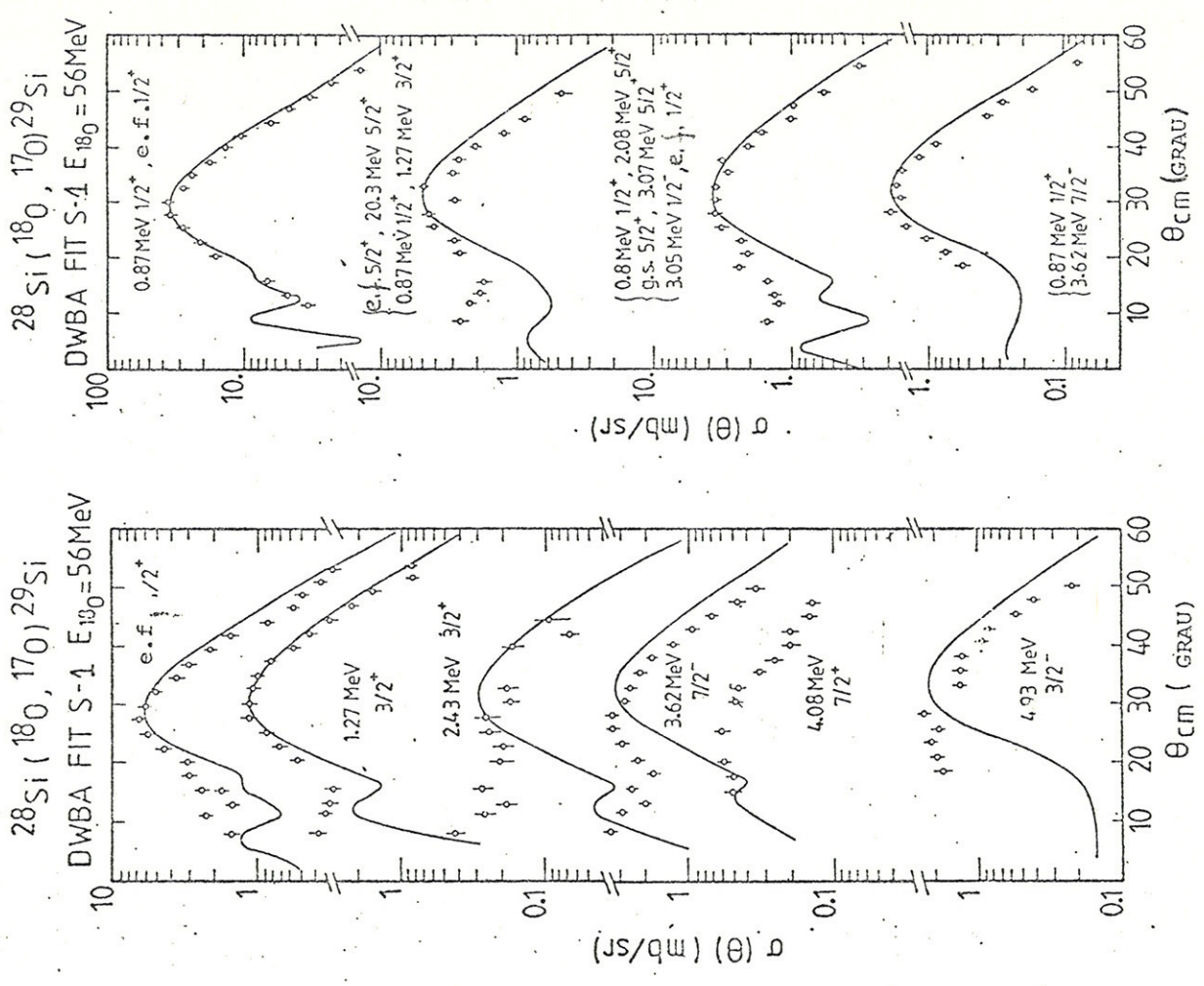


Fig. V.4 Distribuições angulares da reação  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{17}\text{O})^{29}\text{Si}$ . As curvas são previsões DWBA-EFR.

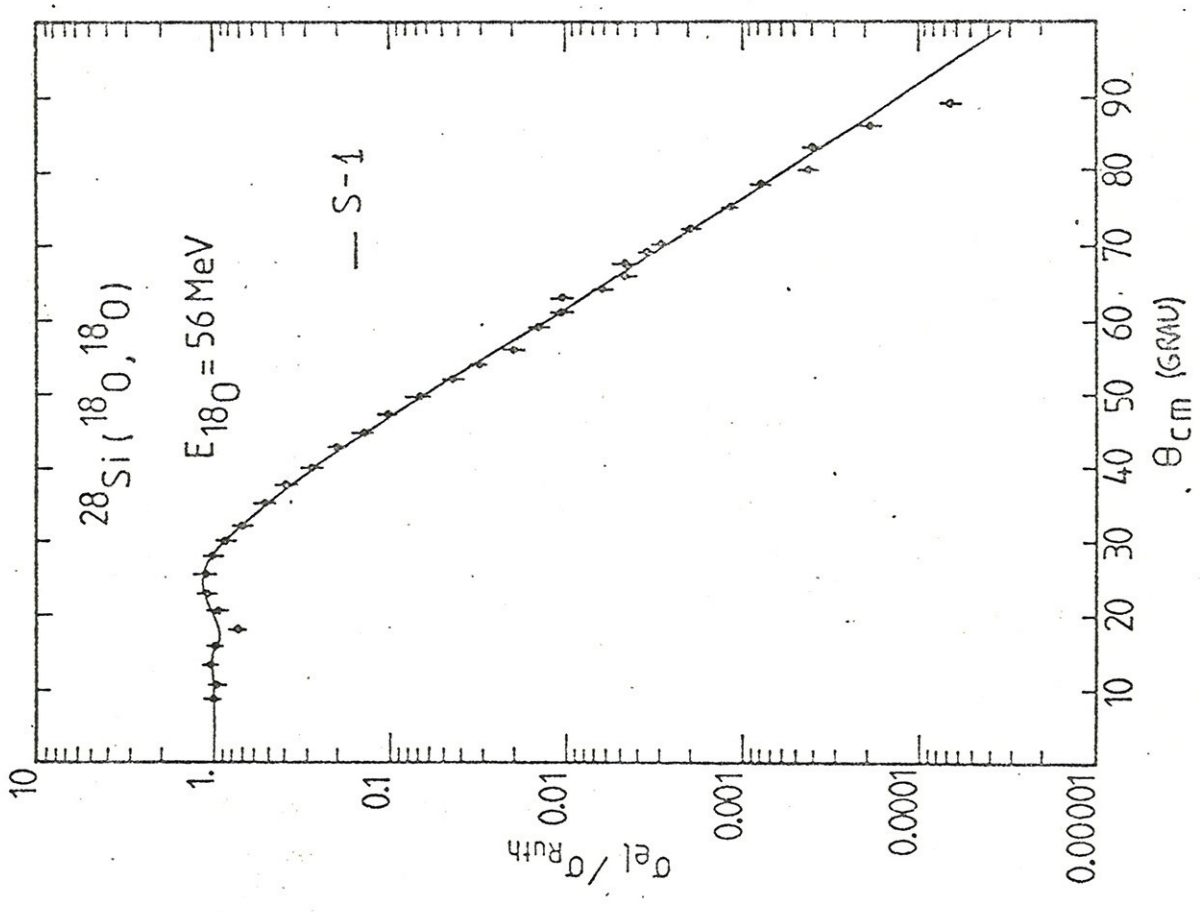


Fig. V.5 Distribuição angular elástica  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{18}\text{O})$ . A curva representa as previsões do modelo optico.

$^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{17}\text{O})^{29}\text{Si}$ . As curvas são previsões DWBA-EFR.



com o potencial S-1, usando o código MAGALI de J. Raynal (Ra 69).

As funções de onda de estado ligado  $\phi_{n_1 l_1}(\vec{r}_{xA})$  e  $\phi_{n_2 l_2}(\vec{r}_{xb})$  do neutron que aparecem na expressão do fator de forma  $f_{l m_1}^{n_1 l_1 n_2 l_2}$  (eq.III.43.2) foram determinadas usando: um potencial Woods-Saxon real de raio  $R = 1.25 A_T^{1/3}$  fm e difusividade  $a_o = 0.65$  fm, e um potencial de spin-orbita de profundidade fixa,  $V_{S.O.} = 7$  MeV, e parametros  $r_{S.O.}$  e  $a_{S.O.}$  identicos aos do potencial real. A profundidade do potencial real foi ajustada pelo programa até se reproduzir a energia de ligação experimental do neutron no projctil  $^{18}O$  e no nucleo residual  $^{29}Si$ , i.é:

$$B( \ln / ^{29}Si ) = 8.476 \text{ MeV}$$

$$B( \ln / ^{18}O ) = 8.048 \text{ MeV}$$

## 2. FATORES ESPECTROSCÓPICOS

Os fatores espectroscópicos foram determinados.... usando a formula:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{exp} = N S_1 S_2 \sum_{l_t} \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{SAT-MARS I} \quad (4)$$

Os momentos angulares transferidos  $l_t$  sendo determinados pelas regras de seleção:

$$\begin{aligned} |l_1 - l_2| &\leq l_t \leq l_1 + l_2 \\ |j_1 - j_2| &\leq l_t \leq j_1 + j_2 \end{aligned} \quad (5)$$

onde  $(l_1, j_1)$  e  $(l_2, j_2)$  são os momentos angulares orbital e total do nucleon no projctil e nucleo residual, respectivamente.

No caso de análise de um grupo de niveis não resolvidos, adicionou-se as contribuições correspondentes de acordo com a relação:

$$\sum_i \sigma_{\text{exp}}^i = N \left[ \sum_i S_1^i S_2^i \sigma_{\text{SAT-MARS-I}}^i \right]$$

Para cada transição os valores  $l_t$  permitidos pelas regras de seleção estão indicados na tabela V.2, assim como o produto espectroscópico ( $N S_1 S_2$ ). Os valores  $l_t$  sublinhados na tabela referem-se a transferências de  $l_t + l_1 + l_2$  ímpar, e logo a sua contribuição nas seções de choque é pequena quando comparada às das transferências de  $l_t + l_1 + l_2$  par.

Considerando  $N = 1$  e normalizando em relação ao fator espectroscópico do estado fundamental  $S_2 = 0.53$ , obtido na reação (d,p) (Me 71), foram obtidos os fatores espectroscópicos  $S_1$  para os estados fundamental e a 0.87 MeV do ejetil  $^{17}\text{O}$ . Observa-se que os valores  $S_2$  extraídos concordam com os obtidos pelas reações (d,p), ( $^{15}\text{N}, ^{14}\text{N}$ ) e ( $^9\text{Be}, ^8\text{Be}$ ).

As previsões DWBA são comparadas às distribuições angulares experimentais na Fig. V.4. Considerando os estados com componente de partícula independente importante, verifica-se que: a forma das distribuições angulares dos estados fundamental ( $1/2^+$ ) e a 1.27 MeV ( $3/2^+$ ) é bem reproduzida pela teoria DWBA a uma etapa, o que não acontece no caso dos estados a 3.62 MeV ( $7/2^-$ ) e 4.93 MeV ( $3/2^+$ ) devido aos desajustes (mismatch) de momento angular e de valor-Q.

Coker et al. (Co 74) através de um estudo de canais acoplados (CCBA) da reação  $^{28}\text{Si}(d,p)$ , concluíram que os estados a 2.03 MeV ( $5/2^+$ ), 2.43 MeV ( $3/2^+$ ) e 3.07 MeV ( $5/2^+$ ) possuem uma componente coletiva  $\left[ ^{28}\text{Si} (2^+) \otimes 2 s_{1/2} \right]_{3/2^+, 5/2^+}$  importante. Este resultado sugere que o ajuste das distribuições angulares ( $^{18}\text{O}, ^{17}\text{O}$ ) destes estados, mostrado na Fig. V.4, possa ser melhorado se forem consideradas as contribuições dos processos



TABELA V.2

Níveis do  $^{29}\text{Si}$ . Fatores espectroscópicos extraídos da presente análise DWBA-EFR da reação  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{17}\text{O})^{29}\text{Si}$  e comparação com os resultados de outros trabalhos.

Níveis Ex (MeV)	J <sup>π</sup>	(d,p)		$(^9\text{Be}, ^8\text{Be})$		$(^{15}\text{N}, ^{14}\text{N})$		$(^{18}\text{O}, ^{17}\text{O})$		NS <sub>1</sub> <sup>h</sup> S <sub>2</sub> <sup>h</sup>
		I <sub>n</sub> S <sub>n</sub> <sup>b</sup> S <sub>n</sub> <sup>c</sup>	I <sub>t</sub> NS <sub>1</sub> <sup>d</sup> S <sub>2</sub> <sup>d</sup>	NS <sub>1</sub> <sup>e</sup> S <sub>abs</sub> <sup>e</sup> S <sub>2</sub> <sup>e</sup>	I <sub>t</sub> S <sub>2</sub> <sup>f</sup>	I <sub>t</sub> NS <sub>1</sub> <sup>g</sup> S <sub>2</sub> <sup>g</sup>	NS <sub>1</sub> <sup>h</sup> S <sub>2</sub> <sup>h</sup>			
0.0	1/2 <sup>+</sup>	0 0.53 0.37	1 0.20 0.53	0.180 0.31 0.53	1 0.53	2 0.95 0.53	0.90 0.53			
1.27	3/2 <sup>+</sup>	2 0.73 0.75	1,2,3 0.29 0.77	0.354 0.61 1.04	1,2 0.96	1,2,3,4 1.26 0.70	1.10 0.65			
2.03	5/2 <sup>+</sup>	2 0.12 0.29	1,2,3 0.021 0.06	0.052 0.09 0.15	2,3 0.13	0,1,2,3,4	0.74 0.44			
2.43	3/2 <sup>+</sup>	2 0.012	0.016 0.04		(0.30)	1,2,3,4				
3.07	5/2 <sup>+</sup>	2 0.06 0.10	0.012 0.03		2,3 0.05	0,1,2,3,4				
3.62	7/2 <sup>-</sup>	3 0.38 0.88	2,3,4 0.16 0.42	0.145 0.25 0.43	3,4 0.41	1,2,3,4,5 0.85 0.47	0.62 0.36			
4.08	7/2 <sup>+</sup>					0.10				
4.84	1/2 <sup>+</sup>	0 0.02								
4.90	5/2 <sup>+</sup>	2								
4.93	3/2 <sup>-</sup>	1 0.56 0.55	0,1,2 0.30 0.80	0.284 0.49 0.84		1,2,3 0.76 0.42				
5.29	7/2 <sup>+</sup>		0.24 0.64							
5.65	9/2 <sup>+</sup>	4 0.13 0.13								
5.95	3/2 <sup>+</sup>	2 0.05 0.07	0.057 0.15							
6.19	7/2 <sup>-</sup>	3 0.15 0.28								
6.38	1/2 <sup>-</sup>	1 0.53 0.26	1,2 0.25 0.66	0.284 0.49 0.84						

a) En 73    b) Me 71    c) Be 66

d) La 77. Os fatores espectroscópicos  $S_2$  dos estados do  $^{29}\text{Si}$  foram obtidos usando o valor teórico  $S_1 = 0.58$  (Co 67), e normalizando para o fator espectroscópico (d,p) do estado fundamental  $S_2^{\text{e.f.}}(\text{d,p}) = 0.53$ .  $N = 0.651$ .

e) St 77. Os fatores espectroscópicos  $S_2$  foram obtidos como na alínea d).  $N = 0.586$ . São também mostrados os fatores espectroscópicos absolutos  $S_{\text{abs}}$  considerando  $N = 1$  e  $S_1 = 0.58$ .

f) Pe 78. Os fatores espectroscópicos  $S_2$  foram obtidos usando o valor  $S_1 = 2.0$ , obtendo-se  $N_1 = 1.138$ .

g) Este trabalho. Considerando  $S_2^{\text{e.f.}} = 0.53$  e  $N = 1$ , obteve-se como fatores espectroscópicos do projétil nos estados  $5/2^+$  e  $1/2^+$ :  $S_1^{5/2^+} = 1.79$  e  $S_1^{1/2^+} = 0.25$  ( $R = S_1^{1/2^+} / S_1^{5/2^+} = 0.14$ ). Lutz et al. (Lu 67) pelo estudo  $^{18}\text{O}(\text{p,d})^{17}\text{O}$  obtiveram  $S_1^{5/2^+} = 1.1$  e  $S_1^{1/2^+} = 0.11$  ( $R=0.1$ ).

h) Pe 77. Os valores  $S_2$  foram obtidos como na alínea g), obtendo-se  $S_1^{5/2^+} = 1.70$  e  $S_1^{1/2^+} = 0.23$ ,  $R = 0.13$ .



a duas etapas via excitação inelástica dos núcleos  $^{28}\text{Si}$  e  $^{29}\text{Si}$ .

Peng et al. (Pe 78), baseados no trabalho de Coker et al., efetuaram uma análise CCBA da reação  $^{28}\text{Si}(^{15}\text{N}, ^{14}\text{N})^{29}\text{Si}$  que confirmou a importância da contribuição destes processos nas transições aos estados a 2.03 MeV, 2.43 MeV e 3.07 MeV do  $^{29}\text{Si}$ . Um bom ajuste da distribuição angular do estado a 2.43 MeV, foi obtido incluindo nos cálculos somente os processos indiretos de dupla etapa, o que se podia prever pela ausência de características de processo direto na distribuição angular (d,p). No mesmo trabalho, procurou-se melhorar o ajuste DWBA da distribuição angular do estado a 3.62 MeV realizando uma análise CCBA, na qual se atribuía uma componente coletiva  $[^{28}\text{Si}(3^-) \otimes 2 s_{1/2}]_{7/2^-}$  importante a esse estado. A forma da distribuição angular CCBA obtida foi idêntica às previsões DWBA.

No presente estudo, observa-se a mesma relação entre os dados experimentais e as previsões DWBA que no estudo  $(^{15}\text{N}, ^{14}\text{N})$  para os estados 2.03 MeV, 2.43 MeV e 3.07 MeV, concluindo-se que um cálculo CCBA semelhante ao realizado no trabalho  $(^{15}\text{N}, ^{14}\text{N})$  deve permitir descrever os nossos resultados.

A distribuição angular do grupo a  $\approx 4$  MeV de excitação não foi analisada, pois a contribuição mais importante à seção de choque observada deve resultar da dupla excitação  $[^{17}\text{O}(0.87 \text{ MeV}, 1/2^+) \otimes ^{29}\text{Si}(3.07 \text{ MeV}, 5/2^+)]$ . De fato, a seção de choque  $(^{15}\text{N}, ^{14}\text{N})$  medida para um estado à energia  $\approx 4$  MeV também foi muito baixa.

### V.2.2 TRANSFERÊNCIA DE DOIS NUCLEONS

O estudo de reações de transferência de dois nucleons induzidas por íons pesados, tem sido realizado com energias incidentes próximas e acima da barreira coulombiana. Nos estudos envolvendo núcleos coletivos (Le 77, Me 77<sub>2</sub>, Ya 75), verificou-se que o mecanismo de reação na excitação de um determinado estado pode incluir processos de múltipla etapa (e.g., transferência sequencial dos nucleons ou transferência com excitação inelástica dos núcleos envolvidos na reação), além do processo direto a uma etapa. A importância destes processos de múltipla etapa, em geral, é detetada pelos fatores de normalização  $N$  elevados derivados dos cálculos DWBA. Se a contribuição destes processos indiretos de múltipla etapa for importante quando comparada à do processo direto, então, em geral, as distribuições angulares são bastante diferentes (em forma e grandeza) daquelas obtidas no caso de uma transição ocorrendo unicamente por processo direto a uma etapa.

Análises CCBA das reações de transferência de dois nucleons (Me 77, Be 79<sub>3</sub>), utilizando diretamente parâmetros ópticos extraídos de um cálculo de canais acoplados dos espalhamentos elástico e inelástico nos canais de entrada e saída, mostraram que persiste o problema de discrepância encontrado entre distribuições angulares medidas e cálculos... DWBA. Um ajuste razoável dos dados de transferência somente é obtido introduzindo modificações arbitrárias nos parâmetros. A literatura existente, mostra que este problema (ajuste dos dados e fator de normalização  $N$  elevado), é mais acentuado nas transferências de dois prótons (e.g., (<sup>16</sup>O, <sup>14</sup>C) e



( $^{12}\text{C}, ^{10}\text{Be}$ ) do que nas transferências de dois neutrons, e.g. ( $^{18}\text{O}, ^{16}\text{O}$ ). De fato, nas análises de reações ( $^{18}\text{O}, ^{16}\text{O}$ ) que consideraram processos de múltipla etapa e sequenciais (Fe 76) obteve-se valores  $N \approx 1$ . Nestas análises verificou-se que:

- i) a intensidade da transferência sequencial em alguns casos era tão ou mais forte que a transferência direta (simultânea do par de nucleons) e
- ii) as distribuições angulares sequenciais eram idênticas às obtidas com o modelo simples de cluster.

A reação  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})^{30}\text{Si}$

As seções de choque experimentais  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})$  são mostradas nas Figs.V.6-7. Na Fig.V.7 foram incluídas as distribuições angulares dos estados do  $^{30}\text{Si}$  de spin e paridade desconhecidos. Observa-se uma variação na forma das distribuições angulares: enquanto as distribuições angulares associadas aos quatro estados de mais baixa energia (e.f., 2.24 MeV, 3.50 MeV e 3.79 MeV) mostram oscilações acentuadas, as restantes são caracterizadas por uma quase ausência de estrutura angular.

#### ANÁLISE DWBA

Na análise DWBA das reações de transferência de vários nucleons com o código SATURN-MARS I é usado o tratamento de cluster (sec.III.2). No formalismo utilizado, as funções de onda do cluster no projétil e no núcleo residual (no caso de uma reação de stripping) são desdobradas: uma parte representa o movimento do centro de massa caracterizado pelos números... quânticos ( $N\Lambda$ ) e a outra representa o movimento relativo dos nucleons no cluster, caracterizado por ( $D\lambda$ ).

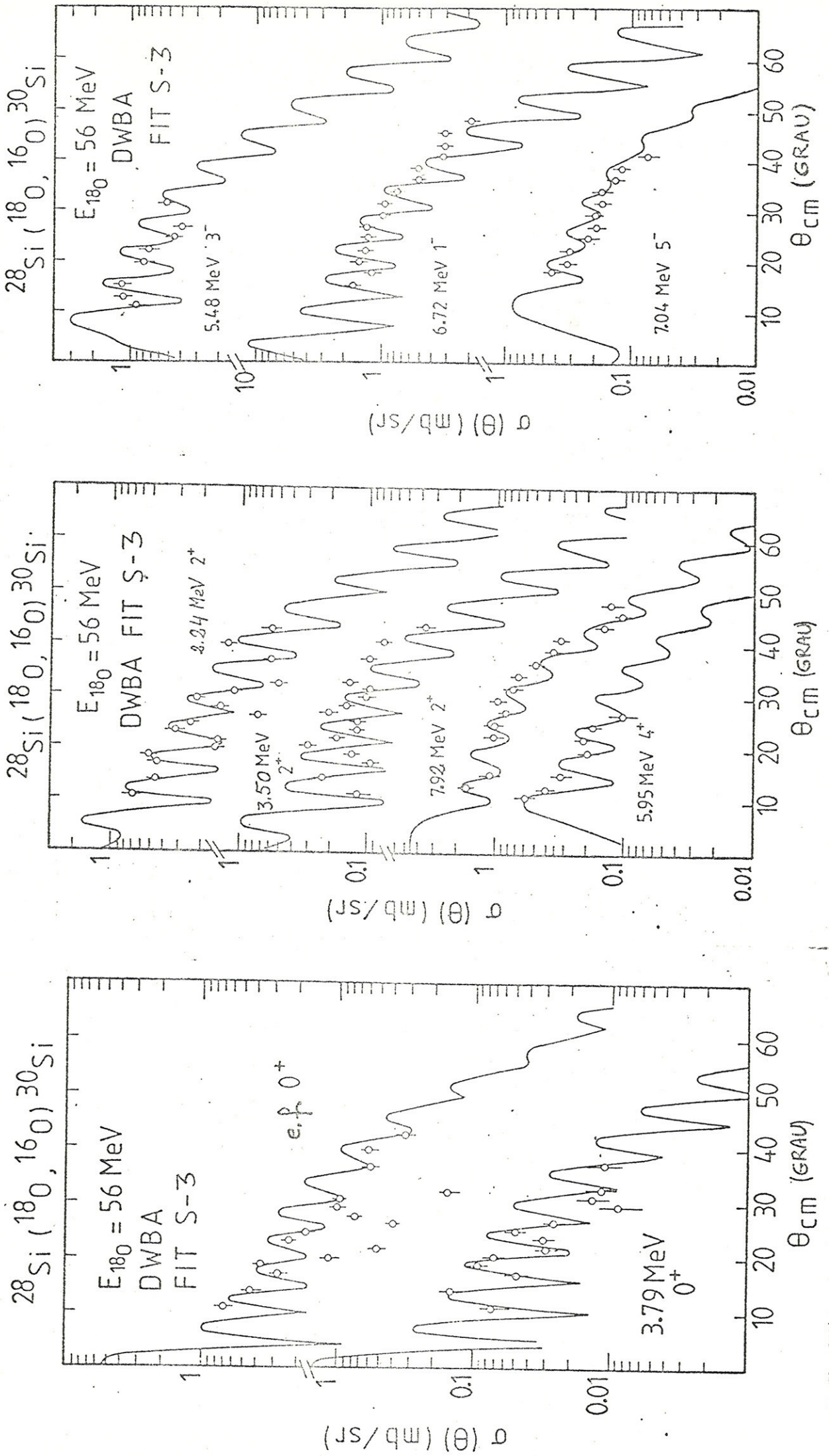


Fig. V.6 Distribuições angulares da reação  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})^{30}\text{Si}$ . As curvas são previsões DWBA-EFR.



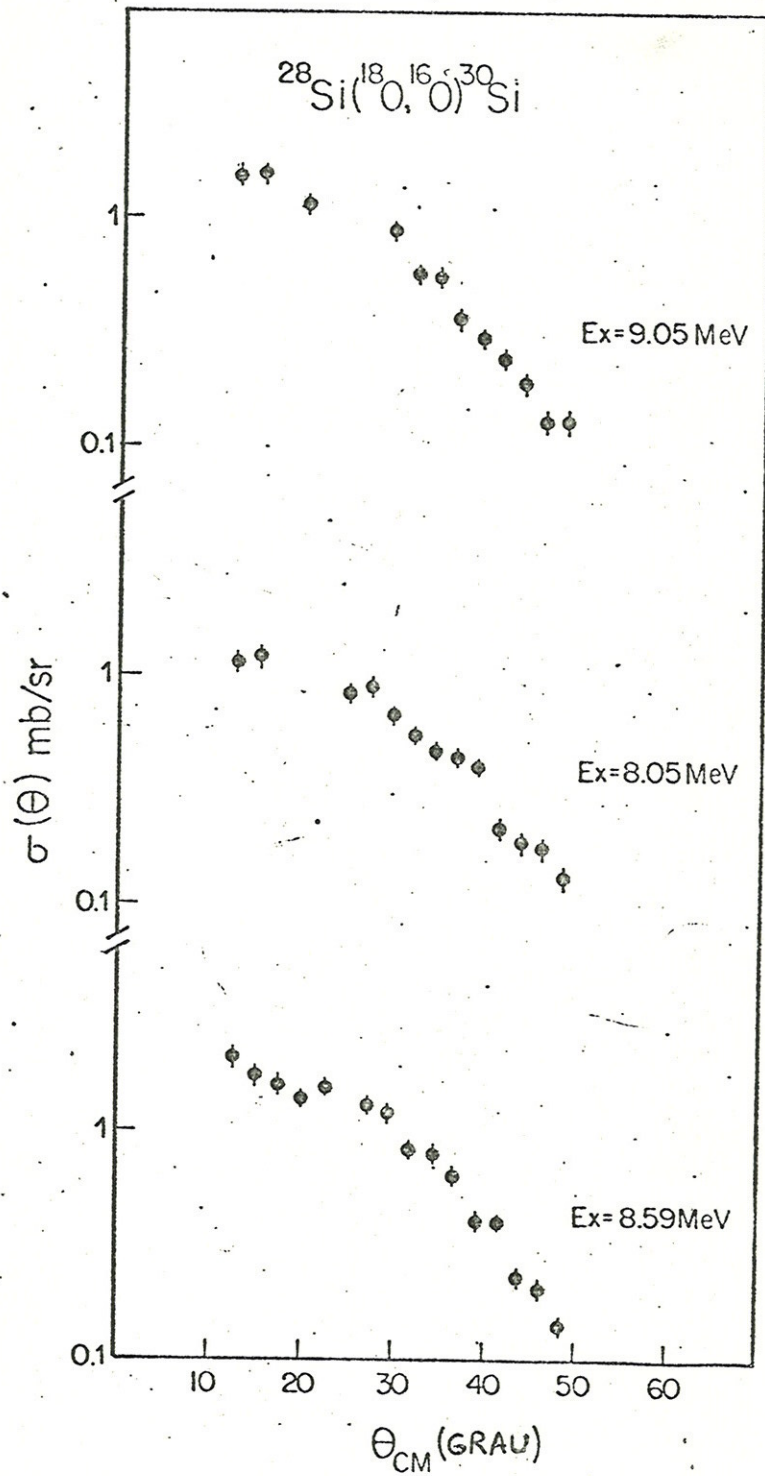


Fig. V.7 Distribuições angulares das transições ( $^{18}\text{O}, ^{16}\text{O}$ ) aos estados observados entre  $Ex = 8.05$  MeV e  $Ex = 9.05$  MeV com spin e paridade desconhecidos.

Com a introdução da aproximação  $0s$  para o movimento relativo dos nucleons no cluster, e considerando somente a contribuição de um estado  $(N\Lambda)$  e um estado  $(N'\Lambda')$ , a expressão da seção de choque diferencial teórica para a reação é fatorizada numa parte espectroscópica (dependente da estrutura nuclear) e numa parte dependente da dinâmica da reação.

As seções de choque experimental e teórica estão relacionadas por:

$$\sigma_{exp}(\theta) = N \begin{pmatrix} 2 & N'\Lambda' \\ C_{ab} & S_{ab} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 2 & N\Lambda \\ C_{AB} & S_{AB} \end{pmatrix} \sigma_{DW}^{N\Lambda, N'\Lambda'}(\theta) \quad (6)$$

onde a notação é a da seq. III.2.

Os fatores espectroscópicos  $S_{ab}$  e  $S_{AB}$  extraídos usando a expressão acima, são comparados com aqueles calculados usando o modelo de camadas com um potencial de oscilador harmônico, eqs 62 e 63 da seq. III.2.2.

#### 1. POTENCIAIS OPTICOS. ESTADO LIGADO

No presente estudo  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})$ , e como se tem verificado nas análises DWBA de transferência de mais de um nucleon já realizadas, não foi possível reproduzir as distribuições angulares  $(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})$  com parametros opticos derivados da análise do espalhamento elástico (Be 79<sub>3</sub>). O ajuste dos dados exige, em geral, uma modificação artificial dos parametros opticos no canal de saída e/ou de entrada (Me 77<sub>2</sub>). Neste trabalho, o melhor ajuste dos dados  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})$  foi obtido com o potencial S-3 (Tabela V.1), enquanto o potencial mais próximo que reproduziu a distribuição angular elástica  $(^{18}\text{O}, ^{18}\text{O})$  é indicado como S-2 na mesma tabela. O potencial S-3 foi utilizado



para gerar as ondas distorcidas em ambos os canais de entrada e saída.

As funções de onda de estado ligado do cluster transferido no núcleo residual (alvo) e no projétil (ejetil),  $\Phi_{N\Lambda}(R)$ , foram calculadas num poço tipo Woods-Saxon de raio  $R = 1.20 A^{1/3}$  fm ( $A$  é a massa do caroço de ligação) e difusividade  $a = 0.65$  fm. A profundidade do poço é ajustada pelo programa de modo a reproduzir a energia de separação do cluster:

$$({}^{18}\text{O}, {}^{16}\text{O}) \begin{cases} B(2n / {}^{18}\text{O}) = 12.189 \text{ MeV} \\ B(2n / {}^{30}\text{Si}) = 19.083 \text{ MeV} \end{cases}$$

$$({}^{18}\text{O}, {}^{20}\text{Ne}) \begin{cases} B(2p / {}^{20}\text{Ne}) = 20.838 \text{ MeV} \\ B(2p / {}^{28}\text{Si}) = 19.856 \text{ MeV} \end{cases}$$

Para descrever um estado excitado no ejétil ou no núcleo residual, considera-se a energia de ligação do par dada por:

$$B = E_s \pm E_x$$

+ para o sistema doador  
- para o sistema aceitador

onde  $E_s$  é a energia de separação do cluster e  $E_x$  a energia de excitação do estado final estudado.

## 2. FATORES ESPECTROSCÓPICOS.

A análise dos dados de transferência ( ${}^{18}\text{O}, {}^{16}\text{O}$ ) foi efetuada assumindo o seguinte: os dois neutrons do "cluster" são transferidos num estado de movimento relativo  $0s$  e com spin  $S=0$ . A não observação de estados de paridade não-natural do  ${}^{30}\text{Si}$  justifica considerar-se somente o movimento  $0s$  dos dois neutrons.

Se não se considerar excitação de caroço:

. o cluster "2n" tem como momento angular orbital no projétil  $L' = 0$  :

$$\left\{ \begin{array}{l} J_{18O} = J_{16O} + J'_{2n} \\ J'_{2n} = L' + S \end{array} \right. \Rightarrow L' = J'_{2n} = 0$$

. o nucleo alvo  $^{28}\text{Si}$  tendo spin  $J_A = 0$ , o spin do caroço A no estado residual (A + a) será também zero, e logo o spin do estado final é :  $J_B = J_{2n} = L$  (momento angular orbital do cluster no estado final do nucleo B).

Os numeros quanticos ( $N\Lambda$ ) e ( $N'\Lambda'$ ) sendo determinados pelas regras de seleção do momento angular e pela relação de conservação da energia num poço de oscilador harmônico (cap.III, eqs 59.1, 59.2 e 59.3) obtem-se:

$$\Lambda' = L' = 0 \quad \Lambda = L = J_{30\text{Si}}$$

O calculo do numero de nodos N e N' depende das configurações escolhidas para os dois neutrons no projétil e no nucleo residual. No caso do projétil  $^{18}\text{O}$ , o cluster foi suposto estar numa configuração  $(2s1d)^2$ , então:

$$2 N' + \Lambda' = 4 \quad \begin{array}{c} \Rightarrow \\ \Lambda' = 0 \end{array} \quad N' = 2$$

Para os estado do nucleo  $^{30}\text{Si}$  de paridade positiva, foi escolhida como configuração onde são depositados os dois neutrons  $(2s1d)^2$ , e logo  $2 N + \Lambda = 4$ . Como  $\Lambda = L = J_{30\text{Si}}$ , obtem-se para os estados:

$$0^+ : \quad \Lambda = 0 \quad ; \quad N = 2$$

$$2^+ : \quad \Lambda = 2 \quad ; \quad N = 1$$

$$4^+ : \quad \Lambda = 4 \quad ; \quad N = 0.$$



Para os estados de paridade negativa do  $^{30}\text{Si}$ , foi escolhida a configuração:  $(2s_{1d})^1 (1f)^1$ , logo  $2N + \Lambda = 5$ , obtendo-se para os estados:

$$1^- : \Lambda = 1 ; N = 2$$

$$3^- : \Lambda = 3 ; N = 1$$

$$5^- : \Lambda = 5 ; N = 0$$

Os calculos DWBA utilizando o potencial S-3 são comparados com os dados na Fig. V.6 . Os calculos reproduzem bem o comportamento oscilatório observado nas transições aos estados 2.24 MeV ( $2_1^+$ ) e 3.79 MeV ( $0_2^+$ ), mas falham na descrição da seção de choque nos angulos trazeiros na ... transição ao estado fundamental. A distribuição angular teórica do estado 3.50 MeV ( $2_2^+$ ) exhibe um comportamento oscilatório mas fora de fase com os dados. Para os estados de energia de excitação mais alta : a 5.48 MeV, 5.95 MeV, 6.72 MeV, 7.04 MeV e 7.92 MeV, os calculos descrevem o comportamento geral dos dados. As oscilações nas distribuições angulares experimentais são mais atenuadas que as obtidas nos calculos.

Comparando as seções de choque experimentais e teóricas através da relação:

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega}_{\text{exp}} = N (C^2 S)_{18\text{O}} (C^2 S)_{30\text{Si}} \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega}_{\text{DW}}^{N\Lambda, N'\Lambda'}$$

obteve-se o produto dos fatores espectroscópicos  $N(C^2S)_1(C^2S)_2$

Na tabela V.3 estão indicados para cada estado do  $^{30}\text{Si}$  : o numero de nodos  $N$  e momento angular  $\Lambda$  da função de onda do centro de massa, o momento angular transferido  $L_t$ , o produto  $N(C^2S)_{18\text{O}}(C^2S)_{30\text{Si}}$  representado simplesmente por

$(N S_1 S_2)$  e os fatores espectroscópicos relativos  $S_{rel} =$   
$$= \frac{(C^2 S)_{est\ exc.}^2}{(C^2 S)_{est.\ fund.}^2}$$
 do cluster-2n no núcleo residual.

Na mesma tabela estão ainda indicados o valor  $S_1 = 1.224$  e para cada estado do  $^{30}\text{Si}$  o valor  $S_2$ , calculados usando funções de onda do modelo de camadas (Wi 77), e os valores de  $N$  obtidos com estes valores de  $S_1$  e  $S_2$ . Considerando  $N = 1$  e o valor  $S_1 = 1.224$  obtiveram-se os fatores espectroscópicos  $S_2$  também mostrados na tabela.

Se o mecanismo de reação fosse, de fato, um processo a uma etapa, a aproximação cluster Os realizada nos cálculos DWBA fosse válida, e os fatores espectroscópicos teóricos corretos, então devia-se obter um valor  $N = 1$  para todas as transições.

O estado a 4.81 MeV ( $2_3^+$ ) não foi observado experimentalmente, e de fato o valor teórico do fator espectroscópico é  $S_2 = 0.005$ .

Ao estado a 5.95 MeV ( $4_2^+$ ) corresponde também um fator espectroscópico teórico muito pequeno ( $S_2 = 0.0005$ ) e um valor  $N = 2042$ . A seção de choque medida pode então estar associada à excitação dos estados a 6.05 MeV ( $0^+$ ) e 6.13 MeV ( $3^-$ ) do ejetil  $^{16}\text{O}$ .

Para os estados de paridade negativa ainda não existem cálculos de modelo de camadas dos fatores espectroscópicos.

### 3. FATOR DE NORMALIZAÇÃO.

Na maioria das análises DWBA de reações de transferência de vários núcleons, obtém-se um fator de normalização elevado,  $N \approx 10 - 10^3$ , quaisquer que sejam os parâmetros ópticos.









O valor de  $\underline{N}$  depende fortemente da escolha dos parâmetros ópticos utilizados nos canais de entrada e saída. Pelo contrário, a razão  $R = \frac{N (J^{\pi})}{N (e.f.)}$ , sendo quase insensível a variações nos parâmetros ópticos, seu valor indica a importância ou não de outros mecanismos além do processo direto na excitação de determinado estado, apesar de se desconhecer os potenciais ópticos apropriados aos cálculos.

No caso da reação  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})$ , a discrepância entre as seções de choque teóricas e experimentais resulta em valores de  $N \approx 2 - 24$  (ver tabela V.3) dependendo das transições. Como os núcleos envolvidos na reação são de natureza coletiva, processos de múltipla etapa envolvendo excitação inelástica nos canais de entrada e saída devem competir com a transferência... direta, reduzindo o fator de normalização  $\underline{N}$ .

#### ANÁLISE CCBA

Na análise CCBA dos dados ( $^{18}\text{O}, ^{16}\text{O}$ ) foi utilizado o código de equações acopladas SATURN-MARS II, que permite incluir a excitação inelástica de qualquer um dos núcleos envolvidos na reação. Como no código EFR-DWBA (SATURN-MARS I), do qual é uma extensão: o programa SATURN calcula os fatores de forma das várias transições que contribuem na transferência, utilizando a .. aproximação cluster quando se trata de transferência de vários núcleons; o programa MARS que calcula a seção de choque, tem como subrotina o programa JPI que através um cálculo de canais acoplados permite obter as ondas distorcidas generalizadas que descrevem os espalhamentos elástico e inelástico nos canais de entrada e saída.

As distribuições angulares CCBA dos estados  $0^+$  e

$2_1^+$  são comparadas aos dados na Fig. V. 8 . Os calculos foram realizados com o potencial S-3 (utilizado nos calculos DWBA) em ambos os canais de entrada e saida. Na Fig. V. 9 mostra-se o acordo razoavel entre os dados dos espalhamentos elástico e inelástico e a respectiva análise de canais acoplados com o potencial S-3. As seções de choque ( $^{18}\text{O}, ^{16}\text{O}$ ) teóricas foram obtidas considerando o acoplamento dos estados  $0^+$  e  $2^+$  nos nucleos alvo e residual; como parametros de deformação usou-se  $\beta_2 = -0.40$  (Na 70) para o  $^{28}\text{Si}$  (nucleo oblato), e  $\beta_2 = 0.32$  (Du 78) para o  $^{30}\text{Si}$  que foi considerado nucleo vibracional.

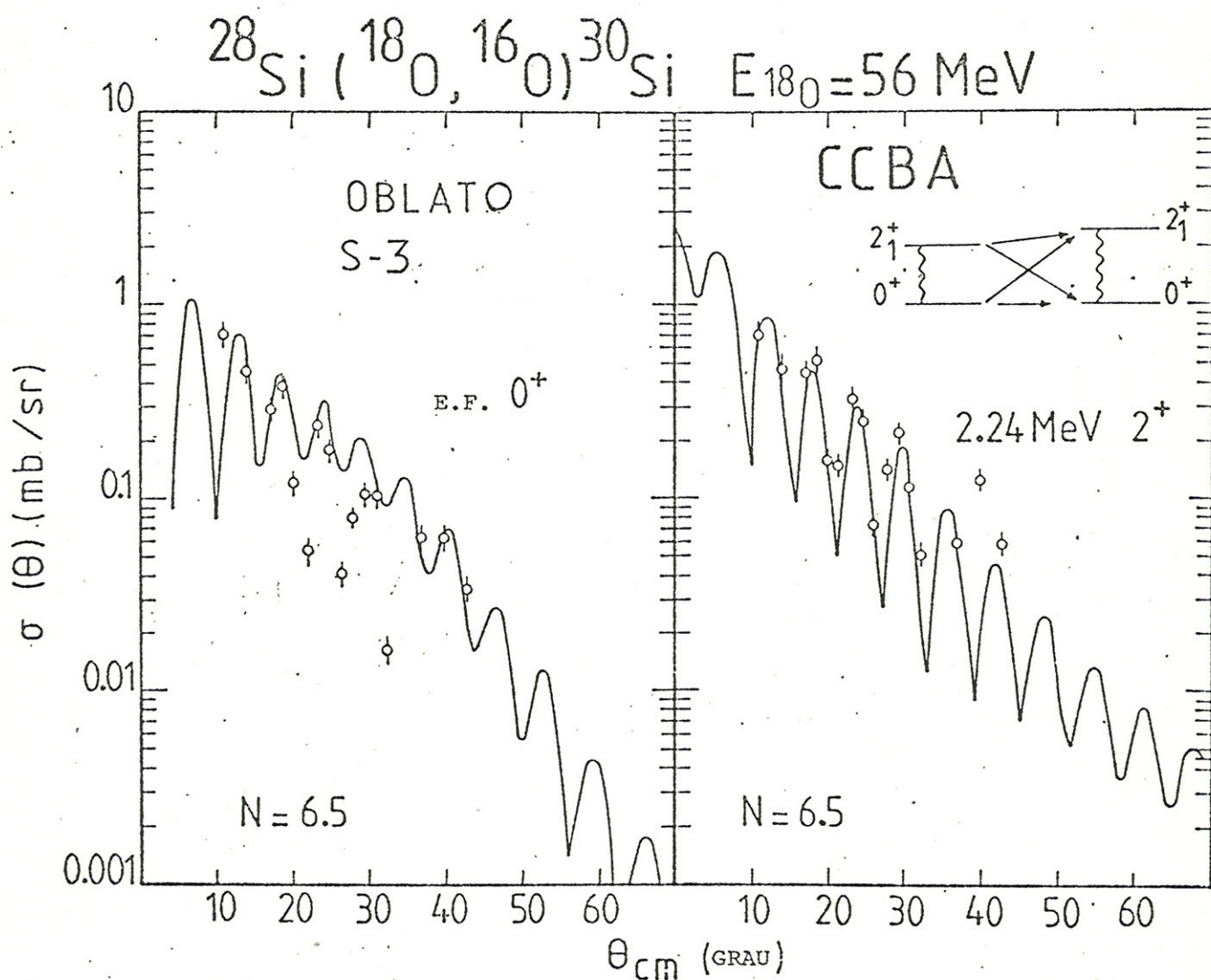


Fig. V.8 Distribuições angulares das transições ( $^{18}\text{O}, ^{16}\text{O}$ ) aos estados fundamental e  $2^+$  (2.24 MeV). As curvas são os ajustes CCBA.



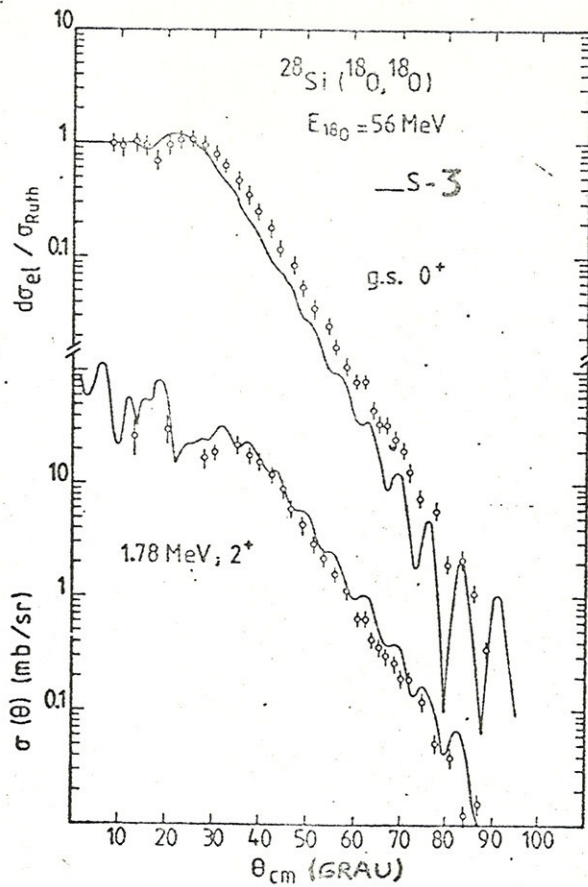


Fig. V.9 Distribuições angulares elástica e inelástica  $^{28}\text{Si} (^{18}\text{O}, ^{18}\text{O})$ . As curvas representam calculos CCBA.

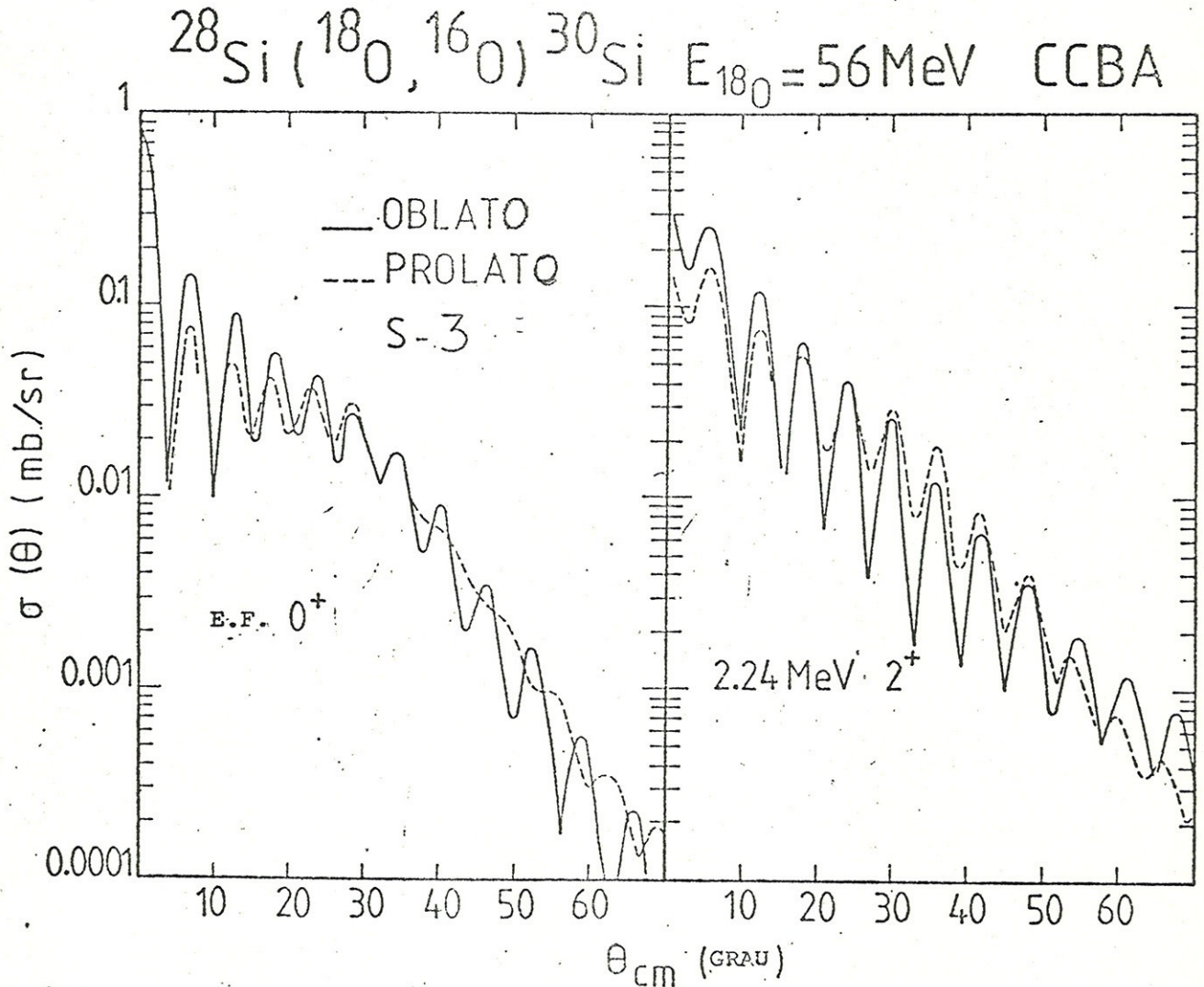


Fig. V.10 Distribuições angulares ( $^{18}\text{O}, ^{16}\text{O}$ ) teóricas das transições aos estados fundamental e  $2^+$  (2.24 MeV) para um nucleo  $^{28}\text{Si}$  oblato e prolato (ver texto).

Os parâmetros de deformação nucleares e coulombianos foram considerados iguais. Na tabela V. 4 são mostradas as amplitudes espectroscópicas das transições contribuindo nas transferências aos estados  $0_1^+$ ,  $2_1^+$  e  $2_2^+$  do  $^{30}\text{Si}$ , calculadas com funções de onda do modelo de camadas (Wi 77).

TABELA V. 4

Amplitudes espectroscópicas CCBA $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})^{30}\text{Si}$						Amplitudes Espectroscópicas	
$^{28}\text{Si}$		$^{30}\text{Si}$		N	$\Lambda$		
Transições							
e.f.	$0^+$	e.f.	$0^+$	2	0	+0.9497	
e.f.	$0^+$	2.24 MeV	$2_1^+$	1	2	+0.2303	
1.78 MeV	$2_1^+$	e.f.	$0^+$	1	2	-0.2980 <sup>a)</sup>	
1.78 MeV	$2_1^+$	2.24 MeV	$2_1^+$	2	0	+0.5720	
e.f.	$0^+$	3.50 MeV	$2_2^+$	1	2	-0.4295	
1.78 MeV	$2_1^+$	3.50 MeV	$2_2^+$	2	0	+0.3045	

a) Esta transição tem uma contribuição muito pequena nas seções de choque.

Para ambos os estados  $0^+$  e  $2_1^+$  do  $^{30}\text{Si}$ , o ajuste dos dados pelas previsões CCBA é comparável ao obtido no tratamento DWBA; no entanto, o mesmo fator de normalização  $N = 6.5$  foi obtido para ambos os estados, em contraste com os valores  $N = 9.1$  e  $20.8$  extraídos dos cálculos DWBA para os estados  $0^+$  e  $2_1^+$ , respectivamente.

Para investigar a possibilidade de discriminação experimental entre deformações prolata e oblata com uma reação de transferência de dois nucleons, foi realizado um cálculo considerando o  $^{28}\text{Si}$  como núcleo prolato. A Fig. V.10, mostra que a variação insignificante na forma das distribuições angulares CCBA não permite tal discriminação.



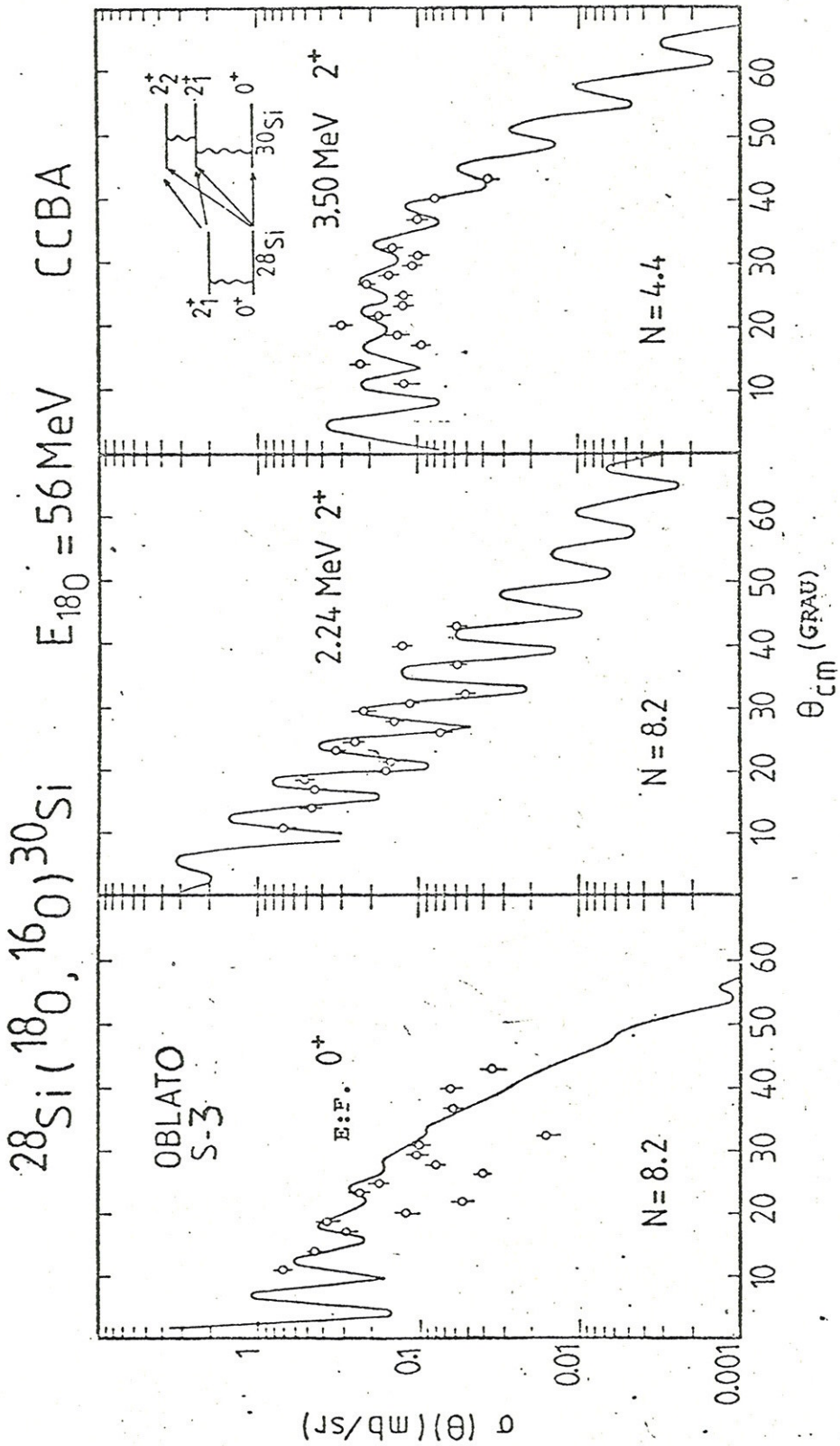


Fig. V.11 Distribuições angulares das transições ( $^{18}\text{O}, ^{16}\text{O}$ ) aos estados fundamental,  $2^+_1$  (2.24 MeV) e  $2^+_2$  (3.50 MeV). As curvas são previsões CCBA.

Um calculo CCBA foi ainda efetuado considerando no canal de saida o acoplamento dos três estados do  $^{30}\text{Si}$  :  $0^+$ ,  $2_1^+$  (1.78 MeV) e  $2_2^+$  (3.50 MeV), este ultimo considerado como estado de dois fonons ( $\beta_2' = 0.23$ ). os resultados deste calculo são apresentados na Fig. V.11 : nota-se que o ajuste das distribuições angulares quase não sofre alteração quando comparado ao das previsões DWBA. Com esta análise, obteve-se a mesma normalização  $N = 8.2$  para os estados fundamental e a 2.24 MeV e um valor  $N = 4.4$  para o estado a 3.50 MeV.



A reação  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{26}\text{Mg}$

A importância da reação de pick-up de dois protons ( $^{18}\text{O}, ^{20}\text{Ne}$ ), ainda muito pouco estudada, deve-se às seguintes características:

- é a análoga favorecida energeticamente da reação  $(n, ^3\text{He})$ ,
- permite estudar núcleos ricos em neutrons (pôr vezes, ainda desconhecidos), usando núcleos alvos também ricos em neutrons ( e.g.:  $^{36}_{16}\text{S}(^{18}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{34}_{14}\text{Si}$  ).

As distribuições angulares experimentais das ... transições  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{20}\text{Ne})$  são apresentadas na Fig.V.12, podendo-se observar para os vários estados que a seção de choque diminui fortemente com o ângulo, e a quase ausência de estrutura.

#### ANÁLISE DWBA

As seções de choque DWBA obtidas com os potenciais S-1 e S-3, que reproduziam os dados de espalhamento elástico e de stripping de dois neutrons ( $^{18}\text{O}, ^{16}\text{O}$ ), não ajustam as distribuições angulares ( $^{18}\text{O}, ^{20}\text{Ne}$ ). As previsões DWBA utilizando o .. potencial S-1 têm forma de sino. Com o potencial S-4 (Tabela V.1), derivado do potencial S-1, obteve-se o ajuste das distribuições angulares mostrado na Fig. V.12 . As oscilações das previsões DWBA são mais fortes que as experimentais em particular no caso da transição ao estado fundamental.

Como nos cálculos referentes à reação ( $^{18}\text{O}, ^{16}\text{O}$ ), considerou-se que os dois protons são transferidos num estado relativo 0s ( $\lambda=0, \bar{D} = 0$ ) com  $S = 0$ .

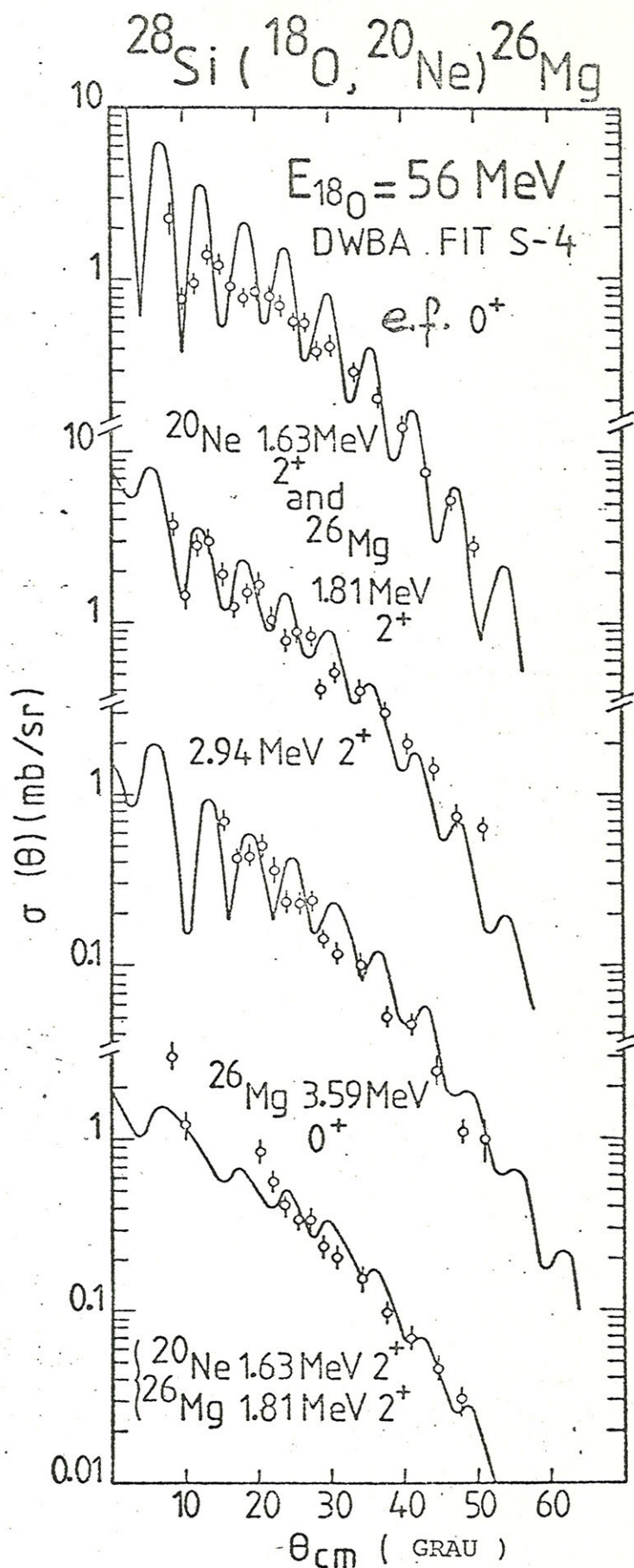


Fig.V.12 Distribuições angulares da reação  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{26}\text{Mg}$ . As curvas são previsões

DWBA-EFR.



Na determinação dos números quânticos  $N\Lambda$  e  $N'\Lambda'$  das funções de onda de estado ligado do par nos núcleos alvo e ejetil, considerou-se que o cluster-2p era removido da camada (2s1d) do núcleo alvo e depositado também na camada (2s1d) do ejetil  $^{20}\text{Ne}$ . Os spins dos núcleos alvo e projétil sendo nulos, obtém-se para valores de  $\Lambda$  e  $\Lambda'$ :

$$\Lambda = L = J_{^{26}\text{Mg}} \quad ; \quad \Lambda' = L' = J_{^{20}\text{Ne}}$$

Por sua vez, a escolha da configuração (2s1d) para o par, implica em  $2N + \Lambda = 4$  e  $2N' + \Lambda' = 4$ , obtendo-se para os estados dos núcleos residual e ejetil:

$^{26}\text{Mg}$			$^{20}\text{Ne}$		
$0^+$	$N = 2$	$\Lambda = 0$	$0^+$	$N' = 2$	$\Lambda' = 0$
$2^+$	$N = 1$	$\Lambda = 2$	$2^+$	$N' = 1$	$\Lambda' = 2$

Na tabela V.5, são dados para as várias transições os fatores espectroscópicos teóricos  $S_1$  e  $S_2$  derivados de um cálculo usando funções de onda de modelo de camadas (Wi 77), e o respectivo fator de normalização  $N$ .

Na análise das distribuições angulares correspondentes a um grupo de níveis não resolvidos, foram adicionadas as contribuições respectivas de acordo com a relação:

$$\sum_i \sigma_{\text{exp}}^i = N \left[ \sum_i S_1^i S_2^i \sigma_{\text{DW}}^i \right]$$

Os resultados da análise CCBA da reação  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})$  e o fato do ejetil  $^{20}\text{Ne}$  ser um núcleo fortemente deformado, sugere que o fator de normalização  $N$  elevado obtido para as transições ( $^{18}\text{O}, ^{20}\text{Ne}$ ) nos cálculos DWBA, possa ser reduzido com uma aná-

lise CCBA envolvendo processos de múltipla etapa tipo excitação inelástica. Considerações cinemáticas ( $Q_{e.f.} = 0.981$  MeV,  $Q_{opt} = 2.434$  MeV) indicam que os processos indiretos envolvendo excitação inelástica no canal de entrada ( $^{28}\text{Si}_{e.f.} \rightarrow ^{28}\text{Si}_{2^+}$  e  $^{18}\text{O}_{e.f.} \rightarrow ^{18}\text{O}_{2^+}$ ) devem ser favorecidos, pois as respectivas transições tem valor-Q mais próximos do valor- $Q_{opt} = 2.43$  MeV.

TABELA V.5

Fatores espectroscópicos de 2 protons  
da reação  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{26}\text{Mg}$

Transição	Fatores Espectroscópicos	N
$0_1^+ \rightarrow 0_1^+ (^{26}\text{Mg}_{e.f.})$	$S_1(^{20}\text{Ne}_{e.f.}) = 1.531$ $S_2(^{26}\text{Mg}_{e.f.}) = 2.440$	33.5
$0_1^+ \rightarrow \begin{cases} 2_1^+ (^{26}\text{Mg}_{1.81}) \\ 2_1^+ (^{20}\text{Ne}_{1.63}) \end{cases}$ $\frac{\sigma(^{20}\text{Ne}_{1.63})}{\sigma(^{26}\text{Mg}_{1.81})} \approx 10$	$\begin{cases} S_1(^{20}\text{Ne}_{e.f.}) = 1.531 \\ S_2(^{26}\text{Mg}_{1.81}) = 1.635 \end{cases}$ $\begin{cases} S_1(^{20}\text{Ne}_{1.63}) = 1.106 \\ S_2(^{26}\text{Mg}_{e.f.}) = 2.440 \end{cases}$	26.3
$0_1^+ \rightarrow \begin{cases} 2_1^+ (^{20}\text{Ne}_{1.63}) \\ 2_1^+ (^{26}\text{Mg}_{1.81}) \end{cases}$ $0_1^+ \rightarrow 0_2^+ (^{26}\text{Mg}_{3.59})$ $\frac{\sigma(0^+ \rightarrow 2_1^+ + 2_1^+)}{\sigma(0^+ \rightarrow 0_2^+)} \approx 100$	$\begin{cases} S_1(^{20}\text{Ne}_{1.63}) = 1.106 \\ S_2(^{26}\text{Mg}_{1.81}) = 1.635 \end{cases}$ $S_1(^{20}\text{Ne}_{e.f.}) = 1.531$ $S_2(^{26}\text{Mg}_{3.59}) = 0.0417$	42
$0_1^+ \rightarrow 2_2^+ (^{26}\text{Mg}_{2.94})$	$\begin{cases} S_1(^{20}\text{Ne}_{e.f.}) = 1.531 \\ S_2(^{26}\text{Mg}_{2.94}) = 1.805 \end{cases}$	84.2

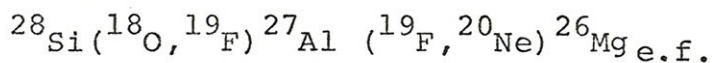
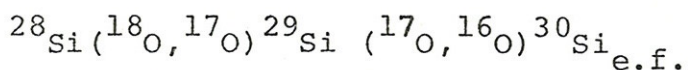


Nos estudos de transferência de um e mais núcleons, a condição de ajuste cinemático é usada para determinar a importância relativa dos processos diretos e indiretos. Se o valor-Q do processo direto é bastante diferente do valor- $Q_{opt}$ , então é possível que um ou mais processos indiretos envolvendo excitação inelástica dos núcleos coletivos participando na reação, sejam favorecidos cinematicamente em relação ao processo direto. Desajuste cinemático pode justificar:

- a pequena contribuição da transição  $2^+ \rightarrow 0^+$  nas seções de choque;
- o fato de não se ter considerado nos cálculos CCBA a excitação  $2^+$  (1.98 MeV) do projétil  $^{18}\text{O}$ .

O estudo  $^{26}\text{Mg}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})^{28}\text{Mg}$  (Be 79), mostrou que a importância do processo indireto via excitação do projétil  $^{18}\text{O}$ , assim como os outros processos indiretos, dependiam do conjunto de parâmetros ópticos utilizado.

Mermaz et al. (Me 79) baseados no trabalho de Feng et al. (Fe 76), analisaram as reações  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})^{30}\text{Si}_{e.f.}$  e  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{26}\text{Mg}_{e.f.}$  como transferências sequenciais, i.é.:



considerando somente estados de partícula independente dos núcleos intermediários, i.é.:  $^{17}\text{O} - ^{29}\text{Si}$  e  $^{19}\text{F} - ^{27}\text{Al}$ , respectivamente. Os resultados desta análise mostraram que a contribuição dos processos sequenciais em ambas as reações é desprezível em comparação com os processos direto e de dupla etapa tipo excitação inelástica.

Resumindo, calculos DWBA utilizando potenciais opticos determinados pela análise do espalhamento elástico, não reproduzem os dados de transferência de dois nucleons. O ajuste <sup>razoável</sup> das distribuições angulares ( $^{18}\text{O}, ^{16}\text{O}$ ) e ( $^{18}\text{O}, ^{20}\text{Ne}$ ) somente foi obtido modificando os parametros opticos. O mesmo problema, foi observado nos estudos  $^{24,26}\text{Mg} (^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})$   $^{26,28}\text{Mg}$  por M. Bernas et al. (Be 79<sub>3</sub>, Be 80).

Da análise DWBA das transições  $^{28}\text{Si} (^{18}\text{O}, ^{20}\text{Ne})$   $^{24}\text{Mg}$ , resultaram fatores de normalização  $N$  mais elevados do que no caso das transições ( $^{18}\text{O}, ^{16}\text{O}$ ). Este resultado pode significar uma maior contribuição dos processos de dupla etapa no mecanismo da transferência ( $^{18}\text{O}, ^{20}\text{Ne}$ ) do que no caso da transferência ( $^{18}\text{O}, ^{16}\text{O}$ ).

A análise CCBA da reação ( $^{18}\text{O}, ^{16}\text{O}$ ) incluindo processos de dupla etapa, permitiu reduzir e até igualar o fator de normalização das transições aos estados:  $0^+$  ( $N = 8.2$ ),  $2_1^+$  ( $N = 8.2$ ) e  $2_2^+$  ( $N = 4.4$ ) do  $^{30}\text{Si}$ . No entanto, o ajuste das distribuições angulares é comparável ao das previsões DWBA.



### V.2.3 TRANSFERÊNCIA DE TRÊS NUCLEONS

As transferências de três nucleons com seções de choque que permitiram medir distribuições angulares foram as reações :  $(^{18}\text{O}, ^{15}\text{O})$  ,  $(^{18}\text{O}, ^{15}\text{N})$  e  $(^{18}\text{O}, ^{21}\text{Ne})$ .

O desajuste de valor-Q ( $Q_{e.f.-e.f.} = -13.149$  MeV e  $Q_{opt} = -5.0$  MeV) da reação de stripping de um " $^3\text{He}$ ",.....  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{15}\text{C})^{31}\text{S}$ , deve explicar não se terem observado grupos de  $^{15}\text{C}$ .

No caso da reação de pick-up de um "triton".....  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{21}\text{Ne})^{25}\text{Mg}$ , somente foi observado o grupo  $^{21}\text{Ne}_{e.f.}$  associado ao estado fundamental do nucleo residual  $^{25}\text{Mg}$  (Fig. IV.5). Na Fig. V.13 é mostrada a distribuição angular medida da transição  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{21}\text{Ne}_{e.f.})^{25}\text{Mg}_{e.f.}$ .

A análise DWBA das reações  $(^{18}\text{O}, ^{15}\text{O})$  e  $(^{18}\text{O}, ^{15}\text{N})$  é apresentada a seguir.

As reações  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{15}\text{O})^{31}\text{Si}$  e  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{15}\text{N})^{31}\text{P}$

#### ANÁLISE DWBA

Na análise DWBA das reações de transferência de três nucleons foi também utilizada a aproximação Os ( $\bar{V} = \lambda = 0$ ).

As funções de onda de estado ligado de um "cluster" de massa 3 e spin  $S = 1/2$  no projétil e nucleo residual, foram calculadas num potencial Woods-Saxon de raio  $R = 1.20 A^{1/3}$  fm e difusividade  $a = 0.65$  fm. A profundidade foi ajustada pelo programa até reproduzir a energia de separação do cluster nos dois nucleos:

$$B (\text{triton} / ^{18}\text{O}) = 15.834 \text{ MeV}$$

$$B (\text{triton} / ^{31}\text{P}) = 17.897 \text{ MeV}$$

$$B ( 3 n / {}^{18}\text{O} ) = 27.858 \text{ MeV}$$

$$B ( 3 n / {}^{31}\text{Si} ) = 25.671 \text{ MeV}$$

O numero de nós  $N$  das funções de onda do cluster "triton" (e do cluster " 3 n " ) foram determinados pela relação:

$$2 N + \Lambda = \sum_{i=1}^3 ( 2 n_i + l_i )$$

Em ambas as reações, considerou-se que no projétil  ${}^{18}\text{O}$ , o cluster estava numa configuração  $(1p)^1 (2s1d)^2$ , e logo:  $2 N' + \Lambda' = 5$ . No caso dos nucleos residuais  ${}^{31}\text{Si}$  e  ${}^{31}\text{P}$ , considerou-se que os três nucleons do cluster eram colocados nas orbitas  $(2s1d)$  :  $2 N + \Lambda = 6$ .

Através das regras de seleção ( V. 5 ) foram obtidos os momentos angulares transferidos.

A análise DWBA da reação  ${}^{28}\text{Si}({}^{18}\text{O}, {}^{15}\text{N}){}^{31}\text{P}$  foi realizada com o potencial optico S-1 em ambos os canais de entrada e saída. Na Fig.V.14 é mostrado o ajuste satisfatório dos dados obtido com este potencial.

Na tabela V. 7 são mostrados o produto  $NS_1S_2$  dos fatores espectroscópicos obtido normalizando as previsões DWBA aos dados, e compara-se os fatores espectroscópicos relativos obtidos neste estudo com aqueles provenientes de reações  $({}^3\text{He}, d)$  (Mo 70, Wo 70) e  $({}^{16}\text{O}, {}^{15}\text{N})$  (Ba 75).

No caso da reação  ${}^{28}\text{Si}({}^{18}\text{O}, {}^{15}\text{O})$ , verificou-se que era impossivel reproduzir os dados com um potencial optico que descrevesse também as seções de choque de espalhamento elástico. Com o potencial S-2 (Tabela V.1), que reproduz a distribuição angular elástica obteve-se distribuições angulares ....  $({}^{18}\text{O}, {}^{15}\text{O})$  em forma de sino acentuadas nos angulos trazeiros, como no caso da transferência de dois nucleons. Os ajustes mostrados



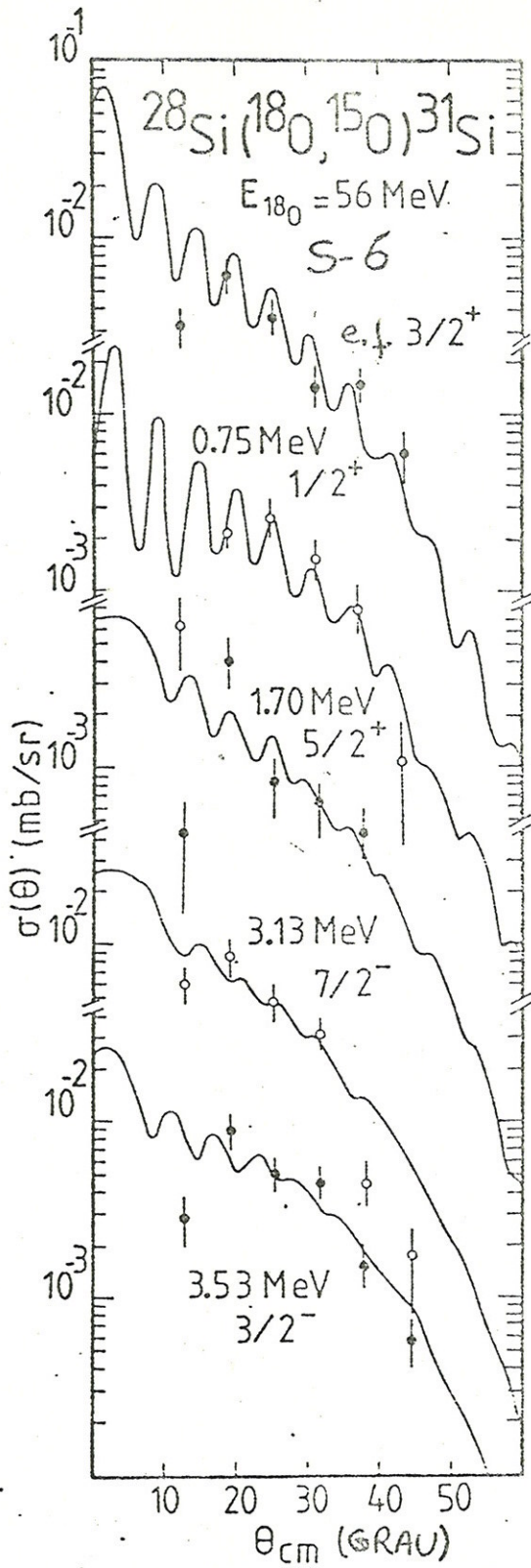


Fig. V.15

Distribuições angulares da reação  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{15}\text{O})^{31}\text{Si}$ . As curvas são previsões DWBA-EFR.

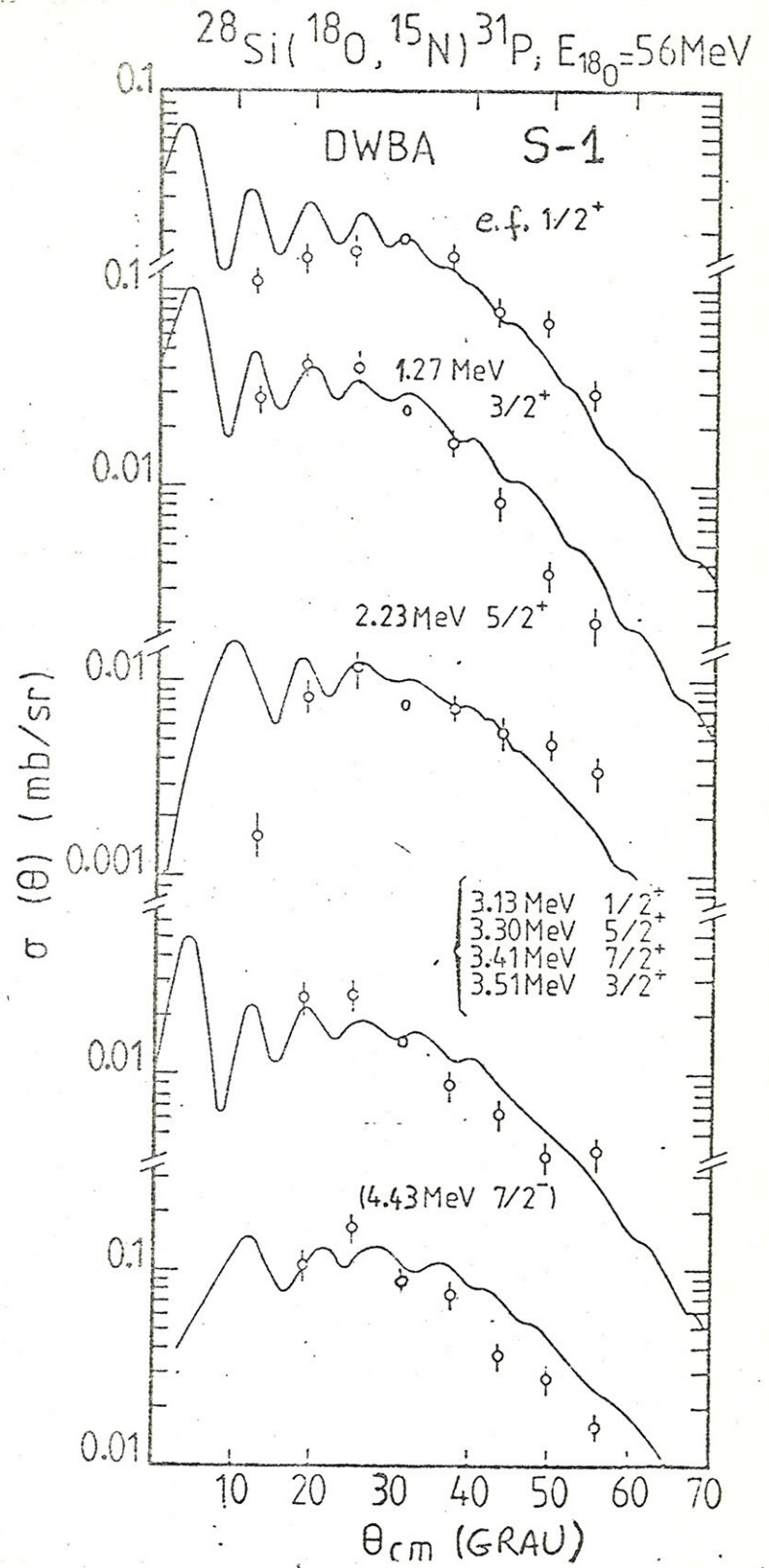


Fig. V.14

Distribuições angulares da reação  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{15}\text{N})^{31}\text{P}$ . As curvas são previsões DWBA-EFR.

TABELA V.7

Fatores espectroscópicos "triton" da reação  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{15}\text{N})^{31}\text{P}$

Níveis do $^{31}\text{P}$ a)		$(^3\text{He}, d)$			$(^{16}\text{O}, ^{15}\text{N})$ d)			$^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{15}\text{N})^{31}\text{P}$				
Ex (MeV)	$J^\pi$	$l_p$	$s_p^b$	$s_p^c$	$s_{rel}^c$	$l_t$	$s_p$	$s_{rel}$	Ex (MeV)	$NS_1S_2$	$S_{rel}$	$l_t$
0.0	$1/2^+$	0	0.66	0.70	1.0	1	0.56	1.0	0.0	0.270	1.0	1
1.266	$3/2^+$	2	1.2	0.725	1.036	1,2	0.74	1.32	1.27	0.400	1.48	1,2
2.234	$5/2^+$	2	0.12	0.068	0.098	2,3	0.30	0.536	2.23	0.066	0.244	2,3
3.134	$1/2^+$	0	0.043	0.038	0.054				3.1			
3.295	$5/2^+$	(2)	(0.002)	0.0016	0.002				3.3			
3.414	$7/2^+$	4		0.001					3.41			
3.505	$3/2^+$	(2)	(0.007)	0.0075	0.0107				3.51			
4.190	$5/2^+$	2	0.033	0.0316								
4.261	$3/2^+$	2		0.007								
4.431	$7/2^-$	3	0.43	0.40	0.571	3,4	0.35	0.62	4.43			
4.593	$3/2^+$	2	0.051	0.03								

$\langle 0.17 \rangle$

a) En 78    b) Mo 70    c) Wo 70    d) Ba 75



na Fig. V.15 foram obtidos com o potencial S-6 (Tabela V.1); considerando como parametros opticos iniciais os do potencial S-2 . Na tabela V.8 são comparados os fatores espectroscópicos relativos, extraídos usando os potenciais S-6 e S-7 (Tabela V.1), com os fatores espectroscópicos derivados de estudos... (d,p) (Bo 65, Wi 68). O ajuste dos dados com o conjunto S-7 é inferior ao obtido com o conjunto S-6.

Como já verificado nos estudos de transferência de vários nucleons, a grandeza das seções de choque teóricas é bastante sensível aos potenciais opticos utilizados. No caso da reação ( $^{18}\text{O}, ^{15}\text{O}$ ), normalizando os dados com as previsões DWBA utilizando os potenciais S-6 e S-7, obtem-se:

$$N S_1 S_2 = 666 \text{ ( S-6 ) } ; \quad N S_1 S_2 = 9.1 \text{ ( S-7 ) }$$

Deste estudo das reações ( $^{18}\text{O}, ^{15}\text{N}$ ) e ( $^{18}\text{O}, ^{15}\text{O}$ ) podem-se tirar as seguintes conclusões:

1) Em ambas as reações ( $^{18}\text{O}, ^{15}\text{N}$ ) e ( $^{18}\text{O}, ^{15}\text{O}$ ), os estados excitados foram aqueles observados nas reações ( $^3\text{He}, d$ ) e (d,p), respectivamente.

2) No caso da reação ( $^{18}\text{O}, ^{15}\text{N}$ ), previsões DWBA utilizando parametros opticos derivados de análise do espalhamento elástico reproduziram os dados ( S-1 ). Pelo contrário, um ajuste das seções de choque ( $^{18}\text{O}, ^{15}\text{O}$ ) somente foi possível com uma análise DWBA utilizando um potencial optico que não descreve os dados de espalhamento elástico, como também se verificou no estudo da transferência de dois nucleons.

3) As tabelas V.7 e V.8 mostram que os fatores espectroscópicos relativos das reações ( $^{18}\text{O}, ^{15}\text{N}$ ) e ( $^3\text{He}, d$ ) e das reações ( $^{18}\text{O}, ^{15}\text{O}$ ) e (d,p) são semelhantes. Este resultado pode significar que o <sup>0</sup>proton transferido na reação ( $^{18}\text{O}, ^{15}\text{N}$ ) ocupa as

TABELA V.8

Fatores espectroscópicos "3n" da reação  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{15}\text{O})^{31}\text{Si}$

Níveis do $^{31}\text{Si}$ a)		$^{30}\text{Si}(d,p)$				Este trabalho ( $NS_1S_2$ )/( $NS_1S_2$ ) <sub>ref.</sub>			
Ex (MeV)	$J^\pi$	$l_n$	$S_n^b$	$S_n^c$	$S_{rel}^c$	Ex (MeV)	$l_t$	S-6	S-7
0.0	$3/2^+$	2	0.86	0.825	1.0	0.0	1,2	1.0	1.0
0.752	$1/2^+$	0	0.27	0.65	0.79	0.75	1	0.75	0.73
1.694	$5/2^+$	2	0.02	0.05	0.06	1.70	2,3	0.19	0.10
2.317	$3/2^+$	2	0.06	0.083	0.10	2.32		fraco	
2.789	$5/2^+(3/2^+)$	2	0.04	0.06 ( $5/2^+$ )	0.07	2.79		fraco	
3.134	$7/2^-$	3	0.57	0.838	1.01	3.13	3,4	0.44	0.73
3.534	$3/2^-$	1	0.48	0.55	0.67	3.53	1,2	1.07	1.16
3.875	$(7/2, 9/2^+)$					3.88		fraco	
4.259	$(3/2, 5/2)^+$	2		0.087 ( $3/2^+$ )	0.11	4.26		fraco	
4.383	$3/2^-$	1		0.15	0.18	4.38			
4.688									
4.720	$1/2^+$	0		0.23	0.28	4.72			

a). En 78      b) Wi 68      c) Bo 65

orbitas de particula independente acima de um caroço  $^{30}\text{Si}$  no estado fundamental, o qual foi formado pela transferência do par de neutrons com spin  $S = 0$  do cluster. No caso da transferência ( $^{18}\text{O}, ^{15}\text{O}$ ), o neutron desemparelhado ocuparia as orbitas de particula independente de neutrons acima do caroço  $^{30}\text{Si}_{e.f.}$ . De fato, esta explicação parece consistente com o que se observa experimentalmente. Do ponto de vista de informações sobre estrutura nuclear, as reações ( $^{18}\text{O}, ^{15}\text{N}$ ) e ( $^{18}\text{O}, ^{15}\text{O}$ ), de acordo com o mencionado acima devem permitir localizar estados particula de protons e de neutrons em nucleos ricos em neutrons, respectivamente.



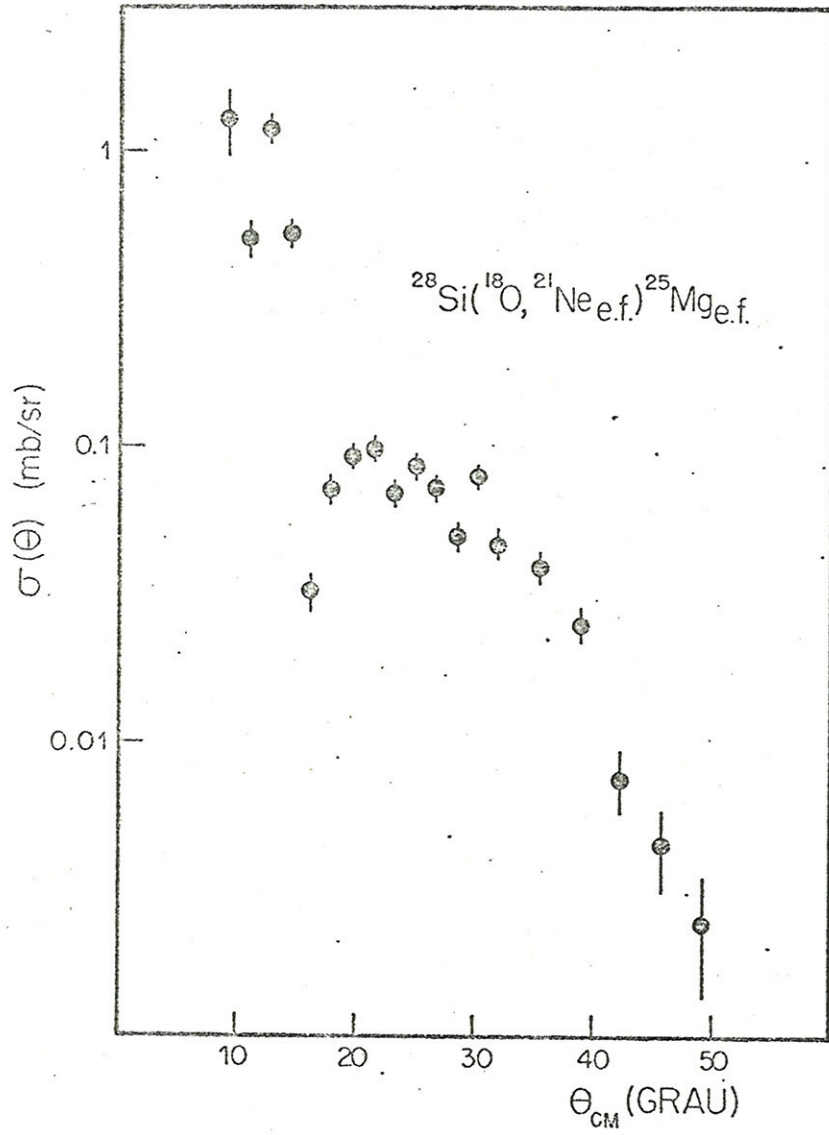
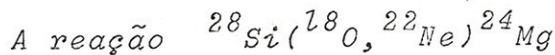


Fig. V.13 Distribuição angular experimental da  
reação  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{21}\text{Ne}_{\text{e.f.}})^{25}\text{Mg}_{\text{e.f.}}$ .

#### V.2.4 TRANSFERÊNCIA DE QUATRO NUCLEONS

A transferência de 2 prótons-2 nêutrons é, entre as reações de transferência de vários nucleons, a que tem provocado mais interesse, pois permite obter informações sobre correlações- $\alpha$  nos nucleos.

Com exceção da reação de pick-up ( $d, {}^6\text{Li}$ ), a investigação da correlação- $\alpha$  tem sido realizada através de reações de stripping, e.g.: ( ${}^6\text{Li}, d$ ), ( ${}^7\text{Li}, t$ ), ( ${}^{12}\text{C}, {}^8\text{Be}$ ), ( ${}^{16}\text{O}, {}^{12}\text{C}$ ) e ( ${}^{18}\text{O}, {}^{14}\text{C}$ ). As distribuições angulares medidas destas transferências, em geral, não são reproduzidas pelos calculos DWBA-EFR usando potenciais opticos derivados dos dados de espalhamento elástico ( $\text{Be } 79_1, \text{Be } 79_2$ ), e a grandeza das seções de choque absolutas experimentais é subestimada pelos calculos. Como na análise das transferências de dois e três nucleons, ajustes DWBA-EFR razoáveis dos dados de transferência  $\alpha$  foram obtidos modificando arbitrariamente os parametros opticos.



#### ANÁLISE DWBA

As transições ao estado fundamental do  ${}^{24}\text{Mg}$  e aos estados  $2_1^+$  dos nucleos  ${}^{24}\text{Mg}$  e  ${}^{22}\text{Ne}$  foram analisadas considerando a aproximação Os nos calculos DWBA.

No estudo ( ${}^{18}\text{O}, {}^{22}\text{Ne}$ ) também não foi possível obter um potencial que descrevesse simultaneamente os dados de espalhamento elástico e da transferência ( ${}^{18}\text{O}, {}^{22}\text{Ne}$ ). Os potenciais S-3 e S-4 também não reproduzem os dados. O ajuste das distribuições angulares foi obtido com o potencial S-5 (Tabela V.1), o qual é bem próximo do potencial S-1 que descreve o espalhamento elástico.



As funções de onda de estado ligado do "cluster- $\alpha$ " nos núcleos alvo e ejetil, foram calculadas num potencial Woods-Saxon (geometria:  $R = 1.25 A^{1/3}$  fm e  $a = 0.65$  fm) cuja profundidade foi ajustada de modo a reproduzir a energia de separação do cluster:

$$B (\alpha / {}^{22}\text{Ne}) = 9.668 \text{ MeV}$$

$$B (\alpha / {}^{28}\text{Si}) = 9.985 \text{ MeV}$$

Considerando que os quatro nucleons transferidos ocupam em ambos os núcleos  ${}^{28}\text{Si}$  e  ${}^{22}\text{Ne}$  a configuração (2s1d), obtém-se através da relação:

$$2N + \Lambda = \sum_{i=1}^4 (2n_i + l_i)$$

os seguintes valores dos números quânticos  $N \Lambda$  ( $N' \Lambda'$ ) para as funções de onda do cluster- $\alpha$ :

${}^{24}\text{Mg}$			${}^{22}\text{Ne}$		
$J^{\pi}$	N	$\Lambda$	$J^{\pi}$	N'	$\Lambda'$
$0^+$	4	0	$0^+$	4	0
$2^+$	3	2	$2^+$	3	2

Na Fig. V.16 é mostrado o ajuste das distribuições angulares experimentais pelas previsões DWBA-EFR baseadas no potencial S-5. Os fatores espectroscópicos- $\alpha$  calculados usando o modelo de camadas e os fatores de normalização  $\underline{N}$ , são apresentados na tabela V.9. O valor  $\underline{N}$  elevado, mais uma vez, pode significar que a contribuição de processos indiretos envolvendo excitação inelástica dos estados coletivos dos núcleos alvo e residual, tem um papel importante.

No estudo  ${}^{28}\text{Si}(d, {}^6\text{Li}){}^{24}\text{Mg}$  (Co 76), foi observado o estado de paridade não-natural  $3^+$  a 5.24 MeV do  ${}^{24}\text{Mg}$ , com

seção de choque razoável. Tal transição é proibida numa transferência- $\alpha$  a uma etapa. A extensão do estudo da reação. ....  $(^{18}\text{O}, ^{22}\text{Ne})$  aos estados do  $^{24}\text{Mg}$  de energia de excitação mais alta, seria então interessante, pois permitiria:

- i) a comparação da seletividade relativa dos estados do  $^{24}\text{Mg}$ , obtida em ambas as reações  $(d, ^6\text{Li})$  e  $(^{18}\text{O}, ^{22}\text{Ne})$ ,
- ii) verificar se o estado  $3^+$  também é populado no estudo  $(^{18}\text{O}, ^{22}\text{Ne})$ .



TABELA V.9

Fatores espectroscópicos -N da reação  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{22}\text{Ne})^{24}\text{Mg}$

Transição	Fatores espectroscópicos	N
$0_1^+ \longrightarrow 0_1^+$	$\begin{cases} S_1(^{22}\text{Ne}_{\text{e.f.}}) = 0.3025 \\ S_2(^{24}\text{Mg}_{\text{e.f.}}) = 0.0057 \end{cases}$	44.5
$0_1^+ \longrightarrow \begin{cases} 2_1^+ (^{22}\text{Ne}_{1.27}) \\ 2_1^+ (^{24}\text{Mg}_{1.37}) \end{cases}$	$\begin{cases} S_1(^{22}\text{Ne}_{1.27}) = 0.3720 \\ S_2(^{24}\text{Mg}_{\text{e.f.}}) = 0.0057 \end{cases}$	27
$\frac{\sigma(^{22}\text{Ne}_{1.27})}{\sigma(^{24}\text{Mg}_{1.37})} \simeq 14$	$\begin{cases} S_1(^{22}\text{Ne}_{\text{e.f.}}) = 0.3025 \\ S_2(^{24}\text{Mg}_{1.37}) = 0.0112 \end{cases}$	

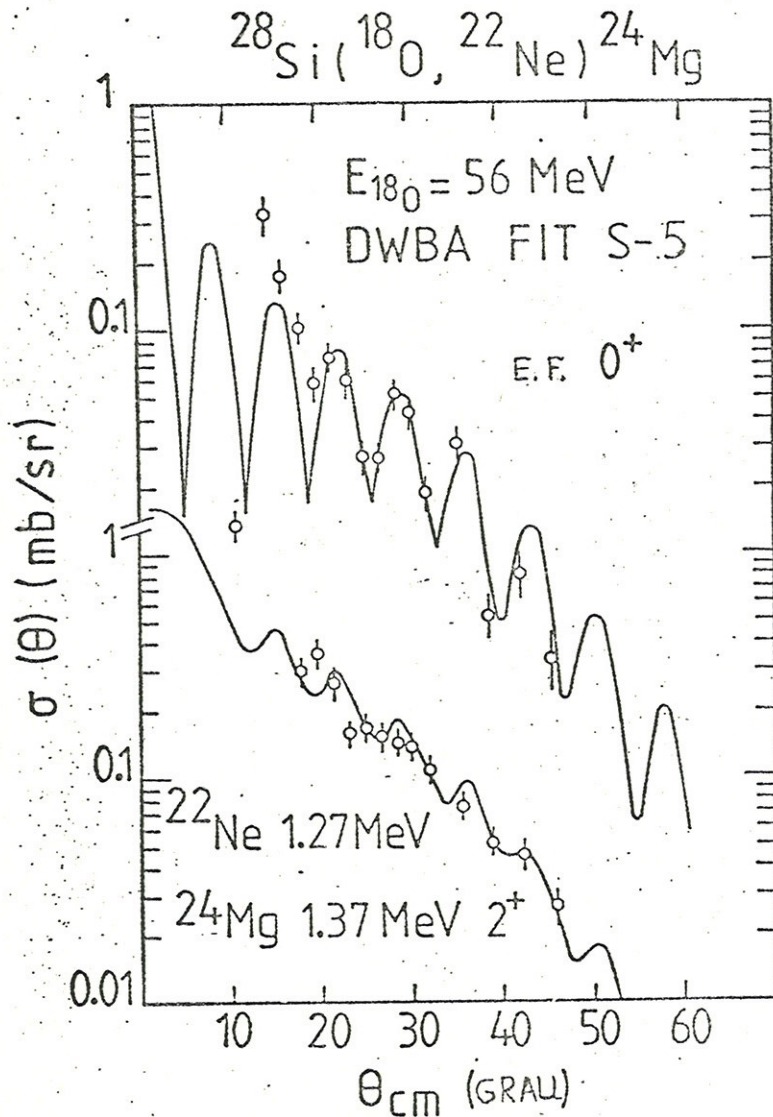


Fig. V. 16 Distribuições angulares da reação  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{22}\text{Ne})^{24}\text{Mg}$ . As curvas são previsões DWBA-EFR.

### CONCLUSÕES

Neste trabalho foram estudados os espalhamentos elástico e inelástico ( $^{18}\text{O}, ^{18}\text{O}$ ) e as transferências ( $^{18}\text{O}, ^{17}\text{O}$ ), ( $^{18}\text{O}, ^{16}\text{O}$ ), ( $^{18}\text{O}, ^{20}\text{Ne}$ ), ( $^{18}\text{O}, ^{15}\text{O}$ ), ( $^{18}\text{O}, ^{15}\text{N}$ ) e ( $^{18}\text{O}, ^{22}\text{Ne}$ ) à energia incidente de 56 MeV (lab). A boa resolução em energia obtida, permitiu resolver a maioria dos níveis populados nas transferências estudadas.

Calculos DWBA-EFR foram realizados para as reações de transferência observadas e comparados com os dados.

A observação dos espectros de energia obtidos... mostrou:

os níveis mais fortemente excitados neste trabalho são os observados nas reações induzidas por ions leves, populando o mesmo nucleo residual;

a importância de um ajuste cinemático na intensidade de excitação dos vários níveis.

Da comparação entre calculos teóricos e experiência pode-se concluir:

1) Espalhamentos elástico e inelástico. Na análise de canais acoplados dos espalhamentos elástico e inelástico, foi necessário utilizar um potencial de absorção forte para descrever os dados. Nos calculos, o nucleo  $^{28}\text{Si}$  foi considerado um nucleo rotacional oblato.

2) Transferência de um nucleon  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{17}\text{O})^{29}\text{Si}$ . Os calculos DWBA-EFR das transições ( $^{18}\text{O}, ^{17}\text{O}$ ) a estados de particula independente, reproduzem a forma observada das distribuições angulares e as seções de choque absolutas experimentais quando as con-



dições de ajuste cinemático são satisfeitas (caso dos estados de mais baixa energia de excitação). Cálculos CCBA tornam-se necessários na descrição das transições a estados com componente coletiva importante (Pe 78).

3) Transferência de vários nucleons. A análise DWBA-EFR revelou várias características comuns nas transferências de mais de um nucleon:

. Com exceção da reação ( $^{18}\text{O}, ^{15}\text{N}$ ), não foi possível obter um potencial óptico que reproduzisse simultaneamente os dados de espalhamento elástico e de transferência. A forma das distribuições angulares é razoavelmente descrita utilizando potenciais ópticos modificados nos cálculos DWBA-EFR. Para descrever as várias transferências foi necessário utilizar potenciais ópticos diferentes.

. As seções de choque absolutas são subestimadas pelos cálculos por fatores de uma a duas ordens de grandeza, dependendo da transição. A natureza coletiva dos núcleos participando nas reações estudadas, torna importante a contribuição dos processos indiretos tipo excitação inelástica. O cálculo CCBA da transferência de dois neutrons ( $^{18}\text{O}, ^{16}\text{O}$ ), permitiu reduzir os fatores de normalização, sugerindo que cálculos semelhantes tenham o mesmo efeito nas outras transferências. Por sua vez, Mermaz et al. (Me 79) investigaram a possível importância de processos de transferência sequencial no caso das reações  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})^{30}\text{Si}$  e  $^{28}\text{Si}(^{18}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{26}\text{Mg}$ , verificando que a sua contribuição é desprezível. Em vista da utilização nos cálculos de potenciais ópticos inapropriados, não é surpreendente o fato das seções de choque experimentais não serem reproduzidas.

REFERÊNCIAS

- Ba 73 A. M. Baxter e S. Hinds  
Nucl. Phys. A211 (1973) 7
- Ba 75 J. B. Ball, Ole Hansen, J. S. Larsen, D. Sinclair e  
F. Videbaek  
Nucl. Phys. A244 (1975) 341
- Be 66 M. Betigeri, R. Bock, H. H. Duhm, S. Martin e R. Stock  
Z. Naturf. 21a (1966) 980
- Be 73 F. D. Becchetti, P. R. Christensen, V. I. Manko e  
R. J. Nickles  
Nucl. Phys. A203 (1973) 1
- Be 76 B. Berthier, E. Chamaux e J. P. Fouan  
Nota CEA-E-1959 (1975-1976) p.71
- Be 79<sub>1</sub> G. P. A. Berg, B. Berthier, J. P. Fouan, J. Gastebois,  
J. P. Le Fèvre e M. C. Lemaire  
Phys. Rev. C18 (1978) 2204
- Be 79<sub>2</sub> G. P. A. Berg, M. A. G. Fernandes, K. Nagatani, J. C.  
Peng, B. Berthier, J. P. Fouan, J. Gastebois, J. P.  
Le Fèvre e M. C. Lemaire  
Phys. Rev. C19 (1979) 62
- Be 79<sub>3</sub> M. Bernas, M. Roy-Stephan, F. Poughon, M. Langevin,  
G. Rotbard, P. Roussel, J.PP. Le Fèvre, M. C. Lemaire,  
K. S. Low e B. H. Wildenthal  
Phys. Rev. C19 (1979) 2246
- Be 80 M. Bernas, F. Pougheon, M. Roy-Stephan, G. P. A. Berg,  
B. Berthier, J. P. Le Fèvre e B. H. Wildenthal  
Phys. Rev. C22 (1980) 1872
- Bo 66 J. P. Bondorf e R. B. Leachman  
Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 34 (1965) n°10



- Bo 73 P. D. Bond, J. D. Garrett, O. Hensen, S. Kahana,  
M. J. Le Vine e A. Z. Schwarzschild  
Phys. Lett. 47B (1973) 231
- Ch 73 P. R. Christensen, V. I. Manko, F. D. Becchetti e  
R. J. Nickles  
Nucl. Phys. A207 (1973) 33
- Co 67 S. cohen e D. Kurath  
Nucl. Phys. A101 (1967) 1
- Co 74 W. R. Coker, T. Udagawa e G. W. Hoffman  
Phys. Rev. C10 (1974) 1792
- Cr 76<sub>1</sub> J.GG. Cramer, R. M. De Vries, D. A. Goldberg, M. S.  
Zisman e C. F. Maguire  
Phys. Rev. C14 (1976) 2158
- Cr 76<sub>2</sub> J. D. Crossairt, R. D. Bent, A. S. Broad, F. D. Becchetti  
e J. Janeche  
Nucl. Phys. A261 (1976) 373
- Du 78 A. Dudek-Ellis, V. Shkolnik, S. L. Artz, D. Dehnhard,  
P. J. Ellis e H. P. Morsch  
Phys. Rev. C18 (1978) 158
- En 78 P. M. Endt e C. Van der Leun  
Nucl. Phys. A310 (1978) 164
- Fe 76 D. H. Feng, T. Udagawa e T. Tamura  
Nucl. Phys. A274 (1976) 252
- Ha 69 O. Hausser, B. W. Hooten, D. Pelte, T. K. Alexander e  
H. C. Evans  
Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 320
- Hi 77 D. L. Hillis, E. E. Gross, D. C. Hensley, C. R. Bingham,  
F. T. Baker e A. Scott  
Phys. Rev. C16 (1977) 1467

- La 77 J. Lang, R. Muller, J. Unternahrer, L. Jarczyk, B. Kamys  
e A. Strzalkowski  
Phys. Rev. C16 (1977) 1448
- Le 77 M. C. Lemaire e K. S. Low  
Phys. Rev. C16 (1977) 183
- Lu 67 H. F. Lutz, J. J. Wesolowski, S. F. Eccles e L. F. Hansen  
Nucl. Phys. A101 (1967) 241
- Ma 68 J. B. Marion e F. C. Young  
Nuclear Reaction Analysis (North-Holland, Amsterdam, 1968)
- Ma 73 H. Mackh, H. Oeschler, G. J. Wagner, D. Dehnhard e H. Ohnuma  
Nucl. Phys. A202 (1973) 497
- Me 71 M. C. Mermaz, C. A. Whitten Jr., J. W. Champlin, A. J.  
Howard e D. A. Bromley  
Phys. Rev. C4 (1971) 1778
- Me 77<sub>1</sub> R. J. de Meijer, R. Kamermans, J. Van Driel e H. P. Mrosch  
Phys. Rev. C16 (1977) 2442
- Me 77<sub>2</sub> M. C. Mermaz, J. C. Peng, N. Lisbona e A. Greiner  
Phys. Rev. C15 (1977) 307
- Me 79<sub>1</sub> M. C. Mermaz, M. A. G. Fernandes, A. Greiner, B. T. Kim e  
N. Lisbona  
Phys. Rev. C19 (1979) 794
- Me 79<sub>2</sub> M. C. Mermaz, A. Greiner, B. T. Kim, M. A. G. Fernandes,  
N. Lisbona, E. Muller, W. Chung e B. H. Wildenthal  
Phys. Rev. C20 (1979) 2130
- Mo 70 R. A. Morrison  
Nucl. Phys. A140 (1970) 97
- Na 70 K. Nakai, J. L. Quebert, F. S. Stephens e R. M. Diamond  
Phys. Rev. Lett. 24 (1970) 903



- Pe 77 J. F. Petersen, D. Dehnhard, e B. F. Bayman  
Phys. Rev. C15 (1977) 1719
- Pe 78 J. C. Peng, B. T. Kim, M. C. Mermaz, A. Greiner e  
N. Lisbona  
Phys. Rev. C18 (1978) 2179
- Pi 73 M. Pignanell, J. Gosset, F. Resmini, B. Mayer e  
J. L. Escudié  
Phys. Rev. C8 (1973) 2120
- Ra 69 J. Raynal  
Saclay Report No. DPh-T 69/42 (1969), não publicado
- Ra 71 J. Raynal  
Saclay Report No. DPh-T 71/48 (1971), não publicado.
- St 77 D. P. Stahel, G. J. Wozniak, M. S. Zisman, B. D. Jeltema  
e J. Cerny  
Phys. Rev. C16 (1977) 1456
- Ta 65 T. Tamura  
Rev. Mod. Phys. 37 (1965) 679
- Ta 73 T. Tamura e K. S. Low  
Phys. Rev. Lett. 31 (1973) 1356
- Ta 74<sub>1</sub> T. Tamura  
Phys. Rep. 14C (1974) 59
- Ta 74<sub>2</sub> T. Tamura e K. S. Low  
Comp. Phys. Commun. 8 (1974) 349 , SATURN-MARS I.
- Ta 74<sub>3</sub> T. Tamura, K. S. Low, e T. Udagawa  
Phys. Lett. 51B (1974) 116
- Ta 75 T. Tamura, K. S. Low, T. Udagawa e B. T. Kim  
SATURN-MARS II (não publicado).
- Vi 72 F. Videbaek, I. Chernov, P. R. Christensen e E. Gross  
Phys. Rev. Lett. 28 (1972) 1072