

Anexo 2

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

REAÇÕES NUCLEARES QUASE ELÁSTICAS
ENTRE ÍONS PESADOS

Alinka Lepine

Tese de Livre-Docência apresentada
ao Instituto de Física.

São Paulo

1992

ÍNDICE

	Pág.
I. Introdução	1
II. Espalhamento Elástico de Íons	3
A. Trabalhos Concluídos	3
a) Seção de choque de reação e glória frontal nuclear	3
b) Anomalias de ângulos traseiros no espalhamento elástico	13
B. Trabalhos Atuais e Futuros	30
III. Conclusões	36
Referências	38

I. INTRODUÇÃO

O estudo de reações entre íons pesados mostrou que elas apresentam modos de reação mais variadas que as reações de íons leves. Além dos bem conhecidos casos limites, de reação direta e de núcleo composto, as reações entre íons pesados apresentam processos adicionais como: reações profundamente inelásticas, fusão incompleta e quase-fissão. Os limites entre os diferentes processos não são bem definidos, no entanto, pode-se dizer que as reações tipo fusão ou fissão correspondem a parâmetros de impacto pequenos e superposição grande entre os núcleos envolvidos, enquanto o processo profundamente inelástico corresponde a parâmetros de impacto maiores, evoluindo para as reações quase-elásticas, que acontecem em colisões rasantes.

As reações quase-elásticas incluem, além do próprio espalhamento elástico, o espalhamento inelástico e reações de transferência de poucos nucleons com a excitação de estados de baixa energia de excitação. A transição destas reações quase-elásticas para as reações profundamente inelásticas é gradual, com o aumento gradativo de energia de excitação e transferência de massa e carga. Tendo em vista a arbitrariedade em definir cortes e limites entre os processos, adotaremos a denominação "quase-elástico" de forma não rigorosa, aplicando à reações nas quais o projétil emerge pouco modificado, em carga, massa e energia, depois da interação.

Devido ao número relativamente pequeno de graus de liberdade, tratamentos estatísticos não são justificados, o que torna o tratamento teórico freqüentemente complicado, porém rico.

Quando iniciamos o estudo de reações quase-elásticas, no Laboratório Pelletron, há mais de 10 anos, esta área apresentava uma série de problemas interessantes e intrigantes como, por exemplo, as anomalias em ângulos traseiros no espalhamento elástico de núcleos de camada s-d com estrutura n- α . Numa série de trabalhos sobre essas anomalias, pudemos relacioná-las com o processo de múltiplas transferências- α , explicando ao mesmo tempo as anomalias ob-

servadas no espalhamento elástico e nas reações de transferência- α . Acreditamos que nossos trabalhos contribuíram à melhor compreensão desse problema.

Vários desses problemas foram abandonados sem terem sido esclarecidos, pela comunidade internacional de físicos nucleares, no afã de perseguir novos problemas, surgidos com o advento de novas máquinas de energias mais altas.

No Laboratório Pelletron continuamos a dedicar nosso esforço ao estudo desses problemas, pois havia problemas em aberto a serem estudados e um desafio intelectual de um lado e a adequação do acelerador e dos equipamentos periféricos do outro. Outro aspecto, que sempre consideramos importante, refere-se à formação de pessoas, e pude orientar várias teses de mestrado e de doutoramento no estudo das reações quase-elásticas, tanto do ponto de vista experimental, como do teórico. O acelerador Pelletron mostrou-se adequado para esses estudos e a região de massas que escolhemos foi de íons pesados leves e médios ($12 \leq A \leq 28$), pela razão óbvia da limitação de energia do acelerador Pelletron. Várias teses foram concluídas neste período, e numerosos trabalhos publicados. Pretendemos, a seguir, neste texto, sistematizar os trabalhos realizados nessa área. Os trabalhos foram realizados com a colaboração de Antonio Carlos Camargo Villari, Rubens Lichtenthäler Filho, Otávio Portezan Filho, Márcia Mayumi Obuti, José Martins de Oliveira Jr. e Wagner Sciani. Todos eles foram meus estudantes de mestrado e doutoramento e sem essa colaboração preciosa e dedicada esses trabalhos, muito provavelmente, não teriam sido realizados.

II. ESPALHAMENTO ELÁSTICO DE IONS PESADOS

A. TRABALHOS CONCLUÍDOS

Estudamos o espalhamento elástico de vários sistemas de núcleos da camada s-d: $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$, $^{12}\text{C}+^{28}\text{Si}$, $^{12}\text{C}+^{24}\text{Mg}$, $^{16}\text{O}+^{24}\text{Mg}$ e $^{16}\text{O}+^{28}\text{Si}$. Em alguns sistemas as medidas também estenderam-se ao espalhamento inelástico e reações de transferência- α , favorecidas, nessa região de energia, entre núcleos de estrutura n- α da camada s-d. Esses trabalhos seguiram dois enfoques diferentes: a) a medida do espalhamento elástico, para a determinação da seção de choque de reação. A discussão sobre a viabilidade de observação da glória frontal e, conseqüentemente, informações sobre a interação nuclear a pequenas distâncias; b) estudo das anomalias em ângulos traseiros, verificadas no espalhamento elástico, inelástico e nas reações de transferência- α de núcleos com estrutura n- α .

Em seguida, iremos desenvolver esses assuntos com mais detalhes, referindo-nos sempre aos trabalhos já publicados e às teses defendidas.

a) Seção de choque de reação e glória frontal nuclear:

Num primeiro trabalho¹⁾ efetuado em colaboração com M.S. Hussein, A.C.C. Villari e M.M. Saad, pretendíamos mostrar os efeitos da glória frontal no espalhamento elástico de $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$.

O espalhamento em 0° , causado pela refração devido à ação conjunta da atração nuclear e da repulsão coulombiana numa dada trajetória, é chamado de glória frontal. Esse espalhamento também pode ocorrer em 180° . Esse nome surgiu de uma analogia com um efeito da óptica, onde a luz é espalhada por gotículas de água de uma nuvem, produzindo halos coloridos a 0° ou a 180° .

No limite clássico a seção de choque escreve-se como:

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right\}_{c1} = \sum_j \frac{b_j}{\sin \theta} \frac{1}{\theta'(b_j)} \quad (1)$$

onde b = parâmetro de impacto;

θ = função de deflexão = \pm ângulo de espalhamento;

j = refere-se às diferentes trajetórias.

A seção de choque apresenta singularidades quando

$$\left. \begin{array}{l} \sin \theta = 0 \\ \theta = 0 \\ \theta = \pm\pi \end{array} \right\} \text{efeito glória}$$

$$\left. \begin{array}{l} \theta'(b) = 0 \\ \theta = \theta_R \end{array} \right\} \text{arco-íris}$$

Na expressão semiclassical a singularidade dá lugar a um pico finito na direção frontal e para trás. Apresentamos, na figura abaixo, a função de deflexão θ em função do parâmetro de impacto b e mostramos os parâmetros de impacto de glória frontal, glória a 180° e arco-íris.

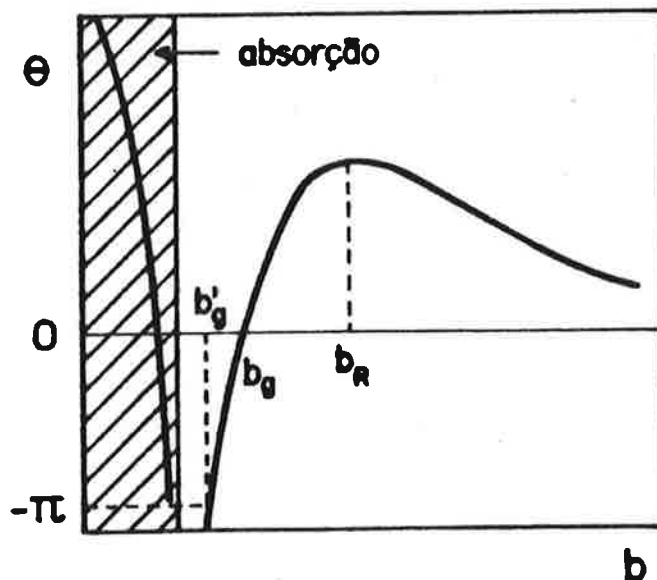


Fig.1. A função de deflexão θ em função do parâmetro de impacto b , na presença de atração nuclear forte e absorção fraca.

- $b = b_R$ fenômeno de arco-íris;
- $b = b_g$ fenômeno de glória frontal;
- $b = b'_g$ fenômeno de glória a 180°.

Ficou claro, na figura 1, que a condição para a existência da glória frontal é uma atração nuclear forte, comparada com a repulsão coulombiana (núcleos com baixo Z) e uma absorção fraca (núcleos leves). A glória frontal é a focalização para ângulos frontais de trajetórias com parâmetro de impacto relativamente pequeno.

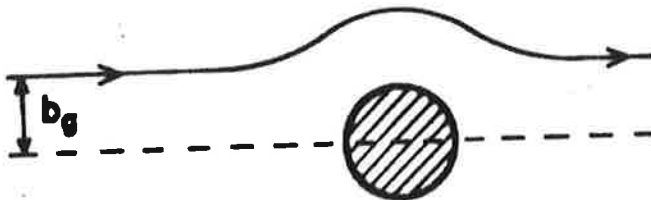


Fig.2. Representação esquemática da trajetória de glória frontal.

O estudo da glória frontal apresenta interesse em si, pois permite estudar a interação nuclear a curtas distâncias. Potenciais equivalentes, que reproduzem igualmente o espalhamento elástico e a seção de choque de reação, dão previsões muito distintas para a glória frontal. Também apresenta um interesse adicional, devido à sua relação, através do teorema óptico, com a seção de choque total de reação.

A dificuldade principal para o estudo da glória frontal nuclear consiste no espalhamento coulombiano, que mascara o efeito nuclear devido à sua enorme seção de choque em ângulos frontais. A glória frontal é um efeito nuclear pequeno, quando comparado com a seção de choque coulombiana, mesmo levando em conta o efeito de blindagem dos elétrons atômicos.

Usando o teorema óptico²⁾ generalizado, podemos escrever:

$$\sigma_T = \frac{4\pi}{k} \text{Im } f(0) \quad (2)$$

onde: σ_T é a seção de choque total;

$f(0)$ é a amplitude total de espalhamento a 0° .

Foi mostrado³⁾ que a seção de choque total nuclear $\Delta\sigma_T$, que contém uma contribuição elástica e inelástica nuclear, pode ser escrita como:

$$\Delta\sigma_T = \frac{4\pi}{k} \text{Im } f_N(0^\circ) = \sigma_R - 2\pi \int_0^\pi \left[\frac{d\sigma}{d\Omega}_{\text{Ruth}} - \frac{d\sigma}{d\Omega} \right] \text{sen}\theta \, d\theta \quad (3)$$

onde: $f_N(0^\circ)$ é a amplitude de glória frontal;

σ_R é a seção de choque total de reação;

e $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ é a seção de choque diferencial elástica.

Em nosso trabalho¹⁾ pretendíamos medir $\Delta\sigma_T$ pela equação (3), usando dados experimentais de espalhamento elástico de $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ e dados de fusão e reação direta para σ_R ,

Em seguida, comparamos com $\Delta\sigma_T$, calculado pela fórmula de Ford-Wheeler, e usamos esta comparação para determinar o potencial de interação a curtas distâncias.

Esse trabalho foi publicado na Physical Review Letters, em fevereiro de 1984 (ref. 1). Ao usarmos dados experimentais na equação (3), que não iam até 0° , a integral de "soma das diferenças" não foi, realmente, calculada entre 0° e π e, a equação (3), só foi satisfeita aproximadamente. Na época, esse aspecto não nos parecia essencial, mas em nossos trabalhos posteriores^{4,5)} vimos que esse ponto era importante e a medida experimental, da glória frontal, foi considerada muito difícil quase além das condições experimentais atualmente disponíveis⁴⁻⁷⁾.

Num trabalho posterior⁵⁾, publicado em 1989 na Nuclear

Physics, discutimos detalhadamente a viabilidade experimental de se medir a glória frontal nuclear. Concluímos que para sistemas leves como $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$, por exemplo, as medidas experimentais de espalhamento elástico deveriam ser feitas com precisão da ordem de 0,01%, para se poder determinar a glória frontal nuclear.

Para sistemas pesados, $^{16}\text{O}+^{58}\text{Ni}$, a precisão deveria ser ainda melhor, para se poder observar diretamente a glória frontal. Recentemente, o grupo de Erlangen⁸⁾ efetuou medidas muito precisas, determinando $|f_N(0)|$ para o sistema $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$.

A seção de choque de reação total σ_R pode ser determinada, seja na ausência ou na presença de glória frontal. A expressão aproximada apresentada em 1976 por Wojciechowski⁹⁾ e denominada logo de integral de "soma de diferenças" não vale, rigorosamente, para íons pesados leves, que podem apresentar o efeito da glória frontal³⁾.

Em colaboração com A.C.C. Villari e F.I.A. Almeida, mostramos num trabalho teórico⁴⁾, publicado em dezembro de 1985 na Physics Letters B, que mesmo levando em conta a blindagem eletrônica e o efeito da glória frontal, a seção de choque de reação total σ_R pode ser expressa por:

$$\sigma_R = 2\pi \int_{\theta_1}^{\pi} \left[\frac{d\sigma}{d\Omega}_{\text{Ruth}}(\theta) - \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \right] \text{sen } \theta \, d\theta \quad (4)$$

se o ângulo θ_1 satisfizer a condição abaixo:

$$\Delta\sigma_T = 2\pi \int_0^{\theta_1} \left[\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) - \frac{d\sigma}{d\Omega}_{\text{SC}}(\theta) \right] \text{sen } \theta \, d\theta \quad (5)$$

onde $\frac{d\sigma}{d\Omega}_{\text{SC}}(\theta)$ é seção de choque diferencial coulombiana com blindagem dos elétrons atômicos.

Embora $\Delta\sigma_T$ não possa ser diretamente medido pela equação (5), pois necessitamos de medidas do espalhamento elástico em 0° , o

ângulo θ_1 pode ser determinado a partir dos dados experimentais, com o método discutido nos trabalhos [4] e [5].

Esse método só utiliza o espalhamento elástico experimental $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta)$ e um critério também experimental para determinar θ_1 . Podemos afirmar que esse método de medir σ_R é independente de modelo; só se baseia em dados experimentais de espalhamento elástico.

Usamos esse método para medir a seção de choque total de reação dos sistemas $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ e $^{12}\text{C}+^{28}\text{Si}$ (ref. 5 e 12).

O primeiro sistema foi escolhido por ser um sistema relativamente leve, que poderia apresentar o efeito de glória frontal e, era de nosso interesse, provar a utilidade de nosso método numa situação em que o método⁹⁾ simples de "soma de diferenças" não pode ser usado. O sistema $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ também foi bastante estudado, tendo distribuições angulares completas de espalhamento elástico medidas em Saclay¹⁰⁾ e Erlangen¹¹⁾.

No caso do $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ medimos as distribuições angulares completas do espalhamento elástico nas energias de $E_{\text{CM}} = 23,14$ MeV, 24,49 MeV, 25,50 MeV e 26,74 MeV.

As experiências foram realizadas no Laboratório Pelletron, usando feixes de ^{16}O , alvo de ^{12}C e telescópios sensíveis à posição para detectar as partículas espalhadas, com identificação de seu número atômico. Ângulos bem dianteiros, a partir de $\theta_{\text{LAB}} = 3^\circ$, também foram medidos. Completamos também as distribuições angulares de Charles¹⁰⁾, medindo a região de ângulos dianteiros entre 3° e 20° .

Calculamos a seção de choque total de reação (equação 10), em função da energia entre $E_{\text{CM}} = 8,55$ MeV e 26,74 MeV, usando todos os dados de espalhamento elástico disponíveis (refs. 5, 10 e 11).

Nossos resultados estão apresentados na figura 3, em comparação com a seção de choque experimental de fusão. Podemos notar que σ_R e σ_F têm os mesmos valores para $E_{\text{CM}} \leq 11$ MeV.

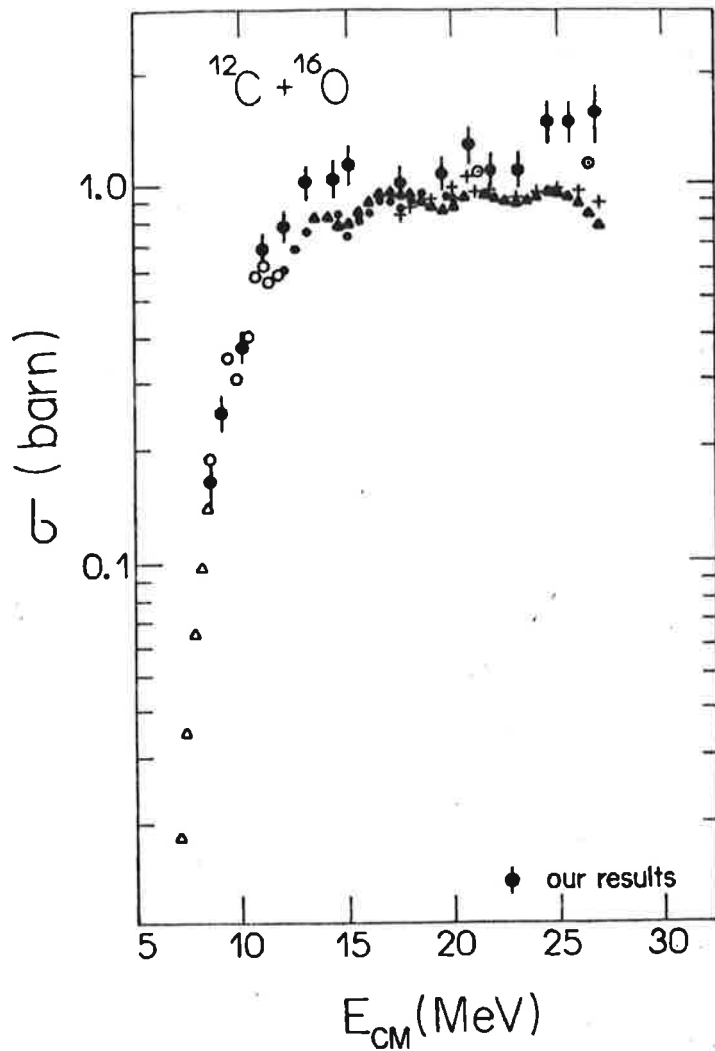


Fig.3. A seção de choque total de reação σ_R , do sistema $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$, obtida pelo método independente de modelo, comparada com a seção de choque experimental de fusão.

Para energias maiores σ_R é sempre maior que σ_F , também apresentando oscilações com energia. As oscilações em σ_F , que provavelmente estão relacionadas com ressonâncias quase-moleculares, não estão sempre em fase com oscilações em σ_R (ex. $E_{\text{CM}} = 17,5$ MeV). Isto indica que as oscilações em σ_R podem estar relacionadas além de oscilações geométricas (σ_F) do sistema $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$, também com a abertura e fechamento de canais de reação.

Outra comparação foi feita com a seção de choque de reação obtida a partir da análise de defasagens dos dados de espalhamento elástico, dando acordo perfeito com nosso σ_R . Qualquer ajuste perfeito dos dados de espalhamento elástico, obtido por qualquer parametrização ou modelo, deve dar a mesma seção de choque de reação e, nesse sentido, σ_R é uma quantidade independente de modelo.

Quando comparamos nosso σ_R com cálculos de modelo óptico, verificamos que a região angular relevante no espalhamento elástico, que o potencial óptico usado deve ajustar perfeitamente, é a região de oscilações de Fresnel em ângulos dianteiros, região em que $\frac{\sigma}{\sigma_R}$ é da ordem da unidade. Um potencial, que ajusta bem os dados nessa região angular, fornece valores corretos de σ_R . A região de ângulos intermediários e traseiros não é relevante, do ponto de vista de σ_R . Isto é, se o espalhamento elástico só é medido na região angular intermediário e traseiro, não se pode confiar muito na seção de choque de reação σ_R , obtida de cálculos de modelo óptico efetuados sobre esses dados de espalhamento elástico.

O outro sistema estudado foi $^{12}\text{C}+^{28}\text{Si}$ (ref. 12). Esse sistema foi escolhido por apresentar resultados experimentais de seção de choque de fusão muito discrepantes entre si (refs. 13 e 14). Medimos o espalhamento elástico usando feixe de ^{28}Si , acelerado pelo acelerador Pelletron, alvo de ^{12}C e telescópios sensíveis à posição, usando identificação do número atômico das partículas detectadas. Medimos distribuições angulares completas nas energias $E_{\text{CM}} = 14,70 \text{ MeV}, 16,08 \text{ MeV}, 17,50 \text{ MeV}, 18,90 \text{ MeV}, 20,97 \text{ MeV}$ e $21,87 \text{ MeV}$ e, também, usamos dados de Ost¹⁵⁾ e Cheng¹⁶⁾ de espalhamento elástico $^{12}\text{C}+^{28}\text{Si}$.

A seção de choque de reação foi calculada pelo nosso método independente de modelo (equações 9 e 10) e comparada com σ_F . Até $E_{\text{CM}} \leq 16 \text{ MeV}$, nossos dados de σ_R concordam com σ_F de Saclay¹⁴⁾ e discordam de σ_F muito baixa, obtida pelo grupo de Pittsburgh¹³⁾ (figura 4).

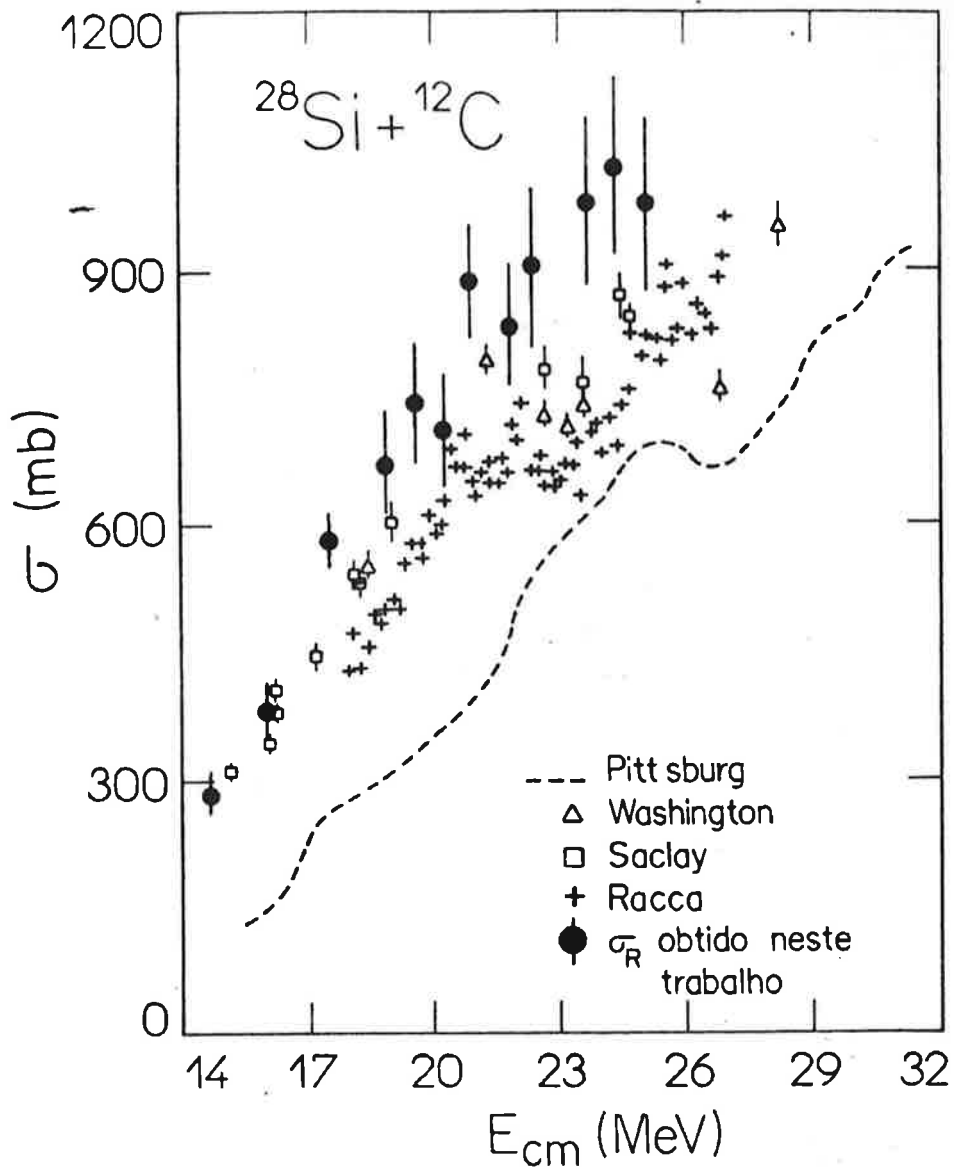


Fig.4. A seção de choque total de reação σ_R do sistema $^{28}\text{Si} + ^{12}\text{C}$, obtida pelo método independente de modelo, comparada com a seção de choque experimental de fusão.

A dificuldade desse método consiste na necessidade de se fazer medidas muito precisas do espalhamento elástico na região frontal. Quanto maior a energia, menor é o ângulo θ_1 e mais difícil fica a medida. Devido a essa limitação, nossos dados σ_R em energias mais altas ($E_{cm} \geq 1,5 V_{CB}$, onde V_{CB} é a barreira coulombiana

na) apresentam erros bastante grandes ($1,5 V_{CB}$ a 20%).

A grande vantagem do nosso método independente de modelo, é sua relativa facilidade: em vez de medir todos os canais de reação direta (canais inelásticos e de transferência) em toda região angular, para adicionar sua soma integrada à seção de choque de fusão, medida independentemente, o que se mede é uma distribuição angular completa de espalhamento elástico, com atenção especial para a região de ângulos dianteiros.

b) Anomalias de ângulos traseiros no espalhamento elástico:

As anomalias de ângulos traseiros foram observadas, pela primeira vez, em 1977, no espalhamento elástico¹⁷⁾ do sistema $^{16}\text{O}+^{28}\text{Si}$. O fenômeno observado foi uma forte subida da seção de choque elástica em 180° . Esse fenômeno atraiu grande atenção e muitas medidas experimentais e especulações teóricas¹⁸⁾ foram empreendidas, principalmente no período 1978-1986.

Os dados experimentais acumulados desde 1977 referem-se, principalmente, às distribuições angulares completas de espalhamento elástico de $^{16}\text{O}+^{28}\text{Si}$, $^{12}\text{C}+^{28}\text{Si}$, $^{12}\text{C}+^{24}\text{Mg}$, $^{16}\text{O}+^{24}\text{Mg}$ e reações de transferência- α envolvendo esses sistemas. Elas mostram padrões fortemente oscilatórios e subidas de várias ordens de grandeza na seção de choque a $\theta_{\text{CM}} = 180^\circ$. Medidas de funções de excitação de espalhamento elástico e inelástico a 180° para $^{16}\text{O}+^{28}\text{Si}$, $^{12}\text{C}+^{28}\text{Si}$, $^{12}\text{C}+^{24}\text{Mg}$ e $^{16}\text{O}+^{24}\text{Mg}$ exibem estruturas regulares e pronunciadas com larguras em torno de 1-2 MeV e razões acentuadas de pico-vale. Estruturas similares foram observadas¹⁹⁾ nas funções de excitação, medidas em ângulos dianteiros e em 180° , das reações de transferência- α $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}$ e $^{28}\text{Si}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{32}\text{S}$.

Observou-se que esses fenômenos são mais significativos quando o alvo e o projétil têm estrutura n- α , e a adição de um ou poucos nucleons ao alvo ou ao projétil reduz, consideravelmente, o efeito observado. Também verificou-se que, para íons mais pesados²⁰⁾, o efeito é reduzido ($^{16}\text{O}+^{40}\text{Ca}$) até desaparecer completamente ($^{16}\text{O}+^{58}\text{Ni}$).

A comparação entre funções de excitação em 180° dos espalhamentos elásticos, nos canais de entrada e saídas, e das reações de transferência- α , acima citadas, não permite determinar clara correlação entre as estruturas observadas nos diferentes canais e em diferentes ângulos.

A situação experimental ficou ainda mais complicada com a observação de estruturas finas ($50 \text{ keV} \leq \Gamma \leq 300 \text{ keV}$) superpostas

às estruturas largas, das funções de excitação (refs. 18 e 19).

Nenhuma dessas observações podia ser explicada pela "teoria padrão", baseada em potenciais ópticos fortemente absorventes e em cálculos DWBA, baseadas na hipótese de reações rápidas e diretas. A teoria padrão, até então, explicava, com muito sucesso, todos os processos observados no hemisfério dianteiro e a energias acima da barreira coulombiana.

Numerosos modelos foram propostos para explicar esses fenômenos: o artigo de revisão¹⁸⁾ de Braun-Munzinger e Barrette, em 1982, traz uma discussão crítica dos modelos até então elaborados e conclui que nenhum dos modelos descreve, consistentemente, todos os dados ou grande parte deles.

Os primeiros modelos explicavam as fortes oscilações e a subida nas distribuições angulares a 180° com a inclusão de polos de Regge na matriz-S, ou usando potenciais ópticos transparentes na superfície. Esses mesmos potenciais ópticos, transparentes na superfície, não conseguem, no entanto, explicar as fortes subidas em ângulos traseiros das seções de choque de transferência- α , como indicam nossos dados e cálculos no caso do $^{28}\text{Si}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{24}\text{Mg}$ (ref. 21). Também, da mesma forma, não eram capazes de reproduzir nem a ordem de grandeza, nem o espaçamento de picos nas funções de excitação elásticas a 180° . A introdução de um termo dependente de paridade²²⁾, no potencial óptico transparente na superfície, permitiu reproduzir a função de excitação de $^{16}\text{O}+^{28}\text{Si}$ a 180° . A origem dinâmica desse termo, ligado a um termo de troca, permanecia misteriosa, já que a transferência de um ^{12}C , indo do ^{28}Si para ^{16}O , não deveria ter intensidade apreciável.

Com uma parametrização diferente, incluindo uma janela dependente de paridade e uma outra independente de paridade, Frahn, Hussein e colaboradores²³⁾ reproduziram a distribuição angular e a função de excitação elástica a 180° de $^{16}\text{O}+^{28}\text{Si}$, simultaneamente. Eles sugeriram que, no caso do $^{16}\text{O}+^{28}\text{Si}$, a janela independente de paridade e absorativa poderia ter como origem dinâmica a transferência múltipla de uma partícula α e a janela dependente de paridade

seria proveniente da transferência de 3 partículas α .

Nosso primeiro trabalho²⁴⁾, relacionado com essas anomalias, foi publicado em dezembro de 1982 e foi o primeiro trabalho a explicar as oscilações e subida no espalhamento elástico pelo acoplamento do canal elástico com o canal de transferência- α . O efeito da transferência- α , em duas etapas (ida e volta), foi calculado explicitamente usando a extensão de canais acoplados do formalismo fechado de Frahn²⁵⁾. O cálculo foi efetuado sobre a distribuição angular do espalhamento elástico $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$, medida entre 25° e 120° e a reação de transferência- α $^{24}\text{Mg}(^{12}\text{C}, ^{16}\text{O})^{20}\text{Ne}$ entre 25° e 60°, que serviu para normalizar o termo da amplitude de transferência- α . Todas as medidas experimentais foram efetuadas no Laboratório Pelletron.

O efeito de transferências múltiplas de α , na função de excitação do espalhamento elástico $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$ a 180°, foi calculado no ano seguinte (1983), em colaboração com M.S. Hussein, L.F. Canto e R. Donangelo, e publicado na Physical Review Letters²⁶⁾. Se a transferência- α dava origem a uma janela em ℓ , na amplitude de espalhamento, e causava oscilações na distribuição angular, também era claro, para nós, que a transferência- α obedecia ao "Q-matching" e deveria apresentar uma janela em Q ou uma janela na energia, produzindo uma estrutura larga na função de excitação na energia mais favorável. Este trabalho surgiu dessa idéia inicial e foi usada a teoria semiclássica de Kammuri e Matsuoka²⁷⁾ para calcular as amplitudes de transferência múltipla (o efeito da absorção, não contida na descrição de Kammuri, foi incluído no nosso cálculo). Calculamos a dependência com energia, dessas amplitudes, para a transferência dupla (ida e volta) de partícula α e para a transferência tripla (ida consecutiva de 3) de partículas α . Ambas amplitudes apresentam um pico largo (largura de 10 a 15 MeV) centrado em $E_{\text{LAB}} = 38$ MeV, que reproduz o andamento médio da função de excitação. A interferência entre essas duas amplitudes poderia explicar os picos mais estreitos (1-2 MeV), superpostos a essa estrutura larga.

Esse cálculo não dá intensidades absolutas ou fases des-

ses processos. Espera-se somente que a transferência tripla de partículas α deva ser bem mais fraca que a transferência dupla.

A contribuição da transferência múltipla de partículas α , no espalhamento elástico, em ângulos traseiros estava sendo investigada também pelo grupo de físicos nucleares teóricos da Universidade Federal do Rio de Janeiro (UFRJ), liderado por L.F. Canto e R. Donangelo, em colaboração com M.S. Hussein. Estudando os efeitos do acoplamento de canais de transferência- α sobre a matriz-S elástica, esse grupo comparou os resultados do acoplamento da transferência em duas etapas (ida e volta) com o acoplamento calculado em todas as ordens. Concluiu-se²⁸⁾ que a transferência em 2 etapas (DWBA) produz uma janela larga em ℓ , cujo efeito em 180° é ordens de grandeza menor que o efeito do acoplamento que leva em conta todas as ordens superiores e que produz um polo na matriz-S. Com referência ao nosso primeiro trabalho (ref. 24), onde a transferência- α em duas etapas reproduzia as anomalias, cabe dizer, de um lado, que esse foi o primeiro cálculo explícito com acoplamento de transferência- α e, portanto, era bastante razoável que se adotasse o modelo mais simples possível; de outro lado, os parâmetros da amplitude de transferência não eram calculados, mas determinados em conformidade com os dados experimentais de transferência- α , por nós medidos, fornecendo uma janela estreita em ℓ e ajustando o comportamento do espalhamento inelástico em ângulos intermediários.

Nosso próximo trabalho²⁹⁾ sobre as anomalias no sistema $^{16}\text{O}+^{24}\text{Mg}$ foi concluído em 1987, com a colaboração de R. Lichtenthäler Filho, A.C.C. Villari e O. Portezan Filho, e publicado em 1989 na Physical Review C. Nesse trabalho, apresentamos nossas medidas experimentais das distribuições angulares de espalhamento elástico, inelástico e de transferência- α : $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}$ e $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}$, levando a vários estados finais. O feixe de ^{16}O foi acelerado pelo acelerador Pelletron a $E_{\text{LAB}} = 46,5$ MeV e incidiu sobre alvos de ^{24}Mg isotopicamente enriquecidos. Telescópios ΔE -E, consistindo de contadores proporcionais ΔE e detectores de Si de barreira de superfície E, permitiram a detecção das partículas

com identificação de Z. Essa energia corresponde a um pico intenso na função de excitação de $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}$ a 180° , medida por Paul¹⁸⁾.

Nossas medidas de espalhamento elástico, inelástico e de σ -stripping completam as medidas de Paul, referentes principalmente, ao hemisfério traseiro. Nossas medidas de α -pick-up, $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}$, apresentam um mínimo acentuado em $\theta_{\text{CM}} = 90^\circ$. Cálculos de Paul¹⁹⁾, prevendo uma ressonância isolada com $J = 20$ nessa energias, são inconsistentes com esse mínimo em 90° ; precisaríamos de pelo menos dois valores de spin para produzir um mínimo.

Nesse trabalho efetuamos cálculos usando o formalismo do potencial de polarização dinâmica de transferência- α , desenvolvido por Hussein e colaboradores³⁰⁾. Eles mostraram³⁰⁾ que o acoplamento do canal elástico com um particular canal de transferência- α pode ser levado em conta, explicitamente, ainda que aproximadamente, calculando o potencial de polarização dinâmico de transferência- α (PPDT) e adicionando-o ao potencial óptico padrão, de absorção forte (E-18). Eles aplicaram esse método para o caso das distribuições angulares elásticas de $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$, em ângulos intermediários e traseiros, e calcularam o efeito do processo $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{32}\text{S} \rightarrow ^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$ no espalhamento elástico (resolvendo a equação de Schrödinger com a interação $V_{\text{E-18}} + V_{\text{pol}}$). Conseguiram um bom acordo com os dados, usando um fator espectroscópico $S = 0,4$ para o processo de transferência- α , acima indicado.

O PPDT é definido como sendo o potencial V_{pol} , que produz, em primeira ordem, a correção na matriz-T de espalhamento elástico, proveniente do processo de transferência em 2 etapas:

$$\begin{aligned} \Delta T_{00}^{(1)}(\vec{k}, \vec{k}') &= \langle \phi_0 \chi_0^{(-)}(k'_0) | H_{01} G_1^{(+)} H_{10} | \phi_0 \chi_0^{(+)}(k_0) \rangle \\ &\equiv \langle \chi_0^{(-)}(k'_0) | V_{\text{pol}} | \chi_0^{(+)}(k_0) \rangle \end{aligned} \quad (6)$$

onde $\chi_0^{(-)}$ e $\chi_0^{(+)}$ são as ondas distorcidas pelo potencial E-18;
 ϕ_0 é o estado fundamental intrínseco do sistema combi

nado;

H_{01} e H_{10} são interações que acoplam a transferência- α ;

$G_1^{(+)}$ é a função de Green distorcida pelo potencial E-18, que descreve a propagação no canal 1

A função de Green é calculada na aproximação "on-shell" e a aproximação de "alcance zero" e "sem recuo" são usadas para calcular os elementos de matriz de transferência. O potencial de polarização pode ser descrito pela relação:

$$V_{pol}^{\ell}(r) = C_{\ell}(E)\hat{F}(r) \quad (7)$$

onde $F(r)$ é o fator de forma de transferência e $C_{\ell}(E)$ se escreve em função das integrais radiais e da matriz de espalhamento como:

$$C_{\ell}(E) = A \left[- \frac{41\mu_1 \left[I_1^{01}, [k_0, k_1] \right]^2}{\hbar^2 k_1 I_1^{00} [k_0] S_{\ell,1}^N [k_1]} \right] \quad (8)$$

Em nosso trabalho²⁹⁾, nós nos propusemos a algo bastante ambicioso: calcular o efeito da transferência- α via V_{pol} não apenas no espalhamento elástico, mas também nos canais inelásticos e de transferência- α . Isto é, para as transições $\alpha \rightarrow \beta$ inelásticas ou de transferência, calcular a integral radial perturbada por V_{pol} :

$$I_{\alpha\beta} = \int dr f_{\beta}^*(r)F(r)\tilde{f}_{\alpha}(r) \quad (9)$$

onde $f_{\beta}^*(r)$ é a onda parcial no canal final β ;

$\tilde{f}_{\alpha}(r)$ é a onda parcial perturbada por V_{pol} no canal α elástico;

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

V_{pol} , descrito pelas equações (7) e (8), é incluído³¹⁾ no

código DWUCK, que calcula, além do espalhamento elástico, o espalhamento inelástico e reações de transferência na aproximação de ondas distorcidas (DWBA). Em DWUCK as reações de transferência são calculadas na aproximação de recuo zero e alcance zero. O efeito dessas aproximações, essencialmente, é um fator de normalização que pode ser incluído no fator de forma $F(r)$. Esse fator de normalização pode ser obtido comparando a seção de choque em ângulos dianteiros, calculada por DWUCK, com o resultado de PTOLEMY (código DWBA exato do ponto de vista da dinâmica da reação). O potencial de polarização é calculado supondo como canal 0 o canal elástico $^{24}\text{Mg}+^{16}\text{O}$ e o canal 1, sendo, $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$, C com todos os participantes em seus estados fundamentais.

O cálculo segue os seguintes passos:

- i) as integrais radiais não perturbadas e a matriz de espalhamento são calculadas pelo código DWUCK;
- ii) o potencial de polarização V_{pol} é calculado pela equação (7) usando o fator de forma normalizado para reproduzir a seção de choque experimental em ângulos dianteiros. Essa normalização contém, além dos fatores devido às aproximações de recuo zero e alcance zero, também o fator espectroscópico da transferência $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}_{gs}$;
- iii) V_{pol} normalizado é adicionado ao potencial óptico e a equação de Schrödinger radial é resolvida gerando as funções de onda exatas, perturbadas do canal elástico;
- iv) com estas funções de ondas exatas, calculam-se as seções de choque elásticas, inelásticas e de transferência- σ . Calcula-se o efeito do canal $^{24}\text{Mg}+^{16}\text{O} \rightarrow ^{28}\text{Si}+^{12}\text{C} \rightarrow ^{24}\text{Mg}+^{16}\text{O}$ em todos os canais de reação.

Alguns resultados dessas medidas e cálculos são apresentados na figura 5. Mostramos o efeito do acoplamento explícito dos canais 0 e 1, calculados com DWPOL, sobre o espalhamento elástico, inelástico, reação de "stripping" e "pick-up" de α .

A inclusão de V_{pol} explica as fortes oscilações em ângulos intermediários e traseiros e a forte subida em 180° nas distri-

buições angulares dos canais 0 e 1 e subestima o efeito nos canais excitados, provavelmente devido à não-inclusão de estados excitados no cálculo de V_{pol} . No canal de "pick-up" $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}$ reproduzimos as oscilações, mas não o forte mínimo em 90° . A identidade dos núcleos ^{20}Ne é levada em conta, simetrizando as funções de onda no cálculo.

Também efetuamos cálculos, não incluídos no trabalho publicado, onde o potencial V_{pol} era calculado acoplando o canal $^{20}\text{Ne} + ^{20}\text{Ne}$ ao canal elástico. O efeito desse acoplamento era menor e o mínimo a 90° continuaria não sendo reproduzido. O acoplamento de bósons, envolvendo principalmente momentos angulares rasantes, não é capaz de produzir um mínimo em 90° .

No estudo do espalhamento elástico de $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ (ref. 32) e $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ (ref. 33) efetuado numa grande faixa de energia, foram verificados 4 exemplos de mínimo em 90° e todos os casos correspondem a mínimos profundos na função de excitação também. Wieland e colaboradores³²⁾ reproduziram os mínimos usando potenciais reais convoluídos³⁴⁾ muito profundos (500 MeV na origem). Rowley³⁵⁾ mostrou que este potencial apresenta uma janela em baixos ℓ na matriz-S elástica devido à absorção incompleta causada pela grande velocidade relativa no interior nuclear.

Um cálculo de Rowley e colaboradores³⁵⁾ reproduziu mínimos do $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ em $E_{CM} = 51$ MeV com uma janela parametrizada em valores de ℓ baixos. Nós também conseguimos reproduzir o mínimo com uma janela em ℓ baixos, mas a interpretação física dessa janela permaneceu obscura. Esse mínimo, exatamente na mesma energia ($E_{CM} = 27,8$ MeV) em que a reação $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}$ apresenta um máximo, tem sua origem até agora não esclarecida.

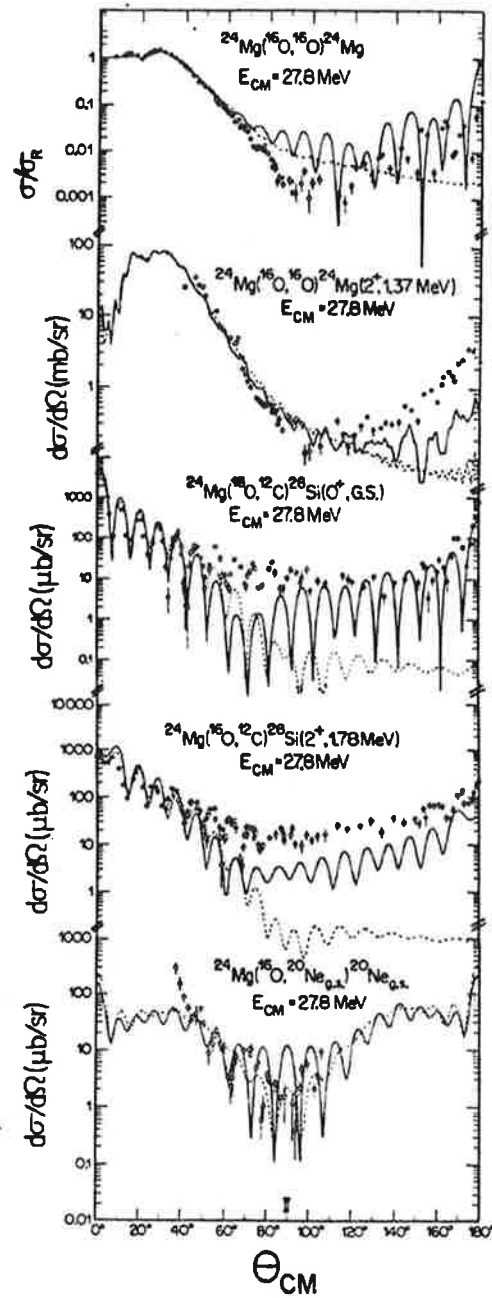


Fig.5. Distribuições angulares experimentais das reações indicadas e cálculos DWBA com V_{pol} (linha contínua) e sem V_{pol} (linha tracejada).

O efeito de V_{pol} nas funções de excitação foi discutido num outro trabalho, também publicado em 1989 na Phys.Rev. C (ref. 35). Nesse trabalho apresentamos nossas funções de excitação, medidas em $\theta_{CM} = 70^\circ$ e 90° , respectivamente, das reações $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}$ e $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}$. As nossas medidas de função de excitação foram efetuadas com a técnica da coincidência cinemática de dois detectores de Si, detectando ^{12}C e ^{28}Si ou as duas partículas ^{20}Ne em coincidência. Também incluímos, na nossa análise, os dados do grupo de Argonne¹⁹⁾ da reação $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}$ medidas em 0° , 90° e 180° .

Nossos cálculos com V_{pol} da reação $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}$ reproduzem bem as estruturas encontradas em 0° e, qualitativamente, as estruturas em 180° . Os cálculos reproduzem bem as funções de excitação das reações de pick-up $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}$ em 90° , sem, no entanto, reproduzir o profundo mínimo na energia $E_{CM} = 27,8$ MeV (já discutida antes). Apresentamos na figura 6 esses resultados.

O relativo sucesso desses cálculos nos indicava que o caminho adotado era correto; no entanto, faltava um ingrediente essencial na descrição até então efetuada com o uso do potencial de polarização dinâmica de transferência- α . Esse ingrediente era a inclusão de excitações inelásticas no esquema de acoplamento.

O que era necessário fazer era um cálculo completo de canais acoplados, incluindo os canais de transferência- α (indo para o estado fundamental e estados excitados) e canais inelásticos. São muito poucos os códigos que fazem esse tipo de cálculo e não são de domínio público, ainda. Além disto, são cálculos extremamente ex-

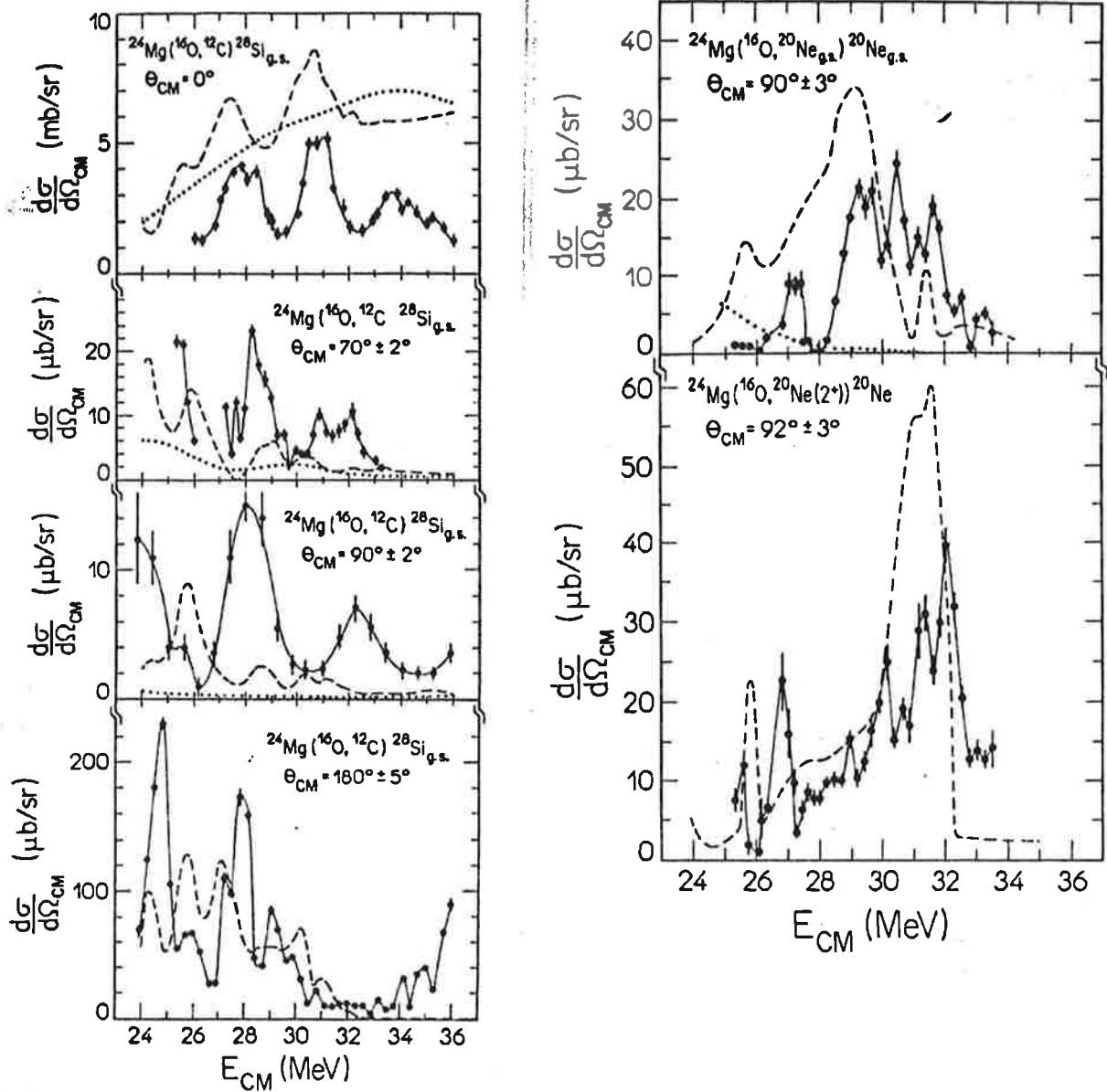


Fig.6. Funções de excitação das reações indicadas e cálculos com V_{pol} (tracejado) e sem V_{pol} (pontilhado).

tensos e demorados, exigindo memórias de computador e tempo de processamento muito além do disponível. Por essa razão, a adoção de métodos alternativos que evitassem o uso desses códigos, sempre nos parecia uma solução desejável.

O Prof. Franco Iachello, de Yale, visitou o Instituto de Física em agosto de 1987 e deu um minicurso sobre sua recente "Teoria Algébrica de Espalhamento" (ref. 36). Essa teoria tem aplicações em várias áreas da Física, em particular em problemas de espalhamento entre íons pesados, onde muitos canais de reação estão envolvidos. Ele havia aplicado sua teoria³⁶⁾ para o sistema $^{16}\text{O} + ^{24}\text{Mg}$ em $E_{\text{CM}} = 27,8$ MeV, que era exatamente objeto de nosso estudo (ref. 29), também.

A semelhança entre nossos resultados e os dele incentivou o estabelecimento de uma colaboração, que concretizou-se numa viagem de Rubens Lichtenthäler Filho, a Yale, no 1º semestre de 1988. Rubens incluiu os canais de $^{24}\text{Mg} + ^{16}\text{O} \rightarrow ^{20}\text{Ne} + ^{20}\text{Ne}$, por nós medidos, nos cálculos de teoria algébrica e trouxe, a São Paulo, o programa de computador de Yale, que resolve o problema de canais acoplados no contexto da teoria algébrica.

Na abordagem algébrica a forma funcional da matriz-S é determinada a partir das propriedades de simetria dinâmica do movimento relativo das partículas em colisão. Assim, por exemplo, no caso do espalhamento coulombiano não relativístico, o grupo de simetria é o $\text{SO}(3,1)$ e a expressão da matriz-S pode ser derivada a partir das propriedades desse grupo de simetria, como sendo:

$$S_{\ell}(k) = \frac{\Gamma(\ell+1+iv(\ell,k))}{\Gamma(\ell+1-iv(\ell,k))} \quad (12)$$

onde

$$v(\ell,k) = \frac{\mu Z_1 Z_2 e^2}{\hbar^2 k} + V_N(\ell,k) \quad (13)$$

e $V_N(\ell,k)$ é o potencial nuclear algébrico.

A principal vantagem da abordagem algébrica reside na simplicidade de sua generalização para o problema de muitos canais. No caso de n canais de reação, o potencial algébrico torna-se uma matriz simétrica e complexa $n \times n$ e a solução do problema de n canais se reduz à diagonalização dessa matriz. Isto é, em vez de se resolver n equações diferenciais acopladas, que é o problema na descrição de Schrödinger, na descrição algébrica se resolvem n equações algébricas acopladas. Os elementos diagonais de v correspondem a potenciais produzindo espalhamento elástico nos canais 1, 2, ... n e os elementos fora da diagonal v_{ij} correspondem a potenciais de acoplamento produzindo transições entre estados i e j .

A forma dos potenciais algébricos v_{ii} e v_{ij} pode ser obtida por analogia com a descrição usual; Iachello adotou uma parametrização do tipo Woods-Saxon para representar $v_{ii}(\ell)$, enquanto que Lichtenthäler e colaboradores³⁷⁾ determinaram a forma funcional de $v_{ii}(\ell)$, que reproduz a forma da matriz-S, obtida a partir de um potencial óptico na descrição usual, usando um método de inversão numérica. Adotaram a seguinte parametrização para o termo diagonal do potencial nuclear algébrico:

$$V_N(\ell, k) = \frac{V_R(k) + i v_1(k)}{\left[1 + \exp \frac{\ell - \ell_0(k)}{\Delta(k)}\right]} \left[\frac{2\ell}{\ell_0} + 1 \right]^{-\pi/2} \quad (14)$$

onde

$$\ell_0(k) = R_0 k = \frac{R_0}{\hbar} \sqrt{2\mu(E_{CH} + Q - V_{CB})} \quad (15)$$

$$e \quad \Delta(k) = ka \quad (16)$$

onde R_0 e a são, respectivamente o raio e a difusidade do sistema.

Os potenciais fora da diagonal, v_{ij} são escritos como:

$$v_{1j}(\ell, k) = \eta_{1j}^N \frac{d}{d\ell} \left[v_N(\ell, k) \right] + \eta_{1j}^C \left[\frac{\ell}{\ell_{oc}} \right]^{\lambda+1} + \text{para } \ell < \ell_{oc} \quad (17)$$

$$+ \eta_{1j}^C \left[\frac{\ell_{oc}}{\ell} \right]^{\lambda} \quad \text{para } \ell \geq \ell_{oc}$$

onde o primeiro termo corresponde a excitações nucleares e a segunda parte é a excitação coulombiana. Os parâmetros η_{1j}^N e η_{1j}^C descrevem as intensidades de acoplamento, sendo proporcionais a parâmetros de deformação e fatores espectroscópicos.

Essa abordagem permite resolver o problema de canais acoplados com grande simplicidade. Aplicamos essa abordagem aos nossos resultados³⁸⁾ de $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$, onde medimos distribuições angulares completas para 6 canais: elástico, inelástico 2^+ , inelástico $4^+ + 2^+ \cdot 1$, e reações de transferência- α $^{24}\text{Mg}(^{12}\text{C}, ^{16}\text{O})^{20}\text{Ne}$ indo para os estados finais 0^+ , 2^+ e 4^+ do núcleo ^{20}Ne . Todos os canais apresentam a anomalia bem conhecida com fortes oscilações e subida em ângulos traseiros. As medidas foram realizadas no Laboratório Pelletron, com feixe de ^{12}C de 37,9 MeV incidindo sobre alvo de ^{24}Mg e detectando os núcleos emitidos com um telescópio sensível à posição. A detecção dos núcleos de recuo ^{20}Ne e ^{24}Mg no hemisfério frontal resultou na medida dos ângulos traseiros no sistema C.M.. Os dados experimentais foram reproduzidos acoplando todos os sete canais populados e adotando intensidades de acoplamento inelástico, obtidas de $B(E\lambda)$ e β_λ experimentais. As fortes oscilações permitiam a fixação de ℓ_0 e Δ dos fatores de forma algébricos. Na figura 7 mostramos o esquema de acoplamento usado no cálculo de canais acoplados efetuado. Resultados do cálculo estão mostrados na figura 8, juntamente com nossos resultados experimentais. Na figura 9 mostramos o resultado do espalhamento elástico, onde podemos ver claramente que a contribuição dos estados excitados do canal de transferência- α é essencial para explicar a subida nos ângulos traseiros.

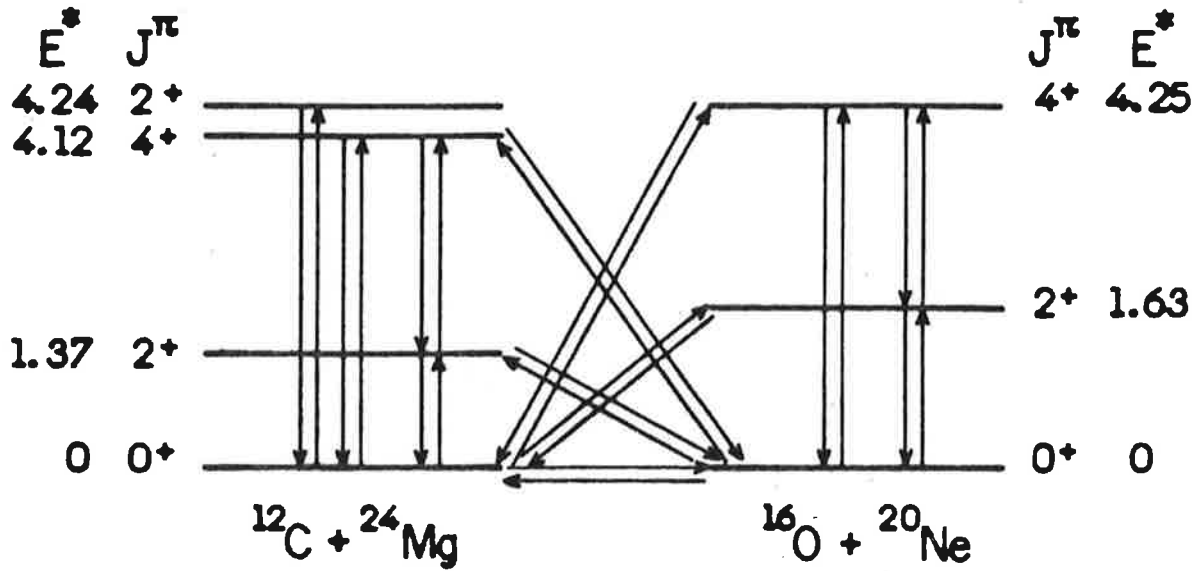


Fig.7. Esquema de acoplamento usado no cálculo de canais acoplados, efetuado no contexto da teoria algébrica.

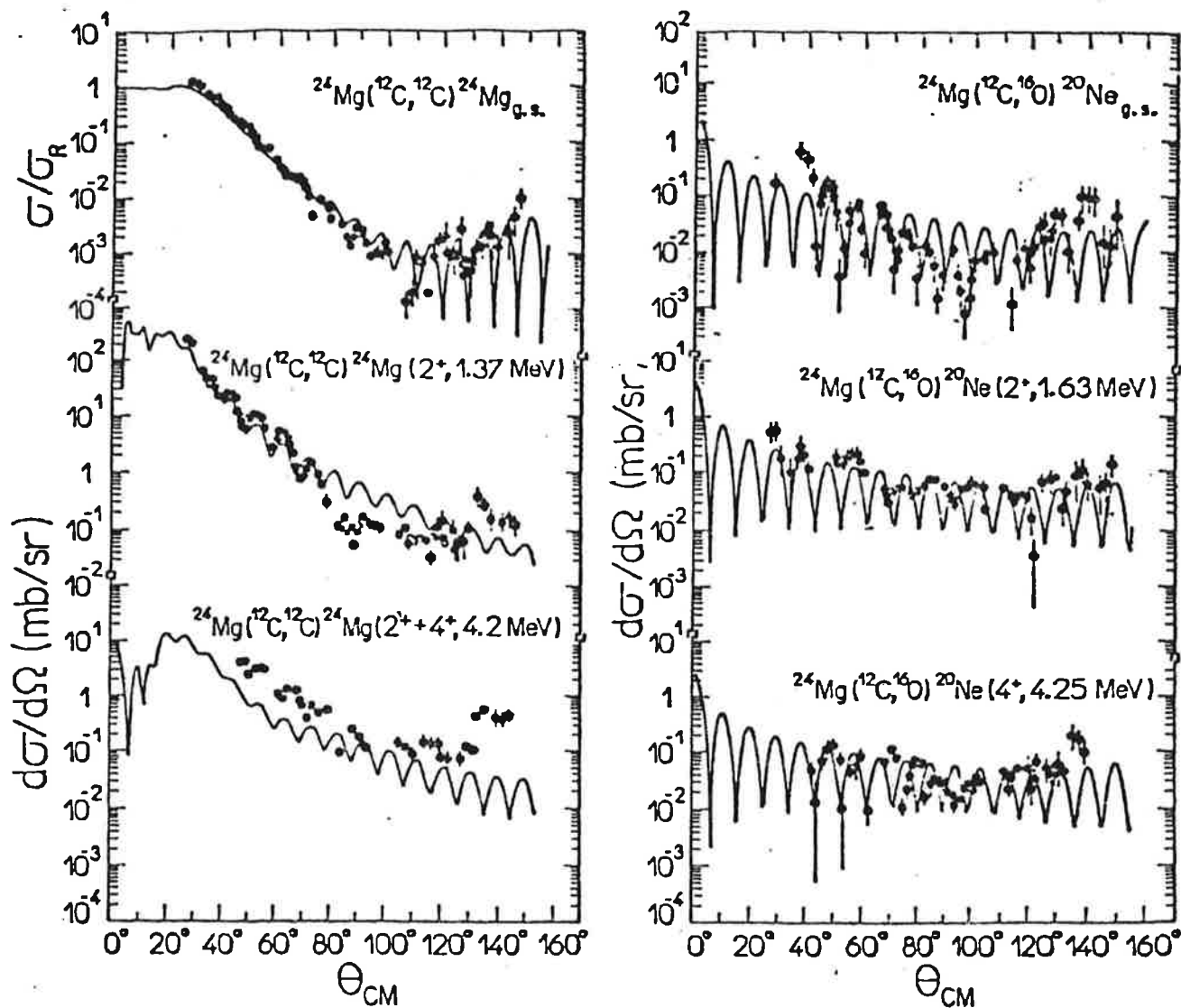


Fig. 8. Distribuições angulares das reações indicadas, medidas no Laboratório Pelletron pelo nosso grupo³⁹⁾. As linhas sólidas são resultado do cálculo acoplando os sete canais de reação no esquema da "teoria algébrica do espalhamento".

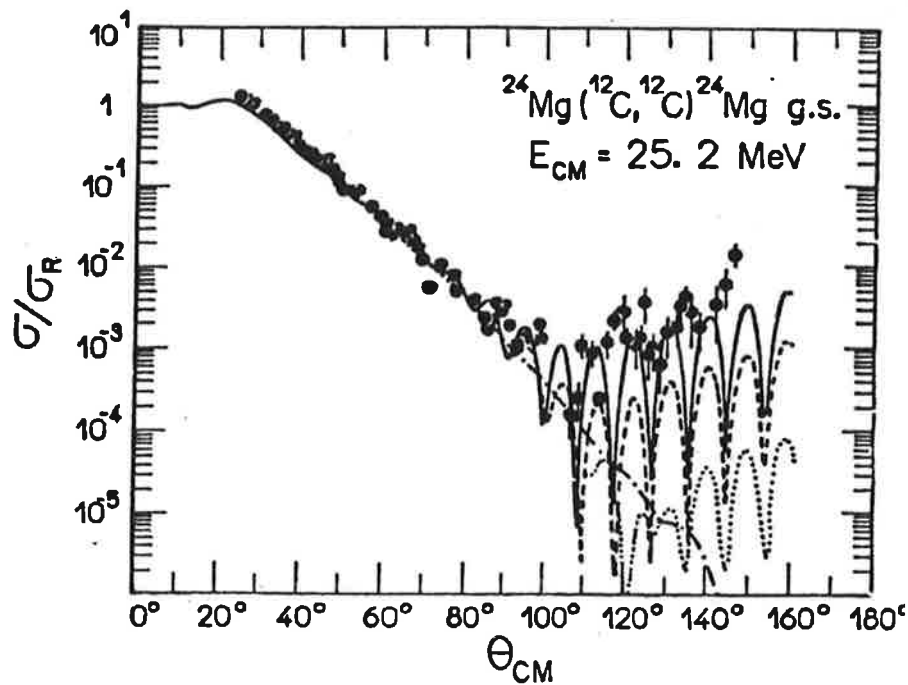


Fig.9. Distribuição angular elástica experimental do sistema $^{12}\text{C}+^{24}\text{Mg}$. A linha ponto-traço é o cálculo sem acoplamentos, pontilhado com acoplamento ao estado fundamental de transferência (0^+); o tracejado é o cálculo com acoplamento aos estados 0^+ e 2^+ de transferência e linha sólida e o cálculo com acoplamento aos estados 0^+ , 2^+ e 4^+ da transferência.

O cálculo de canais acoplados efetuado no contexto da teoria algébrica de espalhamento foi capaz de explicar as subidas nos espalhamentos elásticos, inelásticos e de transferência- α . Esse trabalho (ref. 39) foi publicado em 1990 na Physics Letters B.

B. TRABALHOS ATUAIS E FUTUROS

Nesse momento, estamos concentrando nossa atenção sobre o estudo do espalhamento elástico em energias próximas à barreira coulombiana. Há indicações de que o estudo sistemático do espalhamento elástico, em baixas energias, permite determinar, sem ambigüidades, o potencial óptico que descreve a interação entre os núcleos em colisão.

Estudos do espalhamento elástico, durante as últimas duas décadas, levaram à conclusão da existência de dois tipos diferentes de potenciais ópticos, que descrevem regiões de massa e energia diferentes. Íons pesados ($A_p + A_T > 50$) são, em geral, bem descritos por potenciais ópticos fortemente absorventes em qualquer região de energia. Nessa região de absorção forte os potenciais convoluídos³⁴⁾ (folding potential) funcionam bem. Para os sistemas de íons pesados leves ($A_p + A_T < 50$) em energias relativamente baixas ($1,5 V_{CB} \leq E_{CM} \leq 3 V_{CB}$, onde V_{CB} é a barreira coulombiana) os potenciais ópticos, que reproduzem os dados são transparentes na superfície, com um poço real raso e profundidades dependentes de energia⁴⁰⁾. Esses potenciais ajustam as funções de excitação do espalhamento elástico na região angular dianteira e intermediária, numa grande faixa de energia. Para os dados de 180° , o potencial, além de ser transparente na superfície, precisa ter uma parte dependente de paridade²²⁾. Tanto essa parte quanto a independente de paridade tem uma dependência forte (exponencial) com a energia. Os potenciais convoluídos e de absorção forte são incapazes de reproduzir as distribuições angulares ou funções de excitação nessa região de massa e de energia. Os potenciais transparentes na superfície falham em energias mais altas ($3 V_{CB} < E_{CM}$ até centenas de MeV). Nas energias altas, potenciais convoluídos ou potenciais profundos funcionam muito bem, para sistemas de íons pesados leves, numa grande gama de energias⁴¹⁾. Recentemente, estudos sistemáticos⁴²⁾ têm eliminado ambigüidades nesses potenciais profundos e tentam a extrapola-

lação para energias mais baixas, prolongando os potenciais profundos encontrados em energias mais altas.

A análise de dados medidos por Watari e Mittig, no Laboratório Pelletron sobre o sistema $^{12}\text{C}+^{24}\text{Mg}$ a energias $E_{\text{CM}} = 12,66$ MeV, 14,0 MeV e 15,33 MeV ($V_{\text{CB}} = 12,6$ MeV), mostrou que os potenciais ópticos transparentes na superfície, usados em energias mais altas, não conseguem reproduzir os dados. Análises de Mittig⁴³⁾ usando potenciais reais muito profundos ($V_0 = 714,5$ MeV) e potenciais imaginários rasos ($W_0 \approx 10$ MeV), com raio pequeno (e, portanto, transparentes na superfície), permitiram um bom ajuste desses dados. Nós efetuamos medidas até ângulos mais traseiros ($\theta_{\text{CM}} = 166^\circ$), completando esses dados. Verificamos que os potenciais profundos apresentavam ambigüidades e resolvemos atacar o problema do lado dos potenciais rasos: tentar encontrar a ponte com os potenciais ópticos rasos usados em energias um pouco acima da nossa região de medidas.

A procura sistemática de parâmetros de potenciais ópticos permitiu mostrar⁴⁴⁾ que na região de potenciais pouco profundos ($V_0 \leq 45$ MeV) existe um único potencial óptico real que reproduz as 3 distribuições angulares ao mesmo tempo, com uma geometria fixa e dependência fraca com a energia. A profundidade real (V_0) e o raio real (r_0) foram mantidos fixos na procura automática (search) e os parâmetros imaginários (w_0, r_1, a_1) foram livremente variados, juntamente com a difusividade real a . Os valores de V_0 e r_0 foram variados numa grade, de 10 MeV a 44 MeV, com passos de 1 MeV para V_0 , e de 1,0 fm até 1,6 fm com passos de 0,02 fm para r_0 .

Os resultados dessa procura sistemática são apresentados num gráfico tridimensional na figura 10.

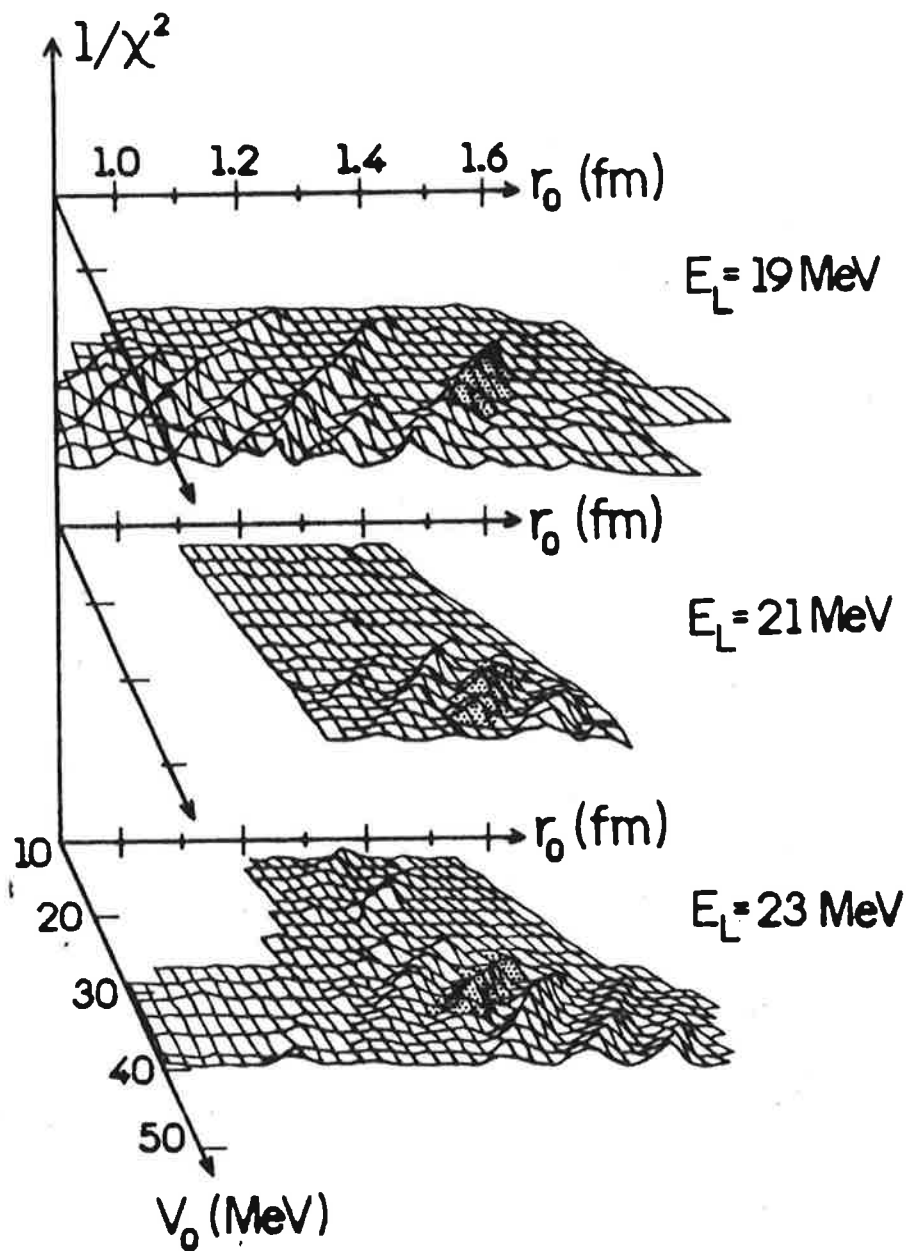


Fig.10. Gráfico tridimensional dos parâmetros de potencial óptico V_0 , r_0 contra $\frac{1}{\chi^2}$, onde χ^2 mede a qualidade do ajuste. A região pontilhada indica o potencial óptico real, único a reproduzir bem os dados nas 3 energias com uma geometria fixa e fraca variação de V_0 com a energia (Pot. II).

A profundidade real decresce com a energia, enquanto a profundidade imaginária cresce; comportamento diferente dos potenciais transparentes na superfície e dependentes da energia, mas em acordo com as previsões da relação de dispersão⁴⁵⁾. Além disto, a parte imaginária do potencial óptico tem um raio muito grande ($r_0 = 1,77$ fm) e é extremamente raso no interior nuclear. A absorção se faz sentir desde distâncias muito grandes ($R \approx 10-11$ fm), mas é fraca no interior do núcleo, provavelmente devido aos poucos canais de reação abertos nessas energias próximas à barreira.

Esse potencial tem V_0 , W_0 e a_1 com uma dependência linear de energia e a função de excitação a 180° , medida por Mermaz (ref. 46), também é reproduzida, em linhas gerais, por esse potencial. Na figura 11 apresentamos nossos resultados.

O que permitiu a determinação de um potencial óptico sem ambigüidades foi o procedimento de iniciar a análise a energias muito baixas, onde o efeito predominante é devido ao potencial coulombiano. Aumentando a energia gradativamente e fazendo a procura sistemática já mencionada, consegue-se acompanhar a evolução do potencial óptico, como se puxássemos o fio de um novelo de lã, em princípio, embaralhado. Os dados de baixa energia representam o fio a ser puxado e a ser acompanhado.

A análise indica que o espalhamento elástico, na região de energia próxima à barreira coulombiana no $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$, exige potenciais de tipo diferente, dos que eram usados com sucesso em energias mais altas. O grande alcance da absorção nuclear provocada por esses potenciais, pode estar simulando o efeito da polarização nuclear, representando as trocas múltiplas de partículas- α .

Esse estudo está sendo estendido a outras energias no sistema $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$. Concluimos, recentemente, a redução de dados do espalhamento elástico, medido com o acelerador Pelletron nas energias $E_{\text{LAB}} = 16, 17, 18, 18,5, 19, 19,5, 20, 20,5, 21, 21,5, 22, 22,5, 23, 23,5$ e 24 MeV. As oscilações em ângulos intermediários e traços manifestam-se abaixo da barreira coulombiana a partir de 17

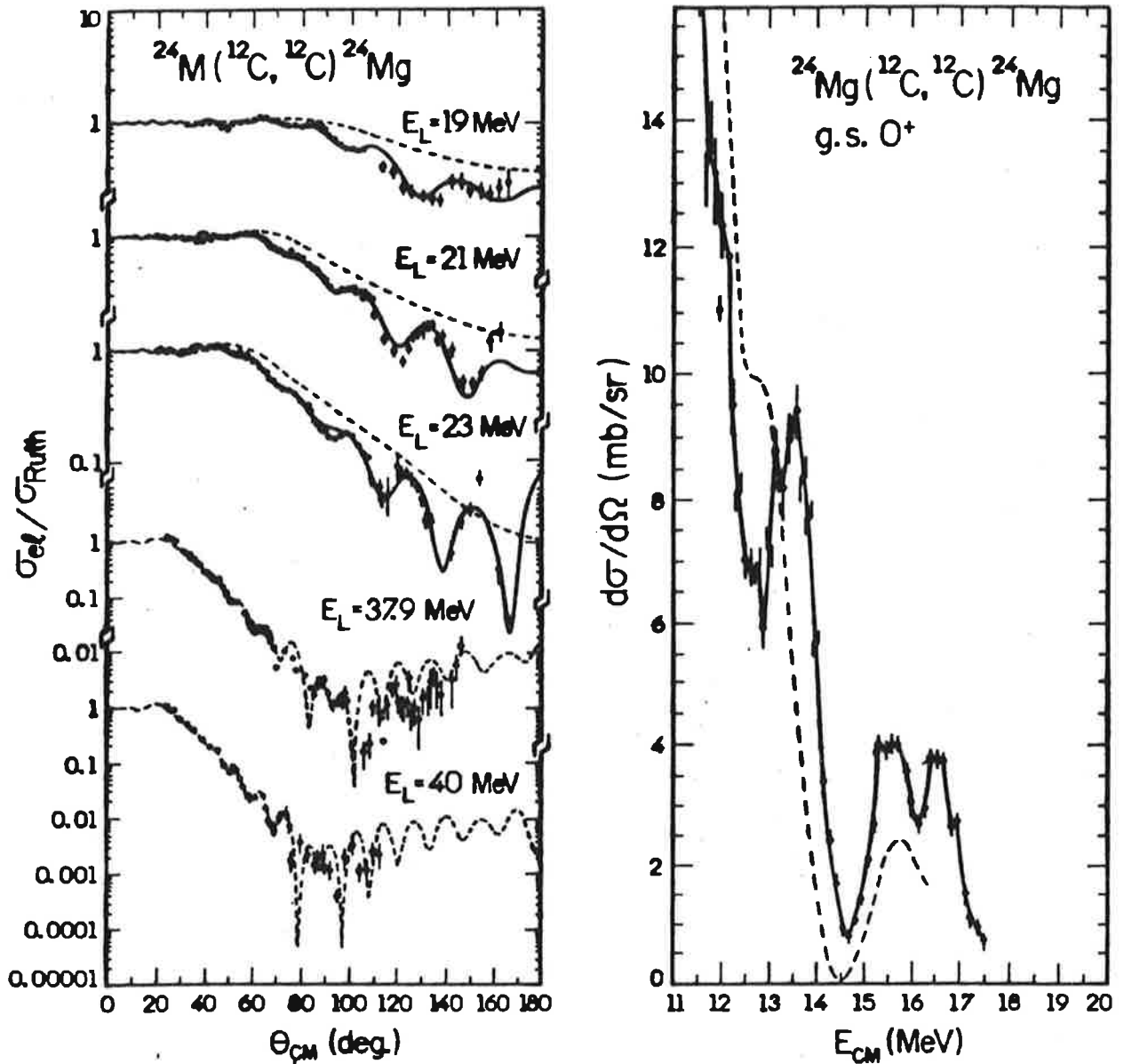


Fig.11. a) As distribuiçõs angulares elásticas experimentais do sistema $^{12}\text{C}+^{24}\text{Mg}$, medidas no Laboratório Pelletron. As linhas tracejadas são cálculos de modelo óptico com potencial transparente na superfície (Pot. I) e as linhas sólidas, com o potencial sem ambigüidade, discutido no texto (Pot. II).; b) função de excitação elástica medida a 180° por Mermaz (ref. 46). A linha tracejada é o nosso cálculo de modelo óptico com potencial II.

MeV. Esses dados estão sendo analisados com o potencial óptico, acima citado, e também por análise de defasagens.

As fases nucleares, obtidas pela análise de defasagens das seções de choque elásticas apresentam uma ambigüidade trivial, mas que impossibilita sua interpolação em energia, quando os passos de energia não são pequenos. No nosso caso, os passos estão entre 0,5 MeV e 1 MeV, provavelmente grandes demais para se interpolarem as fases.

Usando a técnica de inversão já desenvolvida anteriormente, a partir das defasagens nucleares, calculam-se $V_R(\ell, k)$ e $V_I(\ell, k)$ algébricos para todas as energias e todos os ℓ 's.

Em seguida, V_R e V_I são interpolados em energia e as defasagens interpoladas são reobtidas. Ao examinar essas informações, podemos detectar a existência de ressonâncias na faixa de energia entre 16 e 24 MeV, para cada ℓ .

As análises estão em andamento, havendo a indicação da existência de 3 ressonâncias, cada uma com vários valores de ℓ , provavelmente são ressonâncias de forma (shape-resonances), estados ressonantes no potencial de interação $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$. Nosso grupo conta com a colaboração do Prof. Luiz Carlos Gomes nesses trabalhos relacionados com análise de ressonâncias.

III. CONCLUSÕES

O estudo de reações quase-elásticas entre íons pesados, ainda apresenta uma série de problemas em aberto. As anomalias, em ângulos traseiros são um exemplo disso; a imagem do acoplamento a canais de transferência- α (incluindo estados excitados também) e a excitações inelásticas parece explicar bem as distribuições angulares de muitos canais, mas não foi aplicado a funções de excitação ainda. Os potenciais ópticos dependentes de energia e de paridade, usados nessa região de energia e massas, podem estar simulando o efeito da polarização nuclear que representa esses acoplamentos a transferência- α . Certamente faltam ingredientes nessa descrição, como indica o forte mínimo em 90° , em $E_{CM} = 27,8$ MeV na reação $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}$, não explicado nem por cálculo de canais acoplados, efetuado no contexto algébrico. A relação entre essa interpretação de acoplamentos- α e a descrição ressonante, via ressonâncias quase-moleculares, também deveria ser investigada. A existência de ressonâncias quase-moleculares em sistemas $n\alpha$ mais leves ($^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$, $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$) é um fato bem estabelecido. No entanto, as estruturas e as anomalias encontradas nos sistemas $n\alpha$ mais pesados ($^{12}\text{C}+^{20}\text{Ne}$, $^{12}\text{C}+^{24}\text{Mg}$, $^{12}\text{C}+^{28}\text{Si}$, $^{16}\text{O}+^{20}\text{Ne}$, $^{16}\text{O}+^{24}\text{Mg}$, $^{16}\text{O}+^{28}\text{Si}$) não apresentam nem correlações muito claras, nem ordem e espaçamento esperado de ressonâncias moleculares (banda rotacional). Esses problemas foram abandonados sem estarem resolvidos. O estudo de potenciais ópticos, que descrevam funções de excitação e distribuições angulares completas, em grande faixa de energia e massas, também é um problema longe de estar resolvido. Aparentemente, em regiões de massa e energia diferentes, necessita-se de potenciais ópticos de naturezas diferentes, ora fortemente absorventes e, portanto, ambíguos no interior nuclear, ora transparentes na superfície, ora até transparentes no interior e únicos. Certamente seria importante compreender essa diversidade e estabelecer pontes entre as diferentes regiões.

Se olharmos do ponto de vista dos problemas em aberto e

não resolvidos, podemos dizer que ainda há trabalho a ser feito, se for bem feito, mesmo num laboratório do porte do nosso. Podemos fazer física bem feita, publicável e formar estudantes com boa formação. Mas, infelizmente, esse problemas apaixonam poucos hoje em dia, principalmente poucos "teóricos". O que fazer?

A resposta é conceber, daqui para frente, um Laboratório Pelletron em que as máximas sejam precisão da medida e a sistemática. Todos esses estudos mostram, claramente, que só podemos aprender coisas novas e interessantes olhando com o devido cuidado e critério à física apresentada pela natureza. Estudos "delicados" (precisão) e "dedicados" (sistemática) podem abrir uma nova perspectiva na física nuclear, chamada "convencional". Fazer uma física a 10% é fácil; que tal tentar uma nova física a 0,1%? Provavelmente, muita coisa nova e desconhecida surgirá com medidas mais precisas, e a perspectiva e o desafio do desconhecido são as melhores maneiras de instigar o nosso interesse.

REFERÊNCIAS

1. M.S. Hussein, A. Lépine-Szily, M.M. Saad e A.C.C. Villari
Phys.Rev.Lett. **52** (1984) 511.
2. J.T. Holdeman e R.M. Thaler
Phys.Rev.Lett. **14** (1965) 81 e Phys.Rev. **139B** (1965) 1186.
3. M.S. Hussein, H.M. Nussenzveig, A.C.C. Villari e J.L. Cardoso
Phys.Lett. **114B** (1982) 1.
4. A.C.C. Villari, F.I.A. Almeida e A. Lépine-Szily
Phys.Lett. **165B** (1985) 247.
5. A.C.C. Villari, A. Lépine-Szily, R. Lichtenthäler Filho, O. Portezan Filho, M.M. Obuti, J.M. Oliveira Jr. e N. Added
Nucl.Phys. **A501** (1989) 605.
6. J. Barrette e N. Alamanos
Phys.Lett. **153B** (1985) 208 e Nucl.Phys. **A441** (1985) 733.
7. V. Hnizdo
Phys.Lett. **167B** (1986) 26.
8. A.N. Ostrowski, W. Tiereth e H. Voit
Phys.Rev. **44C** (1991) 2082.
9. H. Wojciechowski, D.E. Gustafson, L.R. Medsker e R.H. Davis
Phys.Lett. **63B** (1976) 413.
10. P. Charles
Tese Orsay (1981).
11. H. Frohlich, P. Duck, W. Treu e H. Voit
Phys.Rev. **C27** (1983) 57.
12. J.M. Oliveira Jr.
Tese de Mestrado (1988) e contribuição apresentada na Conferência Internacional de Física Nuclear, em São Paulo (1989).
13. W.J. Jordan, J.V. Maher e J.C. Peng
Phys.Lett. **87B** (1979) 38.
14. S. Gary e C. Volant
Phys.Rev. **C25** (1982) 1877;
K.T. Lesko et al.
Phys.Rev. **C25** (1982) 872;
R.A. Racca et al.
Phys.Lett. **129B** (1983) 294.

15. R. Ost
Preprint (1976).
16. C.M. Cheng, J.V. Maher, W. Oelert e F.D. Snyder
Phys.Lett. **17B** (1977) 304.
17. P. Braun-Munzinger, G.M. Berkowitz, T.M. Cormier, J.W. Harris,
C.M. Jachcinski, J. Barrette e M.J. Levine
Phys.Rev.Lett. **38** (1977) 944.
18. P. Braun-Munzinger e J. Barrette
Phys.Rep. **87** (1982) 209.
19. M. Paul, S.J. Sanders, D.F. Geesaman, W. Henning, D.G. Kovar,
C. Olmer, J.P. Schifffer, J. Barrette e M.J. Levine
Phys.Rev. **C21** (1980) 1802;
G.K. Gelbke, T. Awes, U.E.P. Berg, J. Barrette, M.J. Levine e
P. Braun-Munzinger
Phys.Rev.Lett. **41** (1978) 1778.
20. S. Kubono, P.D. Bond e C.E. Thorn
Phys.Lett. **81B** (1979) 140.
21. O. Portezan Filho
Tese de Mestrado (1988) e contribuição apresentada na Conferên-
cia Internacional de Física Nuclear, em São Paulo (1989).
22. D. Dehnhard, V. Shkolnik e M.A. Franey
Phys.Rev.Lett. **40** (1978) 1549;
M.A. Franey, V. Shkolnik e D. Dehnhard
Phys.Lett. **81B** (1979) 132.
23. W.E. Frahn, M.S. Hussein, L.F. Canto e R. Donangelo
Nucl.Phys. **A369** (1981) 166.
24. R. Lichtenthäler, A. Lépine-Szily, A.C.C. Villari, W. Mittag,
V.J.G. Porto e C.V. Acquadro
Phys.Rev. **C26** (1982) 2487.
25. W.E. Frahn e M.S. Hussein
Nucl.Phys. **A346** (1980) 237.
26. L.F. Canto, R. Donangelo, M.S. Hussein e A. Lépine-Szily
Phys.Rev.Lett. **51** (1983) 95.
27. T. Kammuri e K. Matsuoka
Nucl.Phys. **A366** (1981) 171.

28. A.N. Aleixo, L.F. Canto, P. Carrilho, R. Donangelo, L.S. Paula, M.S. Hussein
Phys.Rev. C37 (1988) 1062.
29. R. Lichtenthäler, A. Lépine-Szily, A.C.C. Villari e O. Portezan Filho
Phys.Rev. C39 (1989) 884.
30. M.S. Hussein, A.N. Aleixo, L.F. Canto, P. Carrilho, R. Donangelo, L.S. Paula
J.Phys. 13 (1987) 967.
31. R. Lichtenthäler Filho
Tese de Doutorado (1988).
32. W. Reilly, R. Wieland, A. Gobbi, M.W. Sachs, J. Maher, R.H. Siemssen, D. Mingay e D.A. Bromley
Nuovo Cimento 13A (1973) 913;
R.M. Wieland, R.G. Stokstad, G.R. Satchler e L.D. Rickertsen
Phys.Rev.Lett. 37 (1976) 1458.
33. J.V. Maher et al.
Phys.Rev. 188 (1969) 1665;
M.L. Halbert et al.
Phys.Lett. 51B (1974) 341.
34. G.R. Satchler e W.G. Love
Phys.Lett. 65b (1976) 415.
35. N. Rowley, H. Doubre e C. Marty
Phys.Lett. 69B (1977) 147.
36. A. Lépine-Szily, R. Lichtenthäler Filho, M.M. Obuti, J.M. Oliveira Jr., O. Portezan Filho, W. Sciani e A.C.C. Villari
Phys.Rev. C40 (1989) 681.
37. Y. Alhassid, F. Iachello e B. Shao
Phys.Lett. 201B (1988) 183;
Y. Alhassid e F. Iachello
Nucl.Phys. A501 (1989) 585.
38. R. Lichtenthäler, A.C.C. Villari, L.C. Gomes e P.C. Soares
Phys.Lett. 269B (1991) 49.
39. A. Lépine-Szily, M.M. Obuti, R. Lichtenthäler. J.M. Oliveira Jr. e A.C.C. Villari
Phys.Lett. 243B (1990) 23.

40. R.H. Siemssen, H.T. Fortune, R. Malmin, A. Richter, J.W. Tippie e P.P. Singh
Phys.Rev.Lett. 25 (1970) 536.
41. M.E. Brandan e G.R. Satchler
Nucl.Phys. A487 (1988) 477.
42. M.E. Brandan
Phys.Rev.Lett. 60 (1988) 784;
M.E. Brandan, S.H. Fricke e K.W. McVoy
Phys.Rev. C38 (1988) 673.
43. W. Mittig
Comunicação particular
44. A. Lépine-Szily, W. Sciani, Y.K. Watari, W. Mittig, R. Lichten-
thäler Filho, M.M. Obuti, J.M. Oliveira Jr. e A.C.C. Villari
Preprint (1992).
45. J.S. Lilley, B.R. Fulton, M.A. Nagarajan, I.S. Thompson e D.W.
Banes
Phys.Lett. 151B (1985) 181.
46. M.C. Mermaz, A. Greiner, B.T. Kim, M.J. Levine, E. Muller, M.
Ruscev, M. Petrascu, M. Petrovici e V. Simion
Phys.Rev. C24 (1981) 1512.
47. R. Lichtenthäler
Comunicação particular.

— Fulton et al J. Phys. G Nucl. Phys 8 (1982) L141

* Recent advances in the Study of Nuclear ~~Structure~~ Clusters

A. H. Wuosmaa et al

Ann. Rev. Nucl. Part. Science (95) 45, 89-131

— Alpha transfer reactions in Light Nuclei

Ann. Rev. Nucl. Part. Scienc, 29 ('79) 161

* Deformation effects in $^{40}\text{Ca} = ^{28}\text{Si} + ^{12}\text{C}$
Phys. Rev. C, ~~Nucl. Phys.~~ 66, 2002, 034612

* Molecular res. phenomena and α -clustering⁴¹
C. Beck
Nucl. Phys. A738 (2004) 24-30