

ESPALHAMENTO INELÁSTICO DE DEUTERONS

Ernst Wolfgang Hamburger

Tese de Docência Livre na
Cadeira de Física Nuclear da
Faculdade de Filosofia, Ciências e Letras
da Universidade de São Paulo

São Paulo, Março de 1962



Reconhecimento

O autor agradece a Amélia Império Hamburger pela revisão do manuscrito desta tese; à Wilma Cánovas Pereira e Geraldo Nunes pelos serviços de dactilografia e fotografia, e a A.M. Motta, A.D.O. Borges, E. Zacharias e A.R. Trent pela leitura das emulsões nucleares ao microscópio.

Agradece, outrossim, a ajuda do Prof. José Goldenberg e o apoio do Prof. Oscar Sala.

Os dados experimentais apresentados foram colhidos em colaboração com D.L. Cohen, R.E. Price e L.H. Rober no "S. M. Scaife Radiation Laboratory" da Universidade de Pittsburgh, nos Estados Unidos da América.

O trabalho foi parcialmente custeado pelo Conselho Nacional de Pesquisas através da verba consignada ao Prof. José Goldenberg.

Espalhamento Inelástico de Deuteronos

R e s u m o

Foi estudado experimentalmente o espalhamento inelástico de deuteronos de 15 Mev. em alvos de potássio, estrôncio e ítrio, para ângulos de espalhamento entre 25° e 90° . Para o K^{39} foram obtidas distribuições angulares para os níveis de 2,53, 2,82, 3,02 e 3,60 Mev e para dois grupos de níveis não resolvidos: 3,88 e 3,94 Mev e 4,08, 4,09 e 4,12 Mev. Todas as distribuições têm um pico em ângulos menores que 40° ; têm forma quase idêntica, exceto a do nível de 2,53 Mev. O nível mais fortemente excitado é o de 3,60 Mev, com uma seção de choque máxima de 1,1 mb/std em 34° . Os resultados sugerem que todos os níveis observados, exceto o de 2,53 Mev, contêm em sua função de onda frações apreciáveis de movimento vibracional octupolar. Para o estrôncio só aparecem dois grupos inteiros, correspondentes aos níveis de 1,835 e 2,74 Mev do Sr^{88} . As distribuições angulares dos dois níveis estão aproximadamente "fora de fase", de acordo com a regra de Blair. As seções de choque máximas são: 1,7 mb/std em 25° para o estado de 1,835 Mev e 0,7 mb/std em 32° para o estado de 2,74 Mev. Este último estado tem $J^\pi = 3^-$ e é provavelmente um nível vibracional octupolar; corresponde ao pico "monóclô" de Cohen. Outros níveis, fracamente excitados, foram encontrados nas seguintes energias de excitação (entre parêntesis indicamos o isótopo ao qual provavelmente o nível pertence): $0,85 \pm 0,05$ Mev (Sr^{87}), $1,11 \pm 0,02$ Mev (Sr^{86}), 1,835 Mev (Sr^{88}), $2,740 \pm 0,015$ Mev (Sr^{88}), $3,20 \pm 0,05$ Mev ($Sr^{88}?$), $3,61 \pm 0,02$ Mev ($Sr^{88}?$), $4,02 \pm 0,02$ Mev e $4,27 \pm 0,03$ Mev. Para o ítrio, Y^{89} , foram feitas medidas em apenas três ângulos, 30° , 60° e 85° . Os níveis observados e as seções de choque em 30° , em mb/std, são: 1,52 \pm 0,01 Mev (0,35), 1,75 Mev (0,41), $2,225 \pm 0,01$ Mev (0,48), $2,525 \pm 0,015$ (0,66), $2,870 \pm 0,01$ (0,56), $3,108 \pm 0,02$ (0,25), $3,700 \pm 0,02$ (0,13), $3,97 \pm 0,025$ (0,16), $4,16 \pm 0,025$ (0,23), $4,30 \pm 0,025$ (0,07) e $4,445 \pm 0,02$ Mev (0,07). (os erros citados se referem às energias relativas; há ainda uma incerteza de 1% na escala de energia).

Foi feita também uma compilação e discussão de todas as medidas de reações (d, d') publicadas. É discutida a posição dos picos e vales nas distribuições angulares em função de energia incidente, do Q de reação, do número de massa do alvo e das paridades dos estados inicial e final. A seção de choque absoluta é estudada em função de energia incidente. São mencionadas as teorias propostas para as reações (d, d').

v
ÍNDICE

	Pag.
Reconhecimento	ii
Resumo	iii
Índice	v
I INTRODUÇÃO	1
II MÉTODO EXPERIMENTAL	3
III A REAÇÃO $K(d,d')$	6
A. Introdução e Detalhes Experimentais	6
B. Resultados e Discussão	9
B.1 Espalhamento Elástico	9
B.2 Espalhamento Inelástico: Distribuições angulares e secção de choque absoluta	10
B.3 Possibilidade de Excitações Coletivas	12
a) grupos intensos	12
b) o nível de 2.53 Mev	13
B.4 Comparação com a Reação $K^{39}(p,p')$	14
IV A REAÇÃO $Sr(d,d')$	16
A. Procedimento Experimental	16
B. Resultados e Discussão	17
B.1 Espalhamento Elástico	17
B.2 Espalhamento Inelástico - Grupos Intensos	18
B.3 Outros Grupos Inelásticos	19
V A REAÇÃO $Y^{89}(d,d')$	21
A. Procedimento Experimental	21
B. Resultados e Discussão	22
VI COMPILAÇÃO E DISCUSSÃO DAS MEDIDAS DE ESPALHAMENTO INELÁSTICO DE DEUTERONS	25
A. Introdução	25
B. Dificuldades Experimentais	26
C. Descrição e Discussão da Tabela VI.1	27
C.1 Descrição da Tabela VI.1	27
C.2 Classificação das Distribuições Angulares	29
C.3 Transições Intensas	37
C.4 Anisotropia	39
C.5 Posição dos Máximos e Mínimos em (d,d')	39
a) Dependência de E_d	40
b) Dependência de Q	41
c) Dependência de R	41

ÍNDICE

	PÁG.
C.6 Posição dos Máximos e Mínimos no Espalhamento Elástico	44
C.7 Variação da Seção de Choque Absoluta com a Energia	45
D. Espectro Energético dos Deuteronos Inelásticos	47
E. Resumo das Características Gerais dos Dados	48
F. Interpretações e Teorias	50
F.1 Primitivas Teorias	50
F.2 Outras Teorias de Ondas Planas	52
F.3 Predominância das Excitações Coletivas: Evidência Experimental	55
F.4 Excitações Coletivas: Teoria	57
F.5 Espalhamento Inelástico por Difração e Aproximação de Born de Ondas Distorcidas	58
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	62
FIGURAS	67

I. INTRODUÇÃO

O espalhamento inelástico de deuteronos não foi muito estudado até recentemente. As primeiras experiências são de 1949, quando também foram começados os trabalhos de "stripping".* O "stripping" pôde logo ser interpretado e forneceu muitos dados importantes para a compreensão da estrutura nuclear. As reações (d,d') , por outro lado, não foram bem compreendidas inicialmente e não forneciam informações sobre a estrutura dos núcleos. Conseqüentemente os laboratórios que dispunham de feixes de deuteronos de energia adequada (>5 Mev) se dedicaram quase que exclusivamente ao estudo do "stripping": de 1949 até 1959 foram publicadas mais de cem experiências de "stripping" e somente 12 trabalhos experimentais sobre espalhamento inelástico de deuteronos. Nos últimos anos, entretanto, o interesse por (d,d') aumentou, e de 1960 até o presente foram realizadas mais de 18 experiências sobre o assunto, sendo algumas delas muito extensas.

Há dois motivos principais para o renovado interesse por (d,d') . Por um lado, o interesse pelo "stripping" arrefeceu à medida que eram feitas as experiências mais fáceis, nos núcleos leves, e restavam somente as reações com núcleos pesados, que exigem boa resolução de energia. Por outro lado o mecanismo do espalhamento inelástico foi melhor compreendido quando se verificou que esse tipo de reação excita preferencialmente estados de oscilação coletiva dos núcleons no núcleo. Há portanto um terceiro fato correlato que incentivou os estudos de espalhamento inelástico, que é o desenvolvimento dos modelos coletivos da estrutura nuclear.

As reações de "stripping" constituem um instrumento apropriado para estudar a estrutura nuclear quando ela se caracteriza pelo movimento aproximadamente independente dos núcleons no núcleo. Assim o estudo do "stripping" contribuiu decisivamente para a compreensão e classificação dos estados do núcleo em termos do modelo de camadas, que é justamente o modelo dos núcleons independentes.

* Esta palavra inglesa é hoje adotada internacionalmente para designar as reações nucleares do tipo (d,p) e (d,n) .

De modo análogo o espalhamento inelástico é um dos meios adequados para estudar os movimentos coletivos dos núcleons no núcleo. A importância das medidas de espalhamento inelástico no desenvolvimento dos modelos coletivos depende de se acharem métodos para extrair informações quantitativas das medidas. Até agora só o espalhamento de partículas alfa, (α , α'), é compreendido suficientemente bem para permitir essa extração. Entretanto veremos neste trabalho que também as reações (d, d') já podem fornecer algumas informações importantes. Poderão fornecer outras quando forem melhor compreendidas.

Este trabalho consta de duas partes distintas. Na primeira parte (Capítulos II a V) descrevemos os métodos experimentais (Capítulo II) e discutimos os resultados de experiências sobre as reações K (d, d') (Capítulo III), Sr (d, d') (Capítulo IV) e Y (d, d') (Capítulo V). Na segunda parte, Capítulo VI, fazemos a compilação e discussão das experiências sobre reações (d, d') realizadas, e de sua interpretação, mencionando também os principais trabalhos teóricos sobre o assunto.

II. MÉTODO EXPERIMENTAL

O método experimental empregado já foi descrito minuciosamente em trabalho anterior (Ha 59), (Be 52), de modo que nos limitaremos aqui a uma explicação sumária.

O arranjo experimental é mostrado esquematicamente na Fig. 1. O feixe incidente de deuteronos provém do ciclotron da Universidade de Pittsburgh e tem uma energia de aproximadamente 15 MeV. À saída do ciclotron, o feixe passa por um campo magnético que o focaliza, produzindo uma imagem a cerca de 6 m, sobre uma fenda vertical. Esta fenda se acha no meio de um tanque de água de ~ 2,5 m de espessura que serve de blindagem entre a sala de espalhamento e a sala do ciclotron. Na sala de espalhamento um segundo eletro-ímã produz uma imagem da fenda sobre o alvo. Este segundo eletro-ímã serve de analisador de energia. Na frente do alvo está colocada outra fenda vertical que define a área bombardeada do alvo e a variação de energia do feixe ao longo do alvo. A largura da fenda no presente trabalho foi geralmente de 0,32 cm, que corresponde a um intervalo de energia $E_{\text{máx}} - E_{\text{mín}}$ de aproximadamente 70 Kev. A altura do feixe no alvo foi de 1,25 cm ou 2,3 cm.

O feixe incidente atravessa o alvo e é recolhido em um copo de Faraday. As partículas produzidas na reação são analisadas em um terceiro eletro-ímã antes de serem detetadas em emulsões fotográficas nucleares. A Fig. 2 mostra esquematicamente a câmara de espalhamento e a câmara de vácuo pela qual passam as partículas antes de serem detetadas. O terceiro eletro-ímã e todo seu equipamento associado, incluindo as emulsões nucleares, pode girar em torno da câmara de espalhamento sem necessidade de interromper o alto vácuo. Assim torna-se fácil examinar sucessivamente as partículas emitidas pelo alvo em diferentes ângulos de espalhamento, que podem ser variados entre -30° e 90° em relação ao feixe incidente.

A exposição das emulsões nucleares é feita da seguinte maneira: coloca-se o ímã nº 3 no ângulo desejado e fixa-se o campo magnético (medido por um aparelho de ressonância magnética nuclear); de

modo que sejam focalizadas sôbre a chapa as partículas no intervalo de energia de interesse. Abre-se em seguida o obturador (vide Figs. 2 e 3), deixando passar até as emulsões as partículas provenientes do alvo. O obturador fica aberto o tempo necessário para que uma carga Q pré-estabelecida se deposite no copo de Faraday, e então se fecha automaticamente. No caso das experiências $K(d,d')$, $Y(d,d')$ e $Sr(d,d')$ descritas nos capítulos seguintes, a carga Q era da ordem de 500 microcoulombs e uma exposição durava cerca de 500 segundos.

O intervalo de energia de interesse se estende da energia dos deuterons espalhados elasticamente para baixo. O campo magnético utilizado, -12.000 gauss, permite estudar deuterons de energias entre aproximadamente 10 e 16 MeV. Neste campo magnético são também focalizados sôbre as chapas fotográficas tritons provenientes de reações (d,t) no alvo. Para evitar que estes tritons produzam traços nas emulsões, estas foram cobertas com folhas de alumínio de espessura suficiente para absorvê-los, mas insuficiente para diminuir demais a energia dos deuterons (0,15 mm). Partículas α e He^3 produzidas no alvo têm geralmente rigidez magnética menor do que deuterons de 10 MeV e portanto não incidem sôbre a chapa; mesmo que incidissem seriam absorvidas no alumínio. Os protons mais rápidos produzidos têm rigidez magnética igual à de deuterons de ~ 11 MeV; eles atravessam o alumínio e produzem traços na emulsão.

As emulsões utilizadas são Kodak tipo NTB, de espessura 25 microns, com suporte de vidro de 5,08 por 25,4 cm. Depois de expostas, as chapas são reveladas de acordo com as instruções do fabricante e em seguida examinadas ao microscópio com um aumento de aproximadamente 250 X. A microscopista conta o número de traços existentes no campo da ocular e desloca o campo ao longo da chapa. Um grupo de partículas de energia definida tem raio de curvatura bem definido no campo magnético e incide em um local determinado da chapa. Num gráfico como o da Fig. 14 em que se lança em ordenadas o número de traços encontrados por unidade de área da chapa e em abscissas a posição horizontal ao longo da chapa, um tal grupo aparece como um pico. A distância do pico à extremidade da chapa é função aproximadamente linear da energia dos deuterons.

Os grupos de protons podem ser distinguidos dos de deuteron pela variação de sua energia com o ângulo de espalhamento, que é mais lenta do que a dos deuteron. Comparando-se os espectros obtidos em diferentes ângulos, verifica-se que os grupos de deuteron guardam a mesma distância relativa, ao passo que a distância de um grupo de protons para um de deuteron varia.

No espectro da Fig. 14 cada pico corresponde a um estado excitado do núcleo alvo e o pico elástico corresponde ao estado fundamental. Além dos picos observa-se no espectro um fundo contínuo. Este fundo é devido principalmente a espalhamento múltiplo de deuteron nas paredes do sistema de vácuo e nas beiradas das fendas que definem a posição dos feixes incidente e espalhado. Este fundo é tanto maior quanto maior for a superfície onde o feixe pode se espalhar. Por exemplo as peças polares do eletro-ímã oferecem uma grande superfície para as partículas se espalharem em um ângulo pequeno e ainda penetrem na emulsão (v. Fig. 3). Para evitar que estas partículas atinjam a emulsão colocam-se fendas auxiliares como as indicadas com A, B e C nas Figs. 2 e 3. Pela mesma razão usa-se na entrada do ímã uma abertura de altura 1,25 cm, aproveitando somente metade do entreferro de 2,54 cm, mas reduzindo o fundo por um fator grande. Este fundo é importante principalmente em reações com alvo de número atômico alto porque as reações nucleares nestes núcleos têm secções de choque pequenas em 15 MeV.

Os alvos de potássio e de estrôncio foram preparados por evaporação em vácuo do elemento, de abundância isotópica natural, sobre uma folha de ouro ou prata de espessura de $\sim 0,9 \text{ mg/cm}^2$. Como tanto o potássio como o estrôncio reagem rapidamente no ar, os alvos foram evaporados em uma câmara contígua à câmara de espalhamento e transferidos em vácuo para a posição de bombardeio. Apesar das precauções tomadas apareceram contaminações consideráveis de carbono, oxigênio e nitrogênio (vide p.ex. os grupos espalhados elasticamente por estes núcleos na Fig. 14).

O alvo de ítrio consistia de uma folha fina do elemento (só existe um isótopo estável, o Y^{89}) de espessura $0,47 \text{ mg/cm}^2$. Foi preparada por evaporação em vácuo sobre uma superfície metálica polida e

em seguida separada do suporte metálico.*

A resolução de energia é determinada pelos tamanhos da fenda do objeto do ímã nº 2, da fenda em frente do alvo e pela espessura do alvo. Entretanto, como foi mostrado por Cohen (Co 59), a resolução pode ser tornada menor do que a variação da energia incidente ao longo da fenda do alvo e do que a espessura do alvo em Kev, bastando para isso escolher convenientemente o ângulo do plano do alvo em relação ao feixe incidente. Assim no caso do estrôncio a fenda do alvo tinha uma largura de 0,32 cm, correspondendo a um intervalo de energia de 70 Kev, e o alvo tinha uma espessura de ~ 80 Kev; entretanto, os picos na fig. 14 têm uma meia-largura de ~ 60 Kev.

III. A REAÇÃO K (d,d')**

A. Introdução e Detalhes Experimentais

Conforme exposto no Capítulo VI, há evidências fortes de que o espalhamento inelástico excita preferencialmente estados de excitação coletiva. Entretanto há núcleos cujos níveis excitados provém quase que exclusivamente de excitação de uma só partícula: em especial os núcleos próximos de duplas camadas fechadas são deste tipo. Pode-se perguntar então se nestes núcleos o espalhamento inelástico apresenta características diferentes, se sua distribuição angular e secção de choque absoluta são diferentes dos de núcleos com estados coletivos. A presente experiência foi empreendida com a finalidade de responder a essa pergunta. Se for verdadeira a hipótese de excitação preferencialmente coletiva, deve-se esperar para níveis de excitação de uma só partícula uma secção de choque menor e talvez uma distribuição angular diferente. Os cálculos

* O alvo foi feito pelo Sr. G. Fodor.

** Esta experiência foi feita em colaboração com L. H. Reber.

de Rost e Austern (Ro 60), baseados na aproximação de Born com ondas distorcidas, provêem a mesma forma para as distribuições angulares de estados coletivos ou não, e uma diferença somente no valor absoluto da secção de choque (v. Cap. VI).

A questão já foi estudada no trabalho sobre $Mg^{25}(dd')$ discutido no Capítulo VI (Bl 61). Lá se verificou que no caso de Mg^{25} as excitações coletivas são ~ 10 vêzes mais intensas que as de uma só partícula. Entretanto não foram comparadas as distribuições angulares dos dois tipos de excitação, pois só foram medidas as dos grupos intensos (coletivos). Além disso o Mg^{25} tem uma deformação de equilíbrio acentuada e não é claro, a priori, que os resultados obtidos para um núcleo deformado valem também para um núcleo esférico. Seria portanto interessante estudar o espalhamento inelástico de deuteros em um núcleo esférico com níveis de excitação de uma só partícula.

O melhor núcleo alvo para êste estudo seria o O^{17} que tem só uma partícula fora da dupla camada fechada $1p$ do O^{16} e cujos níveis excitados são bastante bem conhecidos. Conhece-se com alguma certeza os estados que correspondem à excitação da partícula externa aos níveis $d_{5/2}$ (estado fundamental), $2s_{1/2}$ (estado em 0,87 Mev), $f_{7/2}$ (3,86 Mev) e $d_{3/2}$ (5,08 Mev) (Ma 60).

Entretanto a abundância do O^{17} no oxigênio natural, e mesmo no oxigênio enriquecido nos isótopos pesados O^{17} e O^{18} , é tão pequena que a experiência $O^{17}(d,d')$ se torna extremamente difícil.

O K^{39} tem 19 protons e 20 neutrons e falta-lhe portanto só um proton para completar a dupla camada fechada $1d-2s$ do Ca^{40} . Tem abundância de 93,1% no potássio natural (os outros 6,9% são de K^{41} e ainda 0,01% de K^{40}), sendo portanto um alvo pouco dispendioso. Apresenta a desvantagem de que a estrutura de seus níveis não é bem conhecida, não se sabendo ainda nem mesmo seus momentos angulares e paridades. Assim, a interpretação da experiência $K(d,d')$ não pode ainda ser completa e terá que aguardar o resultado de outras experiências que esclareçam as propriedades dos níveis do K^{39} . Entre estas a reação $Ca^{40}(d,He^3)K^{39}$ deveria ser especialmente interessante.

Mesmo teoricamente a estrutura dos níveis do K^{39} não foi estudada. Sabe-se só que o estado fundamental consiste de um buraco $(d_{3/2})^{-1}$ no Ca^{40} , isto é, sua configuração completa do ponto de vista do acoplamento j-j é

$$[(1 s_{1/2})^4 (1 p_{3/2})^8 (1 p_{1/2})^4] (1 d_{5/2})^{12} (2 s_{1/2})^4 (1 d_{3/2})^7$$

O colchete indica a camada fechada do O^{16} . Há evidência de que o acoplamento j-j não é má aproximação para os núcleos próximos do cálcio (Ma 60). Assim (Bl 57) Goldstein e Talni (Go 56) e Pandya (Pa 56) puderam relacionar com muita precisão os níveis baixos do K^{40} com os do Cl^{38} assumindo acoplamento jj puro. Por outro lado Mitler (Ml 61) verificou que os níveis dos isótopos de cálcio, Ca^{42} e Ca^{43} , não são bem representados pelo modelo de camadas mesmo generalizando o acoplamento de j-j para intermediário entre jj e LS. Ele verificou que, exceto os estados fundamentais, os estados contêm frações apreciáveis de oscilações coletivas e de estados de excitação da camada supostamente fechada de Ca^{40} e também de configurações excitadas do próprio modelo de camadas.

Vemos portanto que é difícil fazer qualquer afirmação sobre a provável estrutura dos níveis do K^{39} . Espera-se entre os níveis baixos um estado $(2 s_{1/2})^{-1}$ e, mais altos, $(d_{5/2})^{-1}$, $(d_{3/2})^{-2} 1f_{7/2}$ e $(d_{3/2})^{-2} 2p_{3/2}$. Mas a posição relativa destes estados e suas separações em Mev são difíceis de estimar. Além disso os resultados de Mitler indicam que além destes estados simples há, na mesma região de energias, outros complicados (coletivos e de excitação do caroço), e que haverá mistura entre os diferentes estados. São necessários mais dados experimentais e mais cálculos teóricos.

Foram feitas exposições aproximadamente cada 5° . Três séries de dados com alvos distintos foram obtidas. Nas figuras 6 a 11 só as duas séries melhores foram consideradas e são distinguidas por símbolos diferentes (círculos e triângulos). A outra série foi feita com um alvo defeituoso. A concordância entre as várias séries é razoável.

As energias dos níveis do K^{39} estudados no presente trabalho foram medidas com precisão de ± 7 Kev por Sperduto e Buechner

(Sp 58), por intermédio da reação $K^{39} (p, p')$. Como a precisão alcançável pelo equipamento da Universidade de Pittsburgh é da ordem de ± 20 Kev, não tentámos medir independentemente as energias dos níveis, limitando-nos a verificar a consistência dos nossos resultados com os de Sperduto e Buechner (Sp 58) .

Não foi medida a secção de choque absoluta; entretanto foi possível obter uma estimativa, que é descrita abaixo.)

B. Resultados e Discussão

B.1 Espalhamento Elástico

O espalhamento elástico foi medido com um contador de cintilação no plano focal do ímã analisador, substituindo as emulsões. A medida foi feita em colaboração com C.A. Low (Lo 61). Os resultados são mostrados na Fig. 4; a curva cheia mostra a secção de choque diferencial σ e a curva interrompida dá σ dividido pela secção de choque de Rutherford σ_R . A curva de σ/σ_R pode ser comparada com os dados de núcleos próximos na tabela periódica. De acordo com o modelo ótico de espalhamento nuclear, modelo extensamente verificado para espalhamento de núcleons, devemos esperar uma variação lenta da distribuição angular com a massa A do núcleo. Cindro e Wall (Ci 60) mediram o espalhamento elástico de deuteronos de 15 MeV em Al, Ti, e Fe (os números de massa dos isótopos mais abundantes são: Al²⁷, Ti⁴⁸ e Fe⁵⁶), além de outros núcleos mais pesados. As curvas de σ/σ_R por eles obtidas são mostradas na Fig. 5. Comparando a curva do K³⁹ com a do Al²⁷, notamos que ambas têm um vale em $\sim 33^\circ$ e pico em $\sim 43^\circ$ (se bem que no caso do K³⁹ este pico seja muito menos acentuado que no do Al²⁷). Em ângulos maiores os picos e vales já ocorrem em lugares diferentes. O vale que no Al aparece em 60° só se mostra como uma ligeira depressão no K em $\sim 50^\circ$, o pico em $\sim 75^\circ$ no Al aparece em $\sim 65^\circ$ no K e o vale em $\sim 95^\circ$ do Al aparece em 80° no K. Aliás é de se esperar que nos núcleos mais pesados os diferentes vales e picos se movam para ângulos menores: seu aparecimento é causado basicamente por um fenômeno de difração, e assim sua posição é determinada grosseiramente por $qR = \text{constante}$, onde R é o raio nuclear e $q = |\vec{K}_{inc} - \vec{K}_{csp}| =$

$= 2 K_{inc} \sin \frac{\theta}{2}$ é o momento transferido (\vec{K}_{inc} e \vec{K}_{esp} são os vetores da onda dos deuteronas incidentes e espalhados, respectivamente). Quando R aumenta para um núcleo mais pesado, q e portanto θ tem que diminuir; como $\frac{d}{d\theta} (\sin \frac{\theta}{2}) = \frac{1}{2} \cos \frac{\theta}{2}$ decresce com θ , a diminuição de θ é maior em ângulos grandes.

O mesmo efeito se nota comparando o Ti^{48} com o K^{39} . Ambos têm um vale em $\sim 32^\circ$ e um pico em $\sim 42^\circ$, em $\sim 60^\circ$ aparece o pico do Ti^{48} que no K está em $\sim 64^\circ$ e o vale do K em 80° se desloca para $\sim 76^\circ$ no Ti. No Fe os picos e vales já são bem menos acentuados, mas nota-se o mesmo deslocamento sistemático.

O valor de σ/σ_R no vale em $\sim 32^\circ$ varia pouco de núcleo para núcleo, como se vê da relação abaixo:

Núcleo	θ	σ/σ_R
Al^{27}	34°	0,34
Ti^{48}	32°	0,26
Fe^{56}	32°	0,27

Interpolando nesses resultados, concluímos que para o K^{39} deve ser $\sigma/\sigma_R \sim 0,30$, no mínimo em $\sim 32^\circ$. Adotando este valor estabelecemos estabelecendo uma escala de seção de choque absoluta para os dados de $K^{39} (d,d) K^{39}$ (elástico) (Fig. 4). Da sistematização dos dados de espalhamento elástico estimamos que esta escala deve estar correta dentro de um erro máximo de um fator 1,4.

B.2 Espalhamento Inelástico : Distribuições angulares e seção de choque absoluta

As seções de choque absolutas de espalhamento inelástico foram obtidas por comparação com o grupo elástico em 34° , usando a escala absoluta de espalhamento elástico descrita no parágrafo anterior. Estimamos que a escala de seção de choque absoluta inelástica está correta dentro de um fator 1,5.

As distribuições angulares obtidas são as das figuras 6 a 11. Não foi possível resolver os grupos correspondentes aos níveis de 3,88 e 3,94 Mev e de 4,08, 4,09 e 4,12 Mev, que foram medidos por Speduto e Buechner (Sp 58). Na Fig. 12 mostramos tôdas as distribuições juntas, em papel semi-logarítmico. Nota-se aí como são quase idênticas as formas das distribuições angulares correspondentes aos diferentes níveis, com exceção do grupo de 2,53 Mev. Somente a intensidade dos grupos varia. No caso dos grupos de 3,88 e 3,94 Mev e de 4,08, 4,09 e 4,12 Mev poderia ser que as distribuições angulares de cada nível separadamente tivessem forma diferente e só a soma dá a forma geral. Entretanto parece-nos mais provável que as distribuições angulares individuais têm tôdas a mesma forma ou que uma delas predomina sobre as outras e dá a forma geral.

Da semelhança das diferentes distribuições angulares conclui-se que os diferentes níveis têm alguma coisa em comum. Segundo a teoria de Blair e Drozdov (Bl 59) (Dr 55) o fato de que a posição dos picos e dos vales é a mesma implica que os níveis têm todos a mesma paridade. Parece-nos, entretanto, que a semelhança das distribuições angulares é tão grande que faz supor, entre as funções de onda dos diferentes estados, uma analogia maior do que sua paridade. Pode ser, por exemplo, que os estados sejam predominantemente de uma só partícula (buraco, no caso) mas que tenham todos uma pequena mistura de um mesmo estado coletivo e que seja esta pequena fração da função de onda que é excitada em (d, d') .

A secção de choque absoluta medida para os diferentes estados é bem menor do que o valor esperado para excitações coletivas. Para demonstrar este fato a tabela abaixo mostra as secções de choque de espalhamento inelástico de deuteronos de 15 Mev dos núcleos mais próximos para os quais há medidas. Para cada núcleo é dada a secção de choque do nível mais fortemente excitado no pico da distribuição angular, $\sigma(\text{máx})$, e em 60° . Para o V^{51} e o Fe^{56} só há medidas

60°.

Núcleo e Nível (Mev)	Na ²³ 2,07	Mg ²⁴ 1,37	Mg ²⁵ 1,61	Mg ²⁶ 1,83	V ⁵¹ 0,30	Fe ⁵⁶ 0,85	Sr ⁸⁸ 1,835	Zr ⁹² 0,93
σ (máx) mb/std	12,5	12	5,5	9	-	-	1,6	1,0 ^a
σ (60°) mb/std	2,5	2,5	1	2	0,21	0,70	0,5	0,2 ^a
Referência	Vo58	B161	B161	B161	Co61b	Co61b	Cap.III	Co61b

^a Secções de choque não corrigidas para abundância isotópica. A secção de choque verdadeira pode ser até 4 vezes maior.

Concluimos que as transições mais intensas têm, na região $\Lambda \approx 25$, uma secção de choque de pico de ≈ 10 mb/std e, em 60° , ≈ 2 mb/std. Na região $\Lambda \approx 90$ o pico é $\approx 1,6$ mb/std e em 60° temos $\approx 0,3$ mb/std. Na região $\Lambda \approx 50$ temos em 60° $\approx 0,4$ mb/std. Interpolando entre todos estes valores deveríamos esperar para o K^{39} transições intensas com secções de choque de ≈ 5 mb/std no pico da distribuição angular e $\approx 1,2$ mb/std em 60° .

B.3 Possibilidade de Excitações Coletivas

a) grupos intensos

O grupo mais intenso no $K(d,d')$ é o do nível de 3,60 Mev. Sua secção de choque é 1,2 mb/std no pico da distribuição angular e 0,47 mb/std em 60° . Mesmo levando em conta a grande incerteza nos valores das secções de choque absolutas (fator 1,5) concluimos que a transição é muito mais fraca, umas 3 vezes mais fraca, do que a intensidade esperada para transições coletivas. Este fator 3 é bem menor que o fator 10 que existe entre transições coletivas e de uma só partícula no Mg^{25} (vide discussão de experiência de B1 61 no Cap. VI). Cremos que isto se deve a misturas de funções coletivas nos estados do K^{39} . Esta interpretação pode ser levada mais longe. A Fig. 13 mostra a secção de choque no pico da distribuição angular em função da energia de excitação. Os dados apresentam um aumento do tipo "ressonância gigante" com um pico em 3,6 Mev. A secção

de choque em 60° , também mostrada na Fig. 13, tem o mesmo andamento. Esses dados sugerem que existe um estado coletivo, fortemente excitado em espalhamento inelástico, que está fragmentado entre vários níveis próximos de 3,6 Mev de excitação.

Pode ser que esta ressonância gigante corresponda ao grupo anômalo que Cohen observou em reações (p, p') (Co 57, Co 57a, Co 58) e (d, d') (Co 61 b; vide também Cap. VI), em muitos núcleos, em excitações de ~ 2 a 3 Mev. O núcleo mais leve estudado por Cohen é o Fe^{56} , onde o grupo aparecia em 3,1 Mev. Recentemente o grupo foi identificado pela reação (α, α') no Ti^{48} , em 3,6 Mev de excitação (Mc 60). Cohen também observou estrutura fina nos seus picos (Co 58). Hoje acredita-se (vide Cap. VI) que o grupo anômalo corresponde a uma vibração coletiva octupolar, que nos núcleos pares dá origem a um nível 3^- . Em núcleos ímpares dará origem a vários níveis conforme o spin intrínseco do núcleo se acopla com o momento angular do movimento coletivo para dar momentos angulares totais diferentes.

Nos casos do zircônio e do estanho Co 61 b estudaram, nas reações (d, d') , a estrutura fina do pico anômalo e mediram as distribuições angulares dos picos individuais. Para o zircônio o pico anômalo está fragmentado em cerca de quatro picos de intensidades comparáveis e com distribuições angulares muito semelhantes — isto é, a situação é a mesma do K^{39} . No estanho, assim como no estrôncio estudado no Capítulo IV, o pico anômalo é devido quase que exclusivamente a um nível que tem distribuição angular diferente dos outros níveis vizinhos menos intensos. Entretanto a distribuição angular do nível intenso é semelhante para os vários isótopos do Sn.

b). o nível de 2,53 Mev

O nível de 2,53 Mev do K^{39} tem sua distribuição angular "fora de fase" com as dos outros níveis, i.e., seus picos e vales caem em posições diferentes. Ora, as teorias simples de espalhamento inelástico (Bl 59, Bl 60; vide Cap. VI) predizem que as distribuições angulares de níveis de paridades opostas têm fases opostas, isto é, os picos de uma distribuição caem nos mesmos ângulos que os vales de ou-

tra, e reciprocamente. Esta predição foi bem verificada para espalha-
mento de partículas alfa, (α, α'). Veremos que vale também, a grosso
modo, para (d, d'). Pode ser então que o nível de 2,53 Mev tenha parida-
de positiva, e mais, que corresponda ao nível de vibração quadrupola
dos núcleos pares,* que aparece em 2,1 Mev de excitação no núcleo
leve 38 . Entretanto, para o estado análogo ao 2^+ espera-se uma
reação de choque $\sigma(d, d')$ grande, muito maior que a observada para o
nível de 2,53 Mev. Portanto, este nível pode conter somente uma fra-
ção pequena do estado vibracional quadrupolar, devendo haver outras
contribuições desse estado em energias de excitação acima de 4,1 Mev.
Estados de núcleos ímpares análogos aos estados 2^+ de vibração quadru-
poler dos núcleos pares já foram identificados anteriormente, com al-
guma probabilidade, nos isótopos de cobre (Zn 59 b, Co 61 b; vide tam-
bém Capítulo VI).

A discussão acima sugere, portanto, que o nível de 2,53 Mev
tenha paridade igual à do estado fundamental do K^{39} , isto é, positiva,
e que os níveis de 2,82 Mev, 3,02 Mev, 3,60 Mev e pelo menos um dos
níveis de 3,88 e 3,94 e de 4,08, 4,09 e 4,12 Mev têm paridade oposta,
isto é, negativa. Será interessante vêr se estas predições são veri-
ficadas quando forem medidas as paridades dos estados do K^{39} **

4. Comparação com a Reação $K^{39}(p, p')$.

Podemos comparar os nossos dados com duas experiências (p, p')
feitas com K^{39} .

* Veremos no Cap. VI que a posição dos picos e vales na distribuição
angular do nível de 2,53 Mev concorda bem com a sistemática dos níveis
 2^+ , em núcleos de massa semelhante. Também a posição dos picos e vales
das distribuições dos outros níveis (2,82 Mev, etc.) concorda com a
sistemática dos níveis anômalos, se bem que são poucos os núcleos le-
ves em que esses níveis foram estudados.

** Poderia ser também que os níveis mais altos não correspondam ao
grupo anômalo 3^+ de vibração octupolar mas sim aos estados vibracio-
nais de dois fónons, que têm a mesma fase do grupo anômalo nas parida-
des positiva (vide Cap. VI e Le 61).

Tyrón e Maris (Ty 58), utilizando prótons de 180 Mev, acham um só grupo inelástico intenso, em energia de excitação de $3,7 \pm 0,4$ Mev. Este grupo certamente corresponde à "ressonância gigante" que descrevemos acima, cuja estrutura fina Tyrón e Maris não podiam resolver.

Por outro lado, Sperduto e Buechner (Sp 58), com prótons de 7,45 Mev e resolução de ~ 7 Mev, mediram espectros em 60° e 130° . Na Figura 13 são mostradas as intensidades dos picos observados por Sperduto e Buechner em 60° , em função da excitação E_x . Nota-se uma irregularidade maior no andamento dos pontos, talvez devida em parte à melhor resolução. O nível mais fortemente excitado é agora o de 3,9 Mev e o de 3,6 Mev é pouco excitado. Comparando as duas partes da Fig. 13, parece-nos que há grandes diferenças entre o mecanismo de reação para espalhamento inelástico de deuteronos de 15 Mev e de prótons de 7,5 Mev. Para maiores energias de prótons já os níveis fortemente excitados em (pp') e (dd') são os mesmos.

Assim, pelo que foi exposto acima, parece que o mecanismo de reação (p,p') muda bastante entre as energias incidentes de 7,5 Mev e de 22 Mev. De fato, Cohen e Rubin (Co 58) já tinham notado que para energias $E_p < 15$ Mev a intensidade do grupo anômalo diminui rapidamente. Essa mudança pode ser demonstrada mais diretamente comparando medidas de $\sigma(p,p')$ de 22 Mev e de 7,5 Mev sobre o mesmo núcleo alvo. Por exemplo, o cobalto e o cobre foram estudados por Co 58 em 22 Mev e por Ha 57 e Ma 57a em ~ 7 Mev. Os grupos anômalos fortemente excitados em 22 Mev são fracamente excitados nas energias mais baixas. Uma possível explicação deste fato é que em baixas energias a reação não é mais direta. Entretanto pode ser também que a reação ainda é direta, mas que fatores cinemáticos na seção de choque mudam rapidamente com a energia de excitação. Um próton que deixa o núcleo alvo num estado de 3 Mev de excitação terá sua energia reduzida quase à metade. Pode ser que os fatores cinemáticos reduzem a seção de choque para os níveis mais excitados apesar destes terem elementos de

matris intrínsecos para a transição grandes.*

IV. A REAÇÃO Sr ($d_{d'}$)

O estudo desta reação foi empreendido em continuação do trabalho de Cohen e Price (Co 61 b) e como parte de um estudo detalhado dos núcleos da região do Zr^{90} , isto é, da região da camada fechada de 50 neutrons (Co 61 a). As chapas foram expostas por B. L. Cohen, R. E. Price e pelo autor e examinadas ao microscópio sob orientação do autor na Universidade de S. Paulo.**

A. Procedimento Experimental

Foram feitas doze exposições em ângulos de espalhamento entre 25° e 85° . A Fig. 14 mostra um espectro típico, em 60° . Os picos apresentam uma cauda do lado de baixas energias (lado esquerdo) devido provavelmente a irregularidades na espessura do alvo. Em 60° foi feita também uma exposição com um alvo de Au somente. O pico de espalhamento elástico do ouro nesta exposição apareceu em outra posição do que o da Fig. 14 porque os deuteronos correspondentes não atravessam a camada de Sr e têm, portanto, energia maior. Verificou-se assim que a espessura da camada de Sr, correspondia a ~ 80 Kev ou, pelas curvas de alcance-energia, (Wh 56) a $\sim 2,6$ mg/cm².

As secções de choque absolutas foram calculadas com essa espessura e com o ângulo sólido conhecido do analisador magnético (Ha59). Estimamos que a escala de secções de choque absolutas está correta den

* Nas reações diretas a secção de choque pode em geral ser escrita aproximadamente como produto de um fator cinemático e um fator intrínseco, que depende somente da estrutura dos estados inicial e final dos núcleos.

** Alguns dos resultados deste trabalho foram apresentados na VIII Reunião Anual da Sociedade Brasileira para o Progresso da Ciência (Pq. de Caldas, 1961) e serão apresentados à reunião da "American Physical Society" em Washington, E.U.A., em abril de 1962 (Jo 62).

tro de um fator 1,3. Os erros indicados nas figuras 15 a 18 se referem às secções de choque relativas e representam estimativas do erro quadrático médio.

A escala de energia usada se baseou nas posições dos picos correspondentes ao espalhamento elástico de Sr, C^{12} e O^{16} e ao nível de 1,835 Mev de Sr^{88} . Verificou-se ser linear, dentro de ± 1 mm, a relação entre a posição do pico na chapa e a energia de excitação correspondente, em acôrda com observações anteriores (Co 59a).

B. Resultados e Discussão

B 1. Espalhamento elástico:

As exposições foram feitas com o fito de medir a intensidade dos grupos de deuteronos inelásticamente espalhados. Em ângulos maiores, entretanto, foi possível medir também o número de deuteronos espalhados elásticamente; em ângulos pequenos este grupo é tão intenso que a densidade de traços na chapa é demasiadamente grande para contagem.

A Fig. 15 mostra a distribuição angular obtida; está lançada em ordenadas a razão da secção de choque medida σ para a secção de choque coulombiana σ_R . Os resultados para o ouro concordam bem com os resultados de Cindro e Wall (Ci 60) quanto à variação com o ângulo; o valor absoluto da secção de choque para o ouro não foi medido no presente trabalho.

A distribuição angular para o estrôncio é comparada, na Fig. 15, com os resultados para núcleos na mesma região de massas ^{29}Cu ($M = 63.57$) e ^{45}Rh ($M = 102.91$), obtidos, também com $E_d = 15$ Mev, por Cindro e Wall (Ci 60). O estrôncio parece ter distribuição angular com oscilações mais acentuadas do que o cobre e o rhódio. Os erros nos ângulos pequenos são maiores porque se tornava difícil separar os picos do ouro e do estrôncio.

Note-se que o valor absoluto da razão σ/σ_R é aproximadamente o mesmo para o estrôncio que para os núcleos próximos estudados por Cindro e Wall. Esta é uma indicação de que a escala de secção de choque absoluta é aproximadamente correta.

B 2. Espalhamento Inelástico - Grupos Intensos

Somente dois grupos intensos aparecem nos espectros: correspondem aos níveis de 1,835 Mev e 2,74 Mev do Sr^{88} , que têm spins e paridades 2^+ e 3^- respectivamente (Nu 61). Este resultado está de acordo com trabalhos anteriores de reações (pp') (Co 58) e (dd') (Co 61b) e confirma a idéia (Co 59b) de que o espalhamento inelástico excita preferencialmente estados coletivos, visto que estes dois níveis são considerados estados vibracionais quadrupolares e octupolares respectivamente (Mo 60).

O resultado para o nível de 2,74 Mev também fornece mais uma evidência de que os intensos grupos "anômalos" achados por Cohen (Co 58), (Co 57), (Co 57a), em $Q_{\alpha} = 2,5$ Mev, são devidos à excitação de níveis 3^- (Co 61b).

No trabalho sobre reações (pp') de Cohen e Rubin (Co 58) aparece, para o Sr, um grupo intenso na energia de excitação de 2,57 Mev. Nenhum grupo correspondente foi encontrado no presente trabalho. Em alguns ângulos há indicações de um grupo fraco numa excitação de 2,5 Mev; se este grupo existir sua intensidade é $\approx 1/10$ da do grupo de 2,74 Mev.

As figuras 16 e 17 mostram as distribuições angulares dos dois grupos intensos. A anisotropia acentuada das distribuições sugere um mecanismo de interação direta. As características gerais das distribuições são as mesmas das encontradas por Cohen e Price para o núcleo vizinho Zr^{90} : um pico grande em $\theta \sim 30^\circ$, um pico secundário em $\theta \sim 60^\circ$ e valores muito pequenos em $\theta \sim 80^\circ$. Os valores absolutos das secções de choque são da mesma ordem de grandeza, dentro de um fator ~ 3 , que as dos núcleos próximos medidas por Co 61b.

O modelo de espalhamento inelástico de difração (Bl 59) e a aproximação de Born (Wide Capítulo VI), predizem que as distribuições angulares para o espalhamento elástico e para a excitação do estado 3^- estejam "em fase" (isto é, que os picos e vales ocorram nos mesmos ângulos nas duas distribuições) mas que ambas estejam fora de fase com a distribuição do estado 2^+ . No nesse caso, os dados não

são suficientes para determinar a "fase" de espalhamento elástico, mas o pico do grupo 3^- aparece em $\sim 32^\circ$ onde o grupo 2^+ já está próximo de um mínimo. Os dados são portanto consistentes com essas premissas.

Cohen e Price (Co 61b) verificaram que existe uma correlação entre a seção de choque para excitar um dado nível na reação (α, d^+) e o valor de $B(E2)$, a probabilidade de transição (eletromagnética) reduzida (definida por exemplo por 41 56) quando a transição do nível em questão para o estado fundamental é quadrupolar elétrica, isto é, $E2$. A correlação é mostrada na Fig. 19.

Em geral $B(E2)$ é deduzido dos resultados de experiências de excitação coulombiana. No caso do nível de 1,835 Mev de Sr^{88} , podemos calcular $B(E2)$ a partir da medida da vida média (Of 59). A relação entre a probabilidade de transição (inverso da vida média) e $B(E2)$ é dada por 41 56 (eq. IV.3). Sendo $\tau = (1,55 \pm 0,4) \times 10^{-13}$ seg (Of 59) obtemos $B(E2) \approx (0,13 \pm 0,03) e^2 10^{-48} \text{ cm}^2$, onde e é a carga do elétron. Podemos portanto acrescentar um ponto à Fig. 19, correspondente a este nível de Sr^{88} . A seção de choque em 60° para (α, d^+) é $0,5 \pm 0,28 \text{ nb/std}$ (o erro citado inclui os erros na seção de choque relativa e na escala absoluta). O ponto que se obtém está indicado na Fig. 19 pelo número atômico $z = 38$ do estrôncio. Está um fator de ~ 2 abaixo da linha onde se agrupam os resultados para os núcleos leves. Entretanto os erros em σ e em $B(E2)$ são grandes de modo que não é claro se esta discrepância é significativa.

B.3. Outros grupos inelásticos

A Tabela IV-1 dá as energias de excitação, com erros estimados, dos níveis observados em três ou mais ângulos.

Os grupos de $E_x = 0,85$ e $1,11$ Mev foram identificados somente em ângulos maiores que 60° ; provavelmente correspondem aos estados conhecidos de Sr^{87} e Sr^{86} , respectivamente, em $0,87$ e $1,08$ Mev (Nu 61). Se esta correspondência estiver certa as seções de choque para estes grupos são grandes, da mesma ordem de grandeza que os níveis de $1,835$ e $2,74$ Mev de Sr^{88} , pois os isótopos em questão têm

pequena abundância (as abundâncias no estrôncio natural são: Sr⁸⁸ 82,7%, Sr⁸⁷ 7%, Sr⁸⁶ 9,8% e Sr⁸⁴ 0,55%). Por exemplo em 60° temos $\sigma(1,11 \text{ Mev}) = 0,4 \pm 0,2 \text{ nb/sterad}$ e em 85° $\sigma(0,87 \text{ Mev}) = 0,2 \pm 0,1 \text{ nb/sterad}$.

O grupo em 3,20 Mev foi identificado somente em 60°, 70° e 40°, sendo que neste último ângulo a existência do pico é duvidosa. A seção de choque em 60°, supondo ser um nível de Sr⁸⁸, é $0,045 \pm 0,011 \text{ nb/sterad}$.

Tabela IV-1
Níveis identificados

E_x (Mev) (Pres. exp.)	Isótopo	E_x (Mev) (Nu 61) ^a	J^{π}
0,85	Sr ⁸⁷	$0,869 \pm 0,010$	(3/2 ⁻)
$1,11 \pm 0,02$	Sr ⁸⁶	$1,080 \pm 0,005^b$	2 ⁺
1,835 (calib.)	Sr ⁸⁸	$1,835 \pm 0,005^b$	2 ⁺
$2,74 \pm 0,015$	Sr ⁸⁸	$2,74 \pm 0,05^b$	3 ⁻
$3,20 \pm 0,05$	Sr ⁸⁸	$3,24 \pm 0,03$	
$3,61 \pm 0,025$	Sr ⁸⁸ (?)	$3,68 \pm 0,05$ (?)	
$4,02 \pm 0,025$			
$4,27 \pm 0,03$			

a
Nuclear Data Sheets, publicado pela National Academy of Sciences - National Research Council, Washington 25, D. C., E.U.A.

b
Erros estimados pelo autor.

B. Resultados e Discussão

A Tabela V.1 dá os níveis observados e as respectivas seções de choque. Em 85° as seções de choque são pequenas e só os níveis mais fortes puderam ser identificados.

O erro estimado na escala de seção de choque absoluta é $\pm 30\%$. Os erros indicados na Tabela V.1 correspondem às seções de choque relativas.

A escala de energias se baseou na posição dos grupos elástico e de 1,75 Mev. Os erros indicados na tabela correspondem à posição relativa dos níveis. Além desses há uma incerteza de 1% proveniente da incerteza na energia do nível de referência, 1,75 Mev (Tr62).

Como se vê na tabela, os níveis observados na presente experiência até 3,1 Mev de excitação já eram conhecidos de trabalhos de $(n, n'\gamma)$ (Mo 59, Tr 62, Nu 61). Os níveis de 2,01 Mev e 3,48 Mev observados por Mo 59 não foram vistos nesta experiência. O nível isômero em 0,915 Mev não é excitado em (d, d') , como já notaram Cohen e Price (Co 61b); na presente trabalho pudemos estabelecer os seguintes limites superiores: $\sigma(30^\circ) < 0,14$ nb/std e $\sigma(60^\circ) < 0,10$ nb/std. O grupo de 3,108 Mev ($n^\circ 6$) é significativamente mais largo do que a resolução experimental, tanto em 30° como em 60° ; os dados de 30° sugerem que se trata de dois níveis, excitados com intensidades semelhantes, e separados por ~ 25 Kev. Entre 4,45 e 4,67 Mev parece haver vários níveis não resolvidos e fracamente excitados.

Cohen e Price (Co 61b) já estudaram esta reação em 60° , utilizando um alvo muito menos uniforme e puro. O espectro da Fig. 20 difere do de Co 61b (vide Fig. 4 de Co 61b) no seguinte: a) Co 61b viram um nível em 1,41 Mev e acharam o nível de 1,53 Mev fortemente excitado; a Fig. 20 mostra que provavelmente ambos os efeitos são devidos a contaminação de oxigênio no alvo de Co 61b . b) Analogamente, o pico grande de Co 61b em $E_x = 2,29$ Mev provavelmente contém contribuição apreciável do grupo elástico do carbono. c) As energias de excitação achadas por Co 61b são maiores por ~ 60 Kev. A melhor qualidade do alvo e a concordância com as energias de Tr 62 e Mo 59 nos leva a preferir as energias achadas no presente trabalho.

As reações $Y(p,p')$ em 21 Mev (Co 58) e $Y(d,d')$ em 15 Mev (pres. exp.) excitam fortemente os mesmos níveis, em 2,22, 2,52 e 2,87 Mev (se bem que as energias de excitação de Co 58, como as de Co 61b, são mais altas). Além desses, Co 58 têm um pico grande em $E_x = 3,86$ que não aparece na presente experiência.

A Fig. 21 mostra a secção de choque de espalhamento pelos diferentes níveis em função da energia de excitação, em 30° , 60° e 85° . Nota-se, como no caso do $K(dd')$, uma "ressonância gigante", i.e. os níveis próximos de $\sim 2,3$ Mev são mais fortemente excitados do que os níveis abaixo de 1,5 Mev e acima de 3 Mev de excitação. A posição do nível mais fortemente excitado corresponde bem ao "pico anômalo" que Cohen achou em muitos núcleos em $Q \sim -2,5$ Mev. Nos núcleos vizinhos Sr^{88} e Zr^{90} o pico anômalo está em 2,74 Mev e $\sim 2,3$ Mev respectivamente (vide Fig. 3 de Co 61b). Para núcleos mais pesados o pico se desloca para $Q \sim -2,1$ Mev, sendo o Y, o Zr e o Nb os núcleos em que a posição do pico muda de $\sim 2,7$ Mev ($30 \leq Z \leq 38$) para 2,2 Mev ($44 \leq Z \leq 48$).

É plausível que todos os níveis fortemente excitados tenham caráter parcialmente coletivo, tendo em suas funções de onda componentes de movimento vibracional. O movimento vibracional pode ser quadrupolar ou octupolar, correspondendo aos níveis dos núcleos pares 2^+ e 3^- respectivamente. A distinção entre os dois modos pode ser feita em base às posições dos picos e vales das distribuições angula

res (vide Cap. VI).

Com os dados de Fig. 21 podemos arriscar algumas hipóteses: os níveis de 2,5 e 2,8 ^{Mev} têm a mesma razão $\sigma(30^\circ)/\sigma(60^\circ)$ e estão na energia de excitação correta para corresponderem à oscilação octupolar (3^-); a oscilação quadrupolar deve estar em energias de excitação mais baixas e provavelmente corresponde a um ou mais dos níveis de 1,5, 1,7 e 2,2 Mev (no Sr^{88} o nível 2^+ aparece em 1,83 Mev, no Zr^{92} em 0,93 Mev). Essas hipóteses ficam sujeitas a confirmação pelas distribuições angulares ou por outras experiências.

VI. COMPILAÇÃO E DISCUSSÃO DAS MEDIDAS DE ESPALHAMENTO INELÁSTICO DE DEUTERONS

A. Introdução

Neste capítulo fazemos a compilação e discussão dos dados existentes sobre espalhamento inelástico de deuteron de energia maior que 7 Mev.* Depois de mencionar na Secção B as principais dificuldades experimentais, fazemos na secção C a compilação das medidas de distribuições angulares e a discussão fenomenológica de suas características principais. A secção D trata da forma dos espectros energéticos das reações (d,d'). Na secção E fazemos um resumo das características gerais dos dados. A interpretação destas características gerais é descrita na secção F, onde são mencionadas as principais teorias propostas para o espalhamento inelástico. Como veremos, o espalhamento de deuteron tem muitas propriedades semelhantes às do espalhamento de partículas alfa e de proton, de modo que a discussão da interpretação e das teorias de (d,d') inclui, necessariamente, muitos trabalhos sobre (α, α') e (p,p').

* Deixaremos de considerar algumas experiências em que foi medido o espectro de deuteron inelásticos em um só ângulo com a finalidade de medir energias dos níveis excitados do núcleo alvo. Assinalamos também que são muito poucas as experiências feitas com energia abaixo de 7 Mev.

B. Dificuldades Experimentais

As medidas de secção de choque diferencial de espalhamento inelástico de deuteronos não são fáceis. As duas maiores dificuldades experimentais são:

1. Identificação dos deuteronos: sempre há protonos e trítions com energias semelhantes que são difíceis de distinguir de deuteronos. Dos métodos empregados para esta distinção o mais seguro consiste em separar principalmente as partículas segundo sua quantidade de movimento (mais precisamente segundo sua rigidez magnética p/q , onde q é a carga) em um analisador magnético e depois distingui-las pelas suas energias (que estarão em razões de 1 : 2 : 3, respectivamente, para protonos, deuteronos e trítions), usando um contador eletrônico ou emulsões nucleares com absorventes de alumínio. Entretanto este método é bastante dispendioso, e dos trabalhos mencionados na tabela VI.1 só foi utilizado em alguns dos de Liverpool (Ni 56, Ni 57, Cr 56, Be 56, Be 58) e nos de Pittsburgh (Le 55, Vo 58, Ha 60a, Ha 60b, Ar 61, Bl 61, Co 61b, Ha 61a, Ha 61b). Os outros trabalhos utilizam emulsões nucleares (Ni 52, Fr 54, He 58), contadores eletrônicos simples (Ho 49, Is 61, Ha 61a, Ha 62) ou telescópios de vários contadores (Ha 56, Su 58, Yn 59a, Yn 59b, Bl 60, Cr 60, Do 60, Ja 61, Ma 61). Estes métodos não são muito seguros e podem levar a identificações erradas (vide p.ex. a nota de Co 61b sobre o trabalho de Yn 59a).

2. A medida nos ângulos pequenos: em ângulos de espalhamento menores que $\sim 30^\circ$ o grupo de deuteronos espalhado elasticamente é muito intenso, ~ 1000 vezes maior que o espalhamento inelástico, e torna muito difícil a identificação dos grupos inelásticos. Além disso nesses ângulos pequenos aparece um fundo grande de deuteronos devido a espalhamento múltiplo do feixe incidente, e do feixe espalhado elasticamente, nas fendas de colimação e no próprio alvo. Este efeito pode ser reduzido, mas não eliminado, pela colocação de fendas auxiliares cuidadosamente alinhadas. Os dois efeitos são mais perniciosos quando se usa contadores ou emulsões porque a resolução de energias nestes casos ($\approx 2\%$) é mais pobre que a do analisador magnético ($\sim 0,5\%$). Assim, com cuidados especiais foi possível medir grupos

inelásticos intensos até 30° com o analisador magnético (p.ex. B1 61); com contadores geralmente não se pode examinar a região $\theta < 20^\circ$.

Por causa destes problemas examinaremos com cuidado todos os dados em ângulos pequenos, principalmente se a secção de choque medida aumenta subitamente nestes ângulos. Em vários casos preferimos não considerar os dados destes ângulos (vide coluna de "observações" na Tabela VI.1).

Os resultados de duas experiências nos parecem duvidosos: i) as medidas de Haffner (Ha 56) com deuteronos de 15,1 Mev, não concordam, em vários casos, (vide Tabela VI.1) com dados de Pittsburgh obtidos essencialmente na mesma energia (não é de se esperar que a forma das distribuições angulares varie rapidamente com a energia), com dados de Heidelberg em 11,8 Mev e com os de Tokyo em 14,7 Mev. As discordâncias são maiores em ângulos pequenos mas aparecem também em ângulos maiores. ii) A distribuição angular de Nemets e Prokopets (No 60) para $Mg^{24}(d,d')$ é completamente diferente das distribuições em energias vizinhas, na região $\theta < 30^\circ$; mesmo em ângulos maiores o acordo com a sistemática não é bom (vide comentários da fig. 22 na secção C 5a). Na discussão que se segue utilizaremos com reserva os resultados destas duas experiências, e somente quando não houver outra fonte de dados.

C. Descrição e Discussão da Tabela VI.1

Nesta secção fazemos uma compilação dos dados existentes e procuramos suas características gerais, tentando não recorrer, na medida do possível, a considerações teóricas.

C.1 Descrição da Tabela VI.1

Estão registradas na Tabela VI.1 todas as medidas de distribuições angulares de reações (d,d') em que foram separados os estados finais do núcleo alvo. As medidas estão ordenadas aproximadamente segundo a energia do feixe incidente e, para cada energia, segundo números atômicos crescentes.

O autor tem conhecimento de alguns trabalhos recentes cujos dados completos ainda não recebeu, e que por isso não constam da Tabela VI.1 :

Ta 60	$E_d = 11,2$ Mev	Alvos: Ne ²⁰ , Mg ²⁴
Sl 61	27,6 Mev	Li ⁷ , C ¹² , Al ²⁷
Jo 62, Co 62	15 Mev	Ni ^{58,60} , Pb ²⁰⁸ , Pa ^{104,106}

Também não constam da tabela os trabalhos de baixa resolução de Yntema e Zeidman (Yn 59a, Yn 59b) porque não foram resolvidos os estados finais do núcleo alvo. Com energia incidente de 21,6 Mev e resolução de ~ 500 Kev estes autores mediram espectros de deuterons inelásticos em 30°, 60°, 90° e 140°, para dez alvos, do Ni⁵⁸ ao Au¹⁹⁷. Encontraram uma forte anisotropia favorecendo os ângulos dianteiros, para todas as energias de excitação até 10 Mev; a anisotropia é mais acentuada para os núcleos pesados. Estes resultados estão de acordo com a sistemática que deduziremos da Tabela VI.1 (vide secção C.3). No segundo trabalho (Yn 59b) os autores encontraram grupos inelásticos do Cu⁶³ e Cu⁶⁵ com distribuições angulares idênticas à do grupo de 1,33 Mev do Ni⁵⁸, que é 2⁺. Daí concluíram que existe nos isótopos do cobre um estado vibracional quadrupolar análogo ao nível 2⁺ dos núcleos par-par.

Na Tabela VI.1 a primeira coluna dá a energia do feixe incidente; a segunda dá a referência bibliográfica; a terceira dá o núcleo alvo e o nível final; a quarta e quinta dão os momentos angulares e paridades dos estados inicial e final, respectivamente, do núcleo alvo. A sexta e sétima colunas dão o intervalo angular ^{em} que foram feitas as medidas, $\theta_{\text{mín}}$ e $\theta_{\text{máx}}$. A coluna 8 dá a anisotropia observada, isto é a razão dos valores máximo e mínimo medidos para a secção de choque diferencial. A coluna 9 dá o tipo da distribuição angular (vide discussão abaixo, na secção C.2). A coluna 10 dá o valor máximo observado da secção de choque, em mb/sté., e a coluna 11 dá o erro que os autores atribuem a esta secção de choque. As próximas colunas dão as posições angulares dos máximos e mínimos da secção

de choque diferencial (p é pico, v é vale) . A última coluna (20) se refere às observações que estão reunidas no fim da tabela.

Incluimos algumas distribuições angulares de espalhamento elástico de deuteronos na Tabela VI.1, para poder comparar as posições dos picos e vales na distribuição angular com as dos grupos inelásticos. Só foram incluídos os grupos elásticos feitos na mesma energia de um grupo inelástico e apresentando picos e vales bem definidos na distribuição angular.

Finalmente notamos que para os núcleos mais pesados, $A > 40$, em geral não é certo se cada distribuição angular corresponde a um só nível do núcleo alvo. Os casos em que a distribuição certamente corresponde a mais de um nível conhecido estão assinalados na coluna de observações. Entretanto poderão existir outros casos análogos em que os níveis ainda não são conhecidos.

C.2 Classificação das Distribuições Angulares

Examinando todas as distribuições angulares mencionadas na Tabela VI.1, nota-se que um número grande delas tem como característica predominante um pico agudo em ângulos pequenos ($\leq 30^\circ$) e em geral, picos secundários em ângulos maiores, com secção de choque três ou mais vezes menor que no pico principal. Esse tipo de distribuição angular será chamado tipo α (coluna 9 da Tabela); mais adiante será subdividido em classes α_1 e α_2 . Exemplos de distribuições tipo α são, para elementos leves, a de $Mg^{24}(d,d') Mg^{24*}$ 1,37 Mev (Bl 61), para elementos mais pesados as do K^{39} e as dos níveis de 1,835 e 2,74 Mev do Sr^{88} (v. Capítulos III e IV).

As distribuições que não são do tipo α podem ser subdivididas em vários tipos, se bem que esta subdivisão não é tão significativa como separação das α das não- α . Algumas distribuições apresentam o caráter oscilatório das α mas têm picos em ângulos grandes que são da mesma ordem de grandeza que o pico em $\sim 30^\circ$ (por exemplo o $Si^{28}(dd') Si^{28}$ 1,78 Mev de Hi 57), às vezes com anisotropias bem menores que as do tipo α (por exemplo $Mg^{24}(dd') Mg^{24*}$ 4,23 de Hi 57). Chamaremos a estas distribuições do tipo β . As distribuições iso-

E ₀ (MEV)	Alvo e Ref.	Nivel (MEV)	J ^π Inic.	J ^π Final	θ _{mín}	θ _{máx}	Aniso tropicá	Tipo	f máx mb/sterd em g	POSICÕES DOS PICOS E VALES NA DIST. ANG.						Obs.			
										p	v	p	v	p	v		p	v	
13.6	Ne 60	Mg ²⁴	1.37	0 ⁺	2 ⁺	12°	130°	40	∞	n.m.	≤12°	18°	21°	28°	31°	60°	72°	90°	20
5	Le 55	Li ⁷	0.48	3/2 ⁻	1/2 ⁻	13°	85°	3.5	δ	7.7	≤13°	25%	35°						
			4.61	3/2 ⁻	(≤7/2)	15°	90°	2	δ	8.8	≤15°	25%							
18	Ha 60	Li ⁶	2.19	1 ⁺	3 ⁺	13°	106°	2.5	δ	16	<13°	25%							
13.1	Ha 56	Li ⁶	2.19	1 ⁺	3 ⁺	20°	100°	1.6	δ	33	fator 2		40°						21
		Li ⁷	4.61	3/2 ⁻	(≤7/2)	17°	80°	2.2	α-β	73	fator 2	28°	53°	62°					22
		Be ⁹	2.4	3/2 ⁻	(5/2 ⁻)	26°	100°	3.3	ε	43	fator 2								23
		C ¹²	4.4	0 ⁺	2 ⁺	22°	101°	2	ρ	8	fator 2	40°	60°	80°					24
		Ag ²⁴	1.37	0 ⁺	2 ⁺	23°	170°	8	α ₁	15	fator 2	28°	46°	60°	80°				25
		Al ²⁷	2.2	5/2 ⁺	3/2 ⁽⁻⁾	23°	95°	8	α	23	fator 2	30°	48°						26
		Al ²⁷	2.75	5/2 ⁺		26°	95°	9	α	34	fator 2								27
15	Ar 61	C ¹⁶	1.982	0 ⁺	2 ⁺	13°	74°	6.3	α ₁	20	25%	28°							
15	Vb 52	Nb ⁹³	0.439	3/2 ⁺	3/2 ⁺	12°	90°	15	α ₍₁₁₎	2.4	30%	22°							
			2.07	3/2 ⁺	(7/2 ⁺)	12°	90°	7	α ₍₁₁₎	12.4	30%	23°							
			2.37	3/2 ⁺		23°	90°	2.6	α ₍₁₁₎	0.3	30%	≤23°							
			2.69	3/2 ⁺		12°	90°	2.3	ε	2.7	30%	≤23°							
			3.01	3/2 ⁺		15°	90°	5	α ₍₁₁₎	1.9	30%	25°							28
			3.70	3/2 ⁺		22°	90°	5	ε	0.3	30%	28°							29
			3.92	3/2 ⁺		22°	90°	2.8	α ₁	1	30%	30°							
15	Lo 61	Mg ²⁴	1.37	0 ⁺	2 ⁺	11°	90°	7.1	α ₁	12	25%	25°	48°	60°					30
		Mg ²⁶	1.61	5/2 ⁺	7/2 ⁺	12°	90°	7.6	α ₁	5.3	25%	26°							
		Mg ²⁶	1.83	0 ⁺	2 ⁺	10°	90°	8	α ₁	9	25%	26°	50°	63°					

TABELA VI.1
(continuaçãõ)

E ₀ (MEV)	Alvo e Ref. Nível (MEV)	J ^π Inic.	J ^π Final	θ _{mín}	θ _{máx}	Aniso Tropia	Tipo	σ _{max} mb/sterad	Erro em %	POSICÕES DOS PICOS E VALES NA DIST. ANG.					Obs.							
										p	v	p	v	p		v						
15	Ho 610	K ³⁹ 2.53	3/2 ⁺		32°	90°	6	α ₁ ?	0.21	fator 15	<25°	44°	56°				16					
											33°	52°	70°									
											37°	55°	72°									
											34°	53°	69°									
											30	53°	66°									
											35°	54°										
											<25°											
											32°	50°										
15	Ho 610 Sr ⁸⁸	0 ⁺	2 ⁺	24°	85°	10	α ₁	1.7	fator 14	<25°												
										23°	83°	≥3.5	α ₂	0.72	fator 14	32°	50°					
15	Co 610 Zr	0 ⁺	2 ⁺	25°	90°	11	α ₁	1.05		<25°	35°	46°				13						
										25°	90°	30°	45°	60°						13		
										25°	90°	α ₁	0.53	<25°	42°	53°					13	
										25°	90°	6	0.42	32°	49°	57°					13	
										25°	90°	5.5	0.9	32°	50°	69°					13	
										25°	90°	6.5	1.3	α ₁	29°	45°	61°	70°				16
										25°	85°	2.5	0.51	β?		54°						
										35°	85°	2.2	0.18	ε	≤35°							
										45°	80°	6	0.09	ε	<45°							
										45°	85°	3	0.10	ε	450°							
										45°	85°	2.3	0.06	ε	≤45°							
										35°	85°	7	1.9	α ₁	40°	59°	70°					16
										35°	85°	2.1	0.7	α ₂ ?	40°	40°	50°	74°				
										35°	85°	6	1.8	α ₁	40°	58°	70°					16
										35°	85°	2	0.6	α ₂ ?	40°	40°	53°	74°				
35°	85°	8	1.2	α ₁	41°	58°	71°					16										
35°	85°	2.1	0.09	ε	≤35°																	
35°	85°	2	0.20	α ₂ ?			53°					17										

TABELA VI.1
(continuação)

E _p (MEV)	Alvo e Ref. (MeV)	J ^π Final	θ min	θ max	Anso. t _{prop}	q max mb/Atôm	Erro %	POSICÕES DOS PICOS E VALES NA DIST. ANG						Obs.		
								p	v	p	v	p	v		p	v
14.7	1s 61a C ¹² el. 0 ⁺	2 ⁺	12°	159°				40°	52°	100°	137°	146°				
14.7	1s 61b 4.43 0 ⁺	2 ⁺	10°	110°	4.5	33	10%	2 ⁺	56°	75°	100°					
15.9	1s 61a C ¹² el. 0 ⁺	2 ⁺	12°	159°				40°	52°	68°	105°	133°	155°			
15.9	1s 61b 4.43 0 ⁺	2 ⁺	10°	140°	11	50	10%	21°	56°	80°	110°					
18.1	1s 61a C ¹² el. 0 ⁺	2 ⁺	12°	159°				40°	46°	63°	79°	100°	124°	155°		
18.1	1s 61b 4.43 0 ⁺	2 ⁺	10°	160°	10	40	10%	21°	60°	81°	122°					
15.9	1s 61a Mg ²⁴ el. 0 ⁺	2 ⁺	16°	153°				33°	43°	65°	70°	96°	100°	114°	81	
15.9	1s 61b 1.37 0 ⁺	2 ⁺	12°	155°	25	24	10%	21°	45°	59°	63°	76°	106°	125°		
17.5	1s 61a Mg ²⁴ el. 0 ⁺	2 ⁺	16°	153°				33°	36°	59°	70°	90°	95°	110°		
17.5	1s 61b 1.37 0 ⁺	2 ⁺	12°	145°	20	20	10%	21°	45°	54°	63°	79°	116°	126°		
18.1	1s 61a Ni ⁶⁰ el. 0 ⁺	2 ⁺	15°	136°				17°	30°	43°	62°	71°				
18.1	1s 61b 1.33 0 ⁺	2 ⁺	15°	120°	200	40										
19.1	Fr 54 C ¹² el. 0 ⁺															
	4.43 0 ⁺	2 ⁺	3.5°	160°	2.7	10	5%	435°								
	9.61 0 ⁺	(1 ⁺)	3.5°	160°	5	5.5	5%	435°								
19.6	Gr 60 Mg ²⁴ el. 0 ⁺	2 ⁺	16°	114°				42°	55°	65°	82°	95°			17.8	
	1.37 0 ⁺	2 ⁺	18°	110°	65	100	10%	≤18°	45°	55°	65°	76°	95°			
21	Bl 60 Mg ²⁴ el. 0 ⁺	2 ⁺	22°	96°	30	21	10%	≤23°	29°	39°	56°	63°	82°	89°	32	
	1.37 0 ⁺	2 ⁺	22°	96°	30	21	10%	≤23°	42°	45°	62°	77°				
24	Su 58 Be ⁹ el. 3/2 ⁻															
	2.43 3/2 ⁻	(5/2)	20°	156°	16	12.5		29°	32°	43°	65°	78°	155°			
276	Mo 61a Ni ⁵⁸ el. 0 ⁺		16°	50°												
	Ni ⁶⁰															
	Ni ⁵⁸ 1.45 0 ⁺	2 ⁺	16°	103°	230	68	5%	20°	31°	39°	56°	72°	87°		33	
	Ni ⁶⁰ 1.33 0 ⁺	2 ⁺	16°	103°	230	68	5%	20°	31°	39°	56°	72°	87°			
	Ni ⁵⁸ 2.46 0 ⁺		16°	103°	100	32	10%	≤16°	43°	57°						
	Ni ⁶⁰ 2.50 0 ⁺		16°	103°	100	32	10%	≤16°	43°	57°						
27.5	Mo 62 Ni ⁵⁸ el. 0 ⁺	2 ⁺	15°	140°												
	1.45 0 ⁺	2 ⁺	15°	109°	100	18	10%	≤16°	36°	46°	57°	67°	82°	86°	112°	33

TABELA VI.1

(continua)

Observações à Tabela VI.1

1. n.m. significa: não medido.
2. Não há pico ou vale bem definido.
3. A região angular medida é insuficiente para definir a posição do vale ou pico assinalado.
4. Há níveis conhecidos no P^{19} em 1,56 Mev ($3/2^+$), 1,46 Mev ($1/2, 3/2$) e 1,35 Mev ($3/2$).
5. $\sigma_{\text{máx}}$ é excepcionalmente grande.
6. Os dados de Li 52 e He 58 concordam bem.
7. A região angular medida é insuficiente para se saber se a distribuição é ou não do tipo α .
8. Este grupo provavelmente corresponde aos dois níveis conhecidos em 2,98 e 3,00 Mev.
9. Medidas só em 5 ângulos.
10. Medidas só em 4 ângulos. Provavelmente este grupo corresponde ao nível conhecido em 1,289 Mev.
11. Medidas só em 4 ângulos.
12. Dados reproduzidos por Is 61b.
13. As seções de choque se referem a um alvo com abundância isotópica normal e não foram corrigidas para esta abundância, mesmo quando o grupo pertence certamente a um determinado isótopo.
14. A distribuição angular do grupo elástico só apresenta um vale e um pico bem definidos.
15. Os picos e vales desta distribuição são muito mal definidos; os erros experimentais são grandes. Talvez as distribuições nem sejam do tipo α .
16. Existe medida da distribuição angular do espalhamento elástico; entretanto não a incluímos na tabela porque não apresenta picos e vales bem definidos -- só cotovêlos, isto é, variações na inclinação da curva.

17. O "pico" ou "vale" assim assinalado não é realmente um pico ou vale mas apenas um cotovêlo na curva.
18. Os níveis conhecidos próximos desta energia são:
Cu⁶³ 0,961 Mev (5/2⁻) e 1,327 Mev (7/2⁻), e Cu⁶⁵ 1,114 (7/2⁻).
19. Picos e vales nas distribuições angulares muito mal definidos; erros experimentais grandes.
20. Estes dados não se enquadram na sistemática dos dados do Hg²⁰⁴. Vide texto.
21. Não concorda com Ha 60 . Desprezamos dado de 20° .
22. Não concorda com Le 55 .
23. Desprezamos dado em 22° .
24. Não concorda com os dados de Is 61b em 14,7 Mev.
25. Não concorda com Bl 61 . Desprezamos dado de 20° .
26. Desprezamos dados de 20° e 22° .
27. Desprezamos dados de 20° e 22° . Não concorda com Do 60 em 11,8 Mev, que excita fortemente somente níveis em 1 Mev, 2,21 Mev e 3,0 Mev.
28. Desprezamos dado de 16° .
29. Desprezamos dados em 15° e 18° .
30. Lo 61 mediu o espalhamento elástico do Magnésio natural (78,8% Mg²⁴ , 10,1% Mg²⁵ e 11,1% Mg²⁶) e do Mg²⁵ só. Para os efeitos do presente estudo os resultados são indistinguíveis.
31. Aparecem mais um pico (em 119°) e um vale (em 129°).
32. Desprezamos dado em 20° .
33. É surpreendente que as distribuições angulares correspondentes ao nível de Ni⁵⁸ 1,45 Mev (Ha 62) e aos níveis Ni⁵⁸ 1,45 Mev e Ni⁶⁰ 1,33 Mev (não resolvidos em Ha 61a) sejam tão diferentes; o mesmo se refere às secções de choque absolutas.

trópicas (dentnode um fator 1,5) chamaremos de tipo γ . Esse tipo só aparece em energias baixas. As três distribuições angulares dos níveis dos isótopos de lítio em 15 Mev apresentam aspecto diferente de todas as outras: um valor aproximadamente constante em ângulos grandes (40° a 90°), com talvez um pequeno pico em $\sim 35^\circ$, e uma queda rápida de 30° para 10° ; é o tipo δ . Finalmente há distribuições que têm anisotropias apreciáveis, de fatores ~ 2 , mas cuja estrutura não é tão aguda quanto as dos tipos α e β : são do tipo ϵ . Um exemplo é a reação $\text{Na}^{23}(\text{dd}')\text{Na}^{23*}$ 2,69 Mev (Vo 58) em que σ varia de um fator 2,5 entre 25° e 75° i.e. num intervalo de 50° (no tipo α σ varia deste fator em menos de 20°).

Na Tabela VI.1 estão relacionadas ao todo 99 distribuições angulares, assim distribuídas:

Tipo	α	β	γ	δ	ϵ	Total
Nº de distrib.	75	7	5	4	8	99

Algumas transições foram estudadas várias vezes em diferentes energias. As mais repetidas correspondem aos seguintes níveis: Mg^{24} 1,37 Mev (15 vezes), C^{12} 4,43 Mev (7 vezes) e Be^9 2,43 Mev, Al^{27} 2,2 Mev e Ni^{58} 1,33 Mev (3 vezes cada). O número de transições diferentes representadas na tabela é de 71.

C.3 Transições Intensas

A propriedade mais importante desta classificação é que para energias altas, $E_D \geq 11,8$ Mev, e núcleos não muito leves, $A > 19$, todos os níveis fortemente excitados têm distribuições angulares do tipo α . Se em uma dada energia, para um dado núcleo alvo, há transições do tipo α então as transições de outros tipos naquele núcleo e naquela energia têm secção de choque pelo menos três vezes menor do que a transição α mais intensa. Existem também transições relativamente fracas do tipo α , mas não existem transições fortes de outro tipo.

A situação é semelhante à do "stripping" onde também as dis-

tribuições angulares dos níveis fortemente excitados têm tódas a forma típica de "stripping" e somente alguns grupos fracos têm forma diferente. Entretanto para o "stripping" a razão entre as secções de choque dos níveis fortemente excitados e dos que não têm a forma típica é da ordem de 10, bem maior que para (d,d').

Poderíamos dizer que as transições tipo α são "permitidas" e as de outros tipos são, de algum modo, "proibidas".

Como dissemos acima, a correlação entre transições fortes e distribuições tipo α só vale para energias altas e núcleos não muito leves. Para os núcleos leves, $A < 19$, as distribuições em geral não são do tipo α . Para energias mais baixas, $E_D < 11,8$ Mev, as distribuições dos níveis intensos às vêzes conservam a forma tipo α mas às vêzes mudam de tipo. Assim o grupo do Mg^{24} 1,37 Mev é sempre α em tódas as energias; o do Be^9 2,43 Mev é γ em 9 Mev, ϵ em 15 Mev e α em 24 Mev; o do C^{12} 4,43 Mev é γ ou β em 9 Mev e em 11,8 Mev mas é α em 15,9, 17,5 e 19,1 Mev. Em energias maiores que 19 Mev tódas as distribuições angulares medidas até agora são do tipo α .

Considerando somente energias $E_D > 11,8$ Mev temos 56 transições relacionadas na Tabela VI.1, assim distribuidas:

Tipo	α	β	γ	δ	ϵ	Duvidosos	Total
Nº de Transições	43	1	0	3	7	2	56

As duas transições de classificação duvidosa são as do C^{12} 4,43 Mev e Be^9 2,43 Mev que são do tipo α em algumas energias e de outros tipos em outras.

Das 43 transições tipo α , 13 são transições entre o estado fundamental (0^+) de um núcleo par-par e o seu primeiro estado excitado (2^+). Estas transições $0^+ \rightarrow 2^+$ são, aliás, tódas do tipo α exceto a do C^{12} 4,43 Mev para energias mais baixas; são também sempre mais intensas que as transições para outros estados do mesmo núcleo.

Finalmente notamos que os valores das secções de choque das transições intensas em (d,d') são da mesma ordem de grandeza que das transições intensas para "stripping" em energias semelhantes e núcleos

de mesma massa.

C.4 Anisotropia

Notamos também que em geral uma anisotropia grande indica o tipo α , isto é, quando há uma anisotropia grande (≥ 4) ela sempre é devida a valores grandes de σ em ângulos $\sim 30^\circ$, e que o θ máximo é sempre agudo nestes casos. Há algumas exceções a esta regra: Ti^{48} 2,30 e 3,24 Mev (11,8 Mev) (Ja 61) e Sn^{116} 2,49 Mev (15 Mev) (Co 61b).

A anisotropia tende a crescer com a energia e com o número atômico do alvo. Por exemplo, os dados de Ja 61 em 11,8 Mev mostram claramente a maior anisotropia nos elementos mais pesados. Por outro lado, as anisotropias em altas energias, ≥ 19 Mev, são, em média, muito maiores que em energias mais baixas.

Essas comparações devem ser feitas somente para experiências em que foram medidas regiões angulares semelhantes. Isto porque as secções de choque na região $\theta > 80^\circ$ geralmente caem rapidamente; para os elementos pesados a queda é mais acentuada. Aliás o aumento da anisotropia para os núcleos pesados é justamente devido aos valores extremamente pequenos que a secção de choque atinge em ângulos $\approx 90^\circ$ para esses núcleos.

O comportamento da secção de choque em ângulos grandes ($\geq 130^\circ$) foi estudado em 31 casos sendo 10 do Mg^{24*} 1,37 Mev, 4 do Cl^{32*} 4,43 Mev e 17 outros.

Não há nenhum caso em que σ cresça muito em ângulos grandes: quase sempre decresce a partir de 90° , com, às vezes, um pico pouco acentuado em $\sim 120^\circ$. Para núcleos pesados decresce mais rapidamente com θ .

C.5 Posição dos máximos e mínimos em (d,d')

Neste parágrafo estudaremos a posição dos picos e vales nas distribuições angulares do tipo α como função da energia incidente, do Q da reação e do número de massa do alvo.

A secção de choque diferencial é uma função da energia incidente E_D , de Q da reacção, do ângulo de espalhamento e da estrutura dos estados inicial e final. As teorias simples de espalhamento inelástico, que discutiremos mais adiante (Secção E) predizem que a forma da distribuição angular só depende do momento angular transferido L e do produto qR , onde q é o momento transferido $q = | \vec{k}_i - \vec{k}_f |$ (\vec{k}_i e \vec{k}_f são os vectores de onda inicial e final, respectivamente) e R é o raio do núcleo. Vamos verificar até que ponto essa predição é satisficita, observando a dependência da posição dos picos e vales de E_D , de Q e de R .

Inicialmente devemos notar que os picos secundários e terciários são frequentemente mal definidos; às véses se reduzem a simples cotovêlos na curva. Assim, as atribuições de posições angulares bem definidas a êstes picos devem ser tomadas com certa reserva. Entretanto o comportamento sistemático dos picos (vide discussão abaixo) justifica, a posteriori, as atribuições feitas.

a) Dependência de E_D . Só um grupo tipo α foi estudado em muitas energias: o do Mg^{24*} 1,37 Mev. Na Fig. 22 lançamos um gráfico as posições angulares (no sistema do centro de massa) dos máximos (círculos vazios) e mínimos (círculos cheios) nas distribuições angulares em função da energia incidente. O pico principal da distribuição angular se move para ângulos menores quando a energia aumenta, mais ou menos como previsto pela teoria simples, i.e. segundo a linha de q constante. Os dados de 13,6 Mev (Ne 60) apresentam, na região de 10° a 30° , vários máximos e mínimos que não aparecem em outras energias. Acreditamos tratar-se de erro experimental e não levaremos em conta êstes dados. Os dados de Ha 56 em 15,1 Mev concordam, quante às posições dos máximos e mínimos, com Bl 61, se desprezarmos o ponto em $\sim 20^\circ$; entretanto os máximos e mínimos em $\theta > 70^\circ$ são muito mal definidos em Ha 56 porque os erros atribuídos aos pontos experimentais são muito grandes.

A concordância com as curvas de q constante não é tão boa para os picos e vales além de 1º pico, mas ainda é satisficível de 7,5 a 15,1 Mev. Entre 15 e 15,9 Mev, conforme foi notado por Ishizaki

(Is 61b) , o 2º pico em $\sim 60^\circ$ se divide em dois picos, em $\sim 55^\circ$ e $\sim 75^\circ$ respectivamente. Esta modificação da distribuição angular não pode ser explicada pelas teorias simples. Os dados experimentais não são suficientes para mostrarem se o que acontece é um deslocamento repentino do 2º vale e 3º pico para ângulos menores quando a energia excede 15 Mev ou se aparecem um pico e vale novos em $\sim 70^\circ$ nesta energia. As linhas tracejadas que desenhámos na figura seguem da 1ª hipótese, mas a 2ª não pode ser de modo algum rejeitada. São necessários dados melhores entre 12 e 16 Mev.

Concluimos que, com exceção da anomalia em ~ 15 Mev, a distribuição angular do Magnésio se modifica lentamente com a energia e, numa primeira aproximação grosseira, segue as linhas de q constante. A situação é novamente análoga à do "stripping" (Ha 61c) .

b) Dependência de Q . Os dados de $E_D = 15$ Mev contém casos em que vários níveis do mesmo núcleo foram estudados: Na^{23} , K^{39} , Zr^{90} e isótopos de Sn . A Fig. 23 indica as posições dos picos e vales destes níveis em função de Q . Também são mostradas linhas de q constante; q quase não varia com Q para θ constante. Para todos os núcleos observa-se a tendência dos pontos se deslocarem para ângulos maiores com $|Q|$ crescente mais depressa do que as linhas de q constante. No Zr e no Sn pode-se pensar da figura que este efeito é mais marcado; entretanto veremos adiante que separando os níveis α de Zr e de Sn em duas classes α_1 e α_2 os níveis de uma dada classe vão variar com Q semelhantemente aos outros núcleos. (A subdivisão dos níveis α em classes α_1 e α_2 torna-se evidente ao estudarmos a variação da posição dos picos e vales com R (parágrafo c))
Em conclusão: as posições dos picos e vales variam de 1° a 2° por Mev de variação de Q . Se considerarmos que em muitos casos a posição de máximo ou mínimo não está definida melhor do que dentro de $\sim 5^\circ$ vemos que para certos efeitos podemos desprezar a variação de posição com Q . É o que faremos no próximo parágrafo.

c) Dependência de R . Neste parágrafo estudamos a posição dos picos e vales em função do raio nuclear, isto é, do número de massa A . Utilizámos dados tomados com várias energias incidentes e por

Isso definimos as posições dos picos e vales pelo valor do momento transferido q em vez de pelo ângulo θ . A evidência discutida no parágrafo a) acima, indica que, pelo menos para o Mg²⁴ (d,d'), o valor de q em um pico ou vale é aproximadamente constante para variações de E_D .

Na Fig. 24 estão representadas as posições dos picos e vales de todos os grupos tipo α estudados em um dado núcleo em função de A . Os símbolos cheios indicam vales e os vazios, picos; a distinção entre triângulos e círculos será discutida abaixo. A maior parte dos dados é de $E_D = 15$ Mev; os dados de Al²⁷, Ti⁴⁸, Fe⁵⁶, Ni⁵⁸, Cu⁶³ e Zn⁶⁴ são de $E_D = 11,8$ Mev e os do C¹² são de 15,9 e 18,1 Mev.

Não é fácil discernir, à primeira vista, um comportamento sistemático dos pontos na Fig. 24, já porque em vários núcleos — por exemplo Zr⁽⁹⁰⁾ — existem dois grupos de níveis que têm suas distribuições angulares "fora de fase", isto é os picos e vales de um grupo caem em outras posições do que os do outro; dentro de um grupo as posições coincidem aproximadamente. O comportamento sistemático se torna muito mais claro se dividirmos todas as transições da Fig. 24 em duas classes α_1 e α_2 , representadas respectivamente por triângulos e círculos na figura. Pertencem à classe α_1 as transições que têm o seu primeiro máximo em $q < 0,5r^{-1}$ ou, quando este primeiro máximo não é bem localizado experimentalmente, têm os máximos e mínimos em posições semelhantes às de transições α_1 em núcleos próximos. À classe α_2 pertencem as outras transições, que têm o seu primeiro máximo em $q \sim 0,62 r^{-1}$.

Feita esta subdivisão podemos verificar o deslocamento sistemático dos picos e vales com A , conforme mostram as linhas pontilhadas (α_1) e tracejadas (α_2) na Fig. 24. Os pontos tendem a se mover para valores menores de q quando A cresce, em acordo qualitativo com as teorias simples, que predizem que eles devem se deslocar ao longo de linhas de qR constante (como as linhas I, II e III da Fig. 24). O acordo detalhado, entretanto, é bastante pobre. Em particular, no Ti⁴⁸ e Fe⁵⁶ todos os picos e vales parecem estar deslocados para q 's menores do que nos núcleos vizinhos; talvez esta irregularidade seja devida à diferente energia incidente dos dados

do Ti^{48} e Fe^{56} .

A separação das distribuições angulares inelásticas em duas classes conforme a posição dos seus picos e vales foi prevista teoricamente por Blair (Bl 59) (vide secção F). Segundo Blair níveis de paridades diferentes devem ter distribuições angulares de fases opostas, isto é os picos de uma distribuição devem cair nos mesmos ângulos que os vales da outra. Para o espalhamento elástico Blair prediz a mesma fase dos níveis de paridade contrária à do estado fundamental. Recentemente Lemmer et al. (Le 61) complementaram a regra de Blair mostrando que pode haver níveis de paridade + cujas distribuições angulares têm a mesma fase dos níveis de paridade -. É o caso dos níveis vibracionais de dois fónons, i.e. de dois quanta de vibração.* Para níveis de um fónon vale a regra de Blair. Esta regra foi verificada em muitos casos de espalhamento inelástico de partículas alfa, (α , α').

Será interessante, portanto, examinar as distribuições angulares das classes α_1 e α_2 quanto à paridade dos estados inicial e final. Todos os estados fundamentais das transições classificadas em α_1 e α_2 na Tabela VI.1 têm paridade positiva, com a única exceção do cobre. São 42 transições ao todo as representadas na Fig. 24, 26 são da classe α_1 e 16 da classe α_2 . A paridade dos estados finais é conhecida em 22 casos: os dois de paridade -, Ni 4,45 Mev e Sr⁸⁸ 2,74 Mev, são da classe α_2 ; dos 20 de paridade +, 17 são da classe α_1 e três da classe α_2 . Os três níveis + da classe α_2 são: Ti⁴⁸ 2,30 e 3,29 Mev e Sn¹²⁰ 2,42 Mev. As duas distribuições do Ti⁴⁸ têm picos e vales muito mal definidos; além disso o grupo de 3,29 Mev contém contribuições de dois níveis, 3,24 e 3,34 Mev. No caso do Sn¹²⁰ é possível que o grupo observado em (d,d') contenha contribuições importantes de outros níveis além do estado 6^+ conhecido em 2,42 Mev (Nu 61). As três exceções à correspondência $\alpha_1 \rightarrow +$, $\alpha_2 \rightarrow -$, não são, portanto, muito significativas. Além disso, po-

* Na discussão acima supusemos implicitamente que o estado fundamental tem paridade +. O raciocínio também vale na hipótese oposta, entretanto.

deria ser que alguns destes níveis fossem de dois fónons.

Concluimos que os dados são consistentes com a afirmação que as transições sem mudança de paridade são da classe α_1 e as transições com mudança de paridade são da classe α_2 . Das 26 transições α_1 , 14 são transições $0^+ \rightarrow 2^+$ entre o estado fundamental e o primeiro estado excitado de núcleos par-par (incluimos a transição para o estado C^{12} 4,43 Mev, que em algumas energias não é α).

Finalmente notamos que as previsões teóricas mencionadas acima predizem fases opostas para as duas classes de distribuições, isto é, os picos de uma classe devem coincidir com os vales da outra. A Fig. 24 mostra que esta previsão só é bem satisfeita para o 2º pico de α_1 com o 1º vale de α_2 , em $q \sim 0,9 \text{ r}^{-1}$. Os outros picos e vales estão defasados, mas não têm fases opostas.

C.6 Posição dos Máximos e Mínimos no Espalhamento Elástico

Como dissemos na secção anterior (C.5), a teoria de Blair prevê que a distribuição angular do espalhamento elástico tenha a mesma fase da classe α_2 e fase oposta às das transições $0^+ \rightarrow 2^+$ (classe α_1). Entretanto muitas das distribuições angulares de espalhamento elástico não apresentam máximos e mínimos bem definidos, mas só variações na inclinação da curva.* Os máximos e mínimos só aparecem em energias altas e/ou para núcleos leves.

* Se se lançar em gráfico a razão σ/σ_R , da secção de choque medida para a secção de choque coulombiana, estas variações de inclinação aparecem geralmente como picos e vales, mas bastante deslocados em sua posição angular. Vide p. ex. a Fig. 4.

Há 21 casos em que os máximos e mínimos das distribuições elásticas são suficientemente bem definidos para permitir uma comparação; estão relacionados na Tabela VI.1. Dos 21 casos, 10 são do Mg^{24} 1,37 Mev, 5 do C^{12} 4,43 Mev e 6 outros; são todos núcleos par-par cujo estado fundamental é 0^+ , exceto o Al^{27} .

Dos 21 casos, dois casos contrariam a regra de fases: o C^{12} em 19,1 Mev e o Ni^{60} em 18,1 Mev têm os picos e vales das distribuições elástica e inelástica para o nível 2^+ nos mesmos ângulos. Há 9 casos duvidosos, em que alguns picos estão em fase e outros em fase oposta ou em que todos os picos têm fase intermediária. Finalmente há 10 casos (6 do Mg^{24} 1,37 Mev) em que os picos estão aproximadamente em fase oposta, se bem que em baixas energias (Ne^{20} em 7,8 Mev e Mg^{24} , Ti^{48} e Al^{27} em 11,8 Mev) só há em geral um pico e um vale para comparar; quando há um número maior de picos e vales geralmente alguns estão fora de fase e outros têm fase intermediária.

Concluimos que a fase relativa do espalhamento elástico não é sempre bem definida mas tende a ser oposta à dos grupos inelásticos de níveis 2^+ .

C.7 Variação de secção de choque absoluta com a energia

A Fig. 25 mostra a variação da secção de choque de pico com a energia, para Mg^{24} (d,d') Mg^{24*} 1,37 Mev. São mostradas as secções de choque no pico principal da distribuição angular e no pico secundário em $\sim 60^\circ$. Em ambos os picos há um aumento brusco em ~ 15 Mev. É tentador correlacionar esta anomalia na secção de choque absoluta com a anomalia na distribuição angular discutida no parágrafo C.5.a e ainda com a anomalia observada na distribuição angular da reação Mg^{24} (d,p) Mg^{25} na mesma região de energias (Ha 60b). Notamos que a existência da anomalia na secção de choque (d,d') depende da exatidão das medidas absolutas de Is 61b.

A secção de choque no pico principal da reação C^{12} (d,d') C^{12*} 4,43 Mev, também mostrada na Fig. 25, cresce rapidamente na região de 15 Mev (onde há uma discrepância de um fator 4 entre as sec-

ões de choque medidas por Ha 56 e Is 61); entretanto o pico secundário não mostra essa anomalia. Este comportamento certamente se relaciona com o fato desta reação não ser do tipo α em energias baixas. Só em energias ≥ 15 Mev é que aparece o pico principal.

A Fig. 25 mostra também linhas tracejadas proporcionais a K_{inc}^2 , o quadrado do vetor de onda do deuteron incidente. Esta é a dependência da secção de choque de pico com a energia predita pelo modelo de espalhamento de difração (Ba 59) e bem verificado para α , α' (Bl 60). No caso do magnésio o andamento geral dos dados experimentais para o pico principal é dado pela curva de K_{inc}^2 . No caso do carbono a secção de choque experimental varia muito mais depressa com E_D do que K_{inc}^2 . Para o pico secundário a concordância é pobre nos dois casos. A teoria baseada na aproximação de Born com ondas planas prediz que a secção de choque de pico deve ser proporcional a K_{final}/K_{inc} , a razão dos números de onda dos deuterons emergente e incidente. Esta razão varia muito lentamente com E_D : para C^{12} cresce de 20% entre 9 e 20 Mev, e para o Mg^{24} cresce só de 10% no mesmo intervalo. A concordância com a experiência para o pico principal é pior do que o das curvas K_{inc}^2 . Para o pico secundário é talvez um pouco melhor.

Os dados mostram claramente que seriam muito interessantes medidas de curvas de excitação de reações (d,d') na região de 10 a 20 Mev, já porque tais medidas podem ajudar a decidir qual a teoria mais aplicável ao espalhamento inelástico. A única medida publicada (Gr 55) foi feita em um só ângulo (70°) para energias entre 4,5 e 7,5 Mev, para a reação do Mg^{24} (d,d') Mg^{24} 1,37 Mev. A secção de choque aumenta de ~ 10% de 4,5 a 5,7 Mev e diminui de um fator 2 entre 5,7 Mev e 7,5 Mev.

Ishizaki (Is 61 b) calculou a secção de choque total, a partir dos seus dados e de outros dados publicados (Gr 56, Ta 60, Ha 56, Fr 54, Bl 60), para C^{12} (d,d') C^{12*} 4,43 Mev, Mg^{24} (d,d') Mg^{24*} 1,37 Mev e Ni^{60} (d,d') Ni^{60*} 1,33 Mev, em energias de 10 a 21 Mev. As incertezas nos resultados são grandes, já porque os dados não cobrem todo o intervalo 0° a 180° . A secção de choque σ_{tot} do

c^{12} cresce de ~ 80 mb em 10 Mev para ~ 110 mb de 15 a 18 Mev e diminui, talvez, para 70 mb em 19,1 Mev. Para o Mg^{24} σ_{tot} é pequeno em 11,2 Mev, ~ 25 mb, e acima de 15 Mev sobe para ~ 50 mb; em 21 Mev é ~ 100 mb. Para o Ni σ_{tot} em 18,1 Mev é ~ 30 mb.

D. Espectro Energético dos Deuteronos Inelásticos

O estudo sistemático da forma dos espectros dos deuteronos de (d,d') foi feito por Yntema e Zeidman (Yn 59a) em $E_D = 21.6$ Mev e por Cohen e Price (Co 61b) em 15 Mev.

Yn 59 a mediram os espectros produzidos por 10 elementos do Ni⁶⁰ ao Au¹⁹⁷, em 30° e em 140°, com resolução de ~ 500 Kev. Em 30° o grupo "anômalo" observado primeiramente por Cohen em (p,p') (Co 57) aparece prominentemente. Não são observados outros grupos intensos cuja posição varie lentamente de núcleo para núcleo, já por que há muitos picos devidos a tritons e a contaminantes dos alvos cobrindo grande parte dos espectros. É interessante que o grupo anômalo aparece também para núcleos pesados (Cd, Ta, Pt, Au) em Yn 59a, ao contrário das observações de Co 58 em (p,p') e de Co 61b em (d,d'). Para núcleos leves a secção de choque diferencial, em mb/sterad Mev, é aproximadamente constante com a energia de excitação até $E_x \approx 10$ Mev. Em núcleos pesados ela decresce rapidamente com excitação crescente, por exemplo de um fator 5 de 3 a 10 Mev de excitação para o Au¹⁹⁷. Em 140°, ao contrário, os espectros são aproximadamente constantes com E_x para todos os núcleos. Neste ângulo os grupos anômalos são mais fracos.

Co 61b mediram espectros de 28 elementos do ^{23}V à $^{78}Pt^*$, em 60°, com resolução de ~ 80 Kev e até energias de excitação de ~ 5 Mev. A estrutura grosseira dos espectros apresenta comportamento

* O índice esquerdo inferior é o número atômico Z. O número de massa é escrito como índice direito superior.

sistemático, principalmente entre o ^{50}Zn e o ^{52}Te . Nesta região de números atômicos aparecem dois grupos intensos em cada espectro. Um é devido ao primeiro estado excitado (2^+) dos núcleos par-par ou, provavelmente, ao seu análogo nos núcleos ímpares; está geralmente abaixo de 1 Mev de excitação. O outro é o grupo anômalo, que varia entre $E_x \approx 2$ e 3 Mev. Em alguns núcleos ele parece ser um pico duplo (p.ex. ^{40}Zr e ^{141}Nb). Para núcleos mais pesados (^{56}Ba a ^{78}Pt) não há regularidades óbvias. O grupo anômalo, se existe, muda bastante em energia e intensidade de núcleo para núcleo. O nível 2^+ nem sempre aparece intenso. Para núcleos leves (^{23}V a ^{30}Zn) a regularidade também não é tão óbvia, mas aparecem em todos os núcleos, incluindo os ímpares, os níveis vibracionais 2^+ ou seus prováveis análogos, e grupos que podem ser considerados análogos dos anômalos. Os níveis 2^+ , ou análogos, aparecem entre 1 e 1,8 Mev de excitação e os anômalos em 2,8 a 3,5 Mev.

A característica mais importante dos espectros é que eles são, a grosso modo, semelhantes aos de (p,p') e (α , α') produzidos pelos mesmos núcleos. Os níveis fortemente excitados em (d,d') também o são em (p,p') e (α , α') e reciprocamente. Em particular o grupo anômalo aparece na mesma excitação nas várias reações.

E. Resumo das Características Gerais dos Dados

1) As distribuições angulares e os espectros indicam que o mecanismo de reação é predominantemente de interação direta. Não há evidência de formação de núcleo composto.

2) Para núcleos par-par de número atômico intermediário, $30 \lesssim Z \lesssim 52$, há dois grupos fortemente excitados: o primeiro estado excitado (2^+) e, um pouco menos intenso, o grupo anômalo (provavelmente 3^-). Para núcleos mais leves pode haver maior número de grupos intensos. Para núcleos mais pesados os picos são menos acentuados e menos regulares.

Para núcleos ímpares não muito pesados ($Z \lesssim 56$) parece haver estados análogos aos 2^+ dos núcleos pares que são fortemente excitados. O grupo anômalo também é fortemente excitado.

3) Os espectros de (d, d') são semelhantes aos de (p, p') e (α, α') em altas energias (E_D ou $E_\alpha > 20$ Mev). Os níveis fortemente excitados em uma destas reações também o são, em geral, nas outras.

4) Tôdas as transições fortes apresentam um pico frontal agudo em suas distribuições angulares (são do tipo α).

5) A anisotropia cresce com a energia dos deuterons e com o número de massa do alvo.

6) Em ângulos grandes, $\theta > 90^\circ$, a secção de choque em geral diminui muito, principalmente para núcleos alvo pesados.

7) As distribuições angulares de (d, d') não têm sempre máximos e mínimos bem definidos apesar de apresentarem um andamento geral oscilatório. Pode-se separar as distribuições do tipo α em duas classes (α_1 e α_2) conforme a posição de seus máximos e mínimos. As distribuições de uma classe estão em fase, isto é, seus picos e vales caem aproximadamente nas mesmas posições. Por outro lado as distribuições da classe α_1 estão defasadas em relação às distribuições da classe α_2 , isto é, os picos (ou vales) das distribuições de uma classe caem em posições diferentes dos picos (ou vales) das distribuições da outra classe. Os dados disponíveis sugerem que a classe α_1 contém as transições sem mudança de paridade e classe α_2 as transições com mudança de paridade. A classe α_2 tem em geral fase semelhante à do espalhamento elástico.

As características resumidas neste item (7) não são inconsistentes com a regra de fases proposta por Blair (Bl 59). Entretanto a correlação entre os extremos das distribuições não é hem de longe tão limpa quanto a que foi encontrada para partículas α (Mc 60) já porque os máximos e mínimos em (α, α') são muito bem definidos.

8) As posições dos máximos e mínimos nas distribuições angulares quase não variam com o Q de reação. Variam com a energia incidente E_D , movendo-se para ângulos menores com E_D crescente, conforme previsto pelas teorias simples; o acôrdo detalhado entretanto é pobre. O mesmo vale para a variação de posição com o raio nuclear.

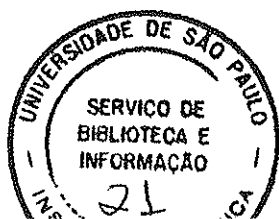
Algumas das características enumeradas acima podem ser facilmente interpretadas. Por exemplo, para um deuteron ser desviado de um ângulo grande, $\theta \approx 90^\circ$, é necessário que ele se aproxime bastante do núcleo. Se o deuteron alcança a superfície nuclear é muito provável que ele se desintegre e pouco provável que volte a emergir como deuteron espalhado. Explica-se assim a pequena intensidade dos deuteron espalhados em ângulos grandes. Por outro lado a inexistência de máximos e mínimos agudos e bem definidos nas distribuições angulares de (d,d') , em contraste à situação em (α, α') , se deve provavelmente ao tamanho grande do deuteron. De fato, as predições teóricas de máximos e mínimos agudos nas distribuições angulares dependem geralmente da hipótese de que existe uma superfície de interação bem definida. Para uma estrutura extensa como o deuteron esta hipótese certamente não é uma boa aproximação: a interação se dá em todo um volume próximo da superfície nuclear. Em consequência deve-se esperar mínimos menos profundos e máximos menos agudos.

F. Interpretações e Teorias

F.1 Primeiras Teorias

As primeiras experiências de reações (d,d') foram realizadas em 1949. (Gr 49 e Ho 49) com energia incidente de 8 Mev. Na mesma época eram feitas as primeiras experiências de "stripping"* (Bu 50). As distribuições angulares das duas reações, (d,d') e (d,p) , apresentavam anisotropias grandes, que a teoria do núcleo composto, aceita na época para todas as reações nucleares, não podia explicar. Surgiram as primeiras teorias de interação direta para "stripping" (Bu 51 e Bh 52). Huby e Newns (Hu 51a) aplicaram as mesmas idéias de Bh 52 para fazer uma teoria de (d,d') . A teoria de "stripping" teve

* Isto é, as primeiras experiências de "stripping" com separação dos níveis de energia do núcleo final. Reações (d,p) e (d,n) em que se mediam indiscriminadamente todos os prótons ou todos os nêutrons já foram estudadas antes de 1935.



muito sucesso: a maior parte das experiências feitas posteriormente concordavam com a teoria e esta permitia deduzir propriedades dos níveis nucleares observados.* Em consequência todos os laboratórios que dispunham de um feixe de deuteron de energia maior que 5 Mev se dedicaram ao estudo de "stripping". As reações (d,d') foram relativamente pouco estudadas; não forneciam tantas informações sobre a estrutura dos níveis quanto o "stripping" e além disso havia maior número de casos que a teoria não podia explicar.

A teoria de Huby e Newns (Hu 51a) para (d,d') se baseia na aproximação de Born de ondas planas e supõe que um só núcleon do deuteron interage com o núcleo alvo; a interação é limitada à superfície (esférica) do núcleo. A distribuição angular calculada por Hu 51a é da forma $[f_L(q) j_L(qR)]^2$ onde $j_L(x)$ é a função esférica de Bessel, q é o momento transferido, R é o raio nuclear e $f(q)$ é o "fator de forma", que é uma função lentamente decrescente de q (e portanto de θ). A distribuição apresenta picos agudos devidos às oscilações em $j_L(qR)$. Suas posições dependem do momento angular transferido L . Este resultado é típico para todas as teorias baseadas na aproximação de Born de ondas planas. (parentemente as hipóteses de ondas planas e de uma superfície de interação bem definida são suficientes para fazer com que a distribuição angular seja do tipo $j_L(qR)^2$. Em geral somente o fator de forma e o valor absoluto da secção de choque dependem das outras hipóteses (tipo de interação, natureza dos estados inicial e final, etc.) .

Ainda em 1951 Mullin e Guth (Mu 51) e Huby e Newns (Hu 51b) publicaram trabalhos sobre as interações elétricas de partículas carregadas com o núcleo. Concluíram que em geral as intera-

* A teoria e as experiências de "stripping" são compiladas e analisadas em Hu 53, Si 59, Ma 60 e An 60 . Au 60, aliás, faz uma discussão completa sobre teorias de reações diretas, inclusive espalhamento inelástico. Si 59 considera as teorias de reações com deuteron, inclusive (d,d') .

ções nucleares são muito mais importantes do que as elétricas; só em casos excepcionais pode acontecer que as interações nucleares sejam atenuadas e que uma transição seja devida principalmente à interação elétrica. Acreditavam Mullin e Guth que as reações (d,d') podiam ser uma destas exceções. Seu raciocínio era essencialmente o seguinte: se houver formação de um núcleo composto, é muito pouco provável que seja emitido um deuteron; portanto o núcleo composto não contribui para as reações (d,d'); daí, as interações nucleares não contribuem para (d,d') (interação nuclear, na época, só era concebida com formação de núcleo composto). Segue que, não havendo interação nuclear, o mecanismo deve ser elétrico. Mu 51 deixaram de considerar a possibilidade de interações nucleares diretas, que sabemos hoje serem importantes no intervalo de energias considerado. De fato, é quase certo que a interação importante em (d,d') é a nuclear: as secções de choque observadas são em geral muito maiores que as elétricas calculadas. São, aliás, da mesma ordem de grandeza que as secções de choque (p,p'). Não vemos razão, hoje em dia, para se aplicar a teoria elétrica a (d,d') (por exemplo Ha 56, Is 61b) e não a (p,p') e (α , α'). A evidência toda parece indicar uma interação nuclear e direta para espalhamento inelástico de protons, deuterons e partículas alfa.

F.2 Outras Teorias de Ondas Planas

Butler (Bu 57) generalizou seu tratamento de "stripping" para quaisquer reações diretas, inclusive espalhamento inelástico. Seu tratamento é equivalente a uma aproximação de Born com ondas planas com uma superfície de interação bem definida. Obtem distribuições angulares do mesmo tipo geral das de Hu 51a. Considera excitações de uma só partícula, sem correlações coletivas entre os núcleons.

Sawicki (Sa 58) considerou o espalhamento de deuterons por núcleos deformados, excitando estados coletivos rotacionais. Usou a aproximação de Born com ondas planas e uma superfície de interação esferoidal. O problema já tinha sido tratado para espalhamento inelástico de núcleons com resultados semelhantes (Ha 55a, Ha 55b). A secção de choque é novamente da forma $[f(q) j_l(qR)]^2$, onde R

é o raio médio do esferóide de interação. A intensidade da transição é proporcional a βV_0 onde β é o parâmetro de deformação nuclear (vide p.ex. Mo 57), $\beta \approx \frac{\Delta R}{R}$ sendo ΔR a diferença entre os semi-eixos maior e menor do elipsóide. O potencial de interação de cada nucleon do deuteron incidente com o núcleo é um poço de profundidade V_0 e borda elipsoidal:

$$V = \begin{cases} -V_0 & \text{se } r \leq R [1 + \beta Y_{20}(\theta, \varphi)] \\ 0 & \text{se } r \geq R [1 + \beta Y_{20}(\theta, \varphi)] \end{cases}$$

Sawicki supõe, como Hu 51a, que só um nucleon do deuteron interage com o alvo.

Mamasakhlisov e Kopaleishvili (Ma 58, Ko 58) fizeram um cálculo em aproximação de Born com ondas planas levando em conta simultaneamente a interação elétrica e uma interação nuclear de superfície, coletiva. A secção de choque obtida para transições $0^+ \rightarrow 2^+$ é da forma $[f(q)]^2 [j_2(qR) + a \frac{j_1(qr)}{qr}]^2$. No segundo fator a primeira parcela é devida à interação nuclear e a segunda à interação elétrica. Só em ângulos pequenos, $\theta \ll 30^\circ$, o termo elétrico se torna comparável com o nuclear. Ma 58 aplicaram sua teoria às reações $Mg^{24}(d, d') Mg^{24*}$ 1,37 Mev e $C^{12}(d, d') C^{12*}$ 4,43 Mev, obtendo acôrdo pobre, comparável ao obtido quando se despreza a interação elétrica (neste caso a sua teoria se reduz essencialmente à de Sawicki (Sa 58)). Mais tarde (Ko 58) aplicaram a teoria também à transição $Mg^{24}(d, d') Mg^{24*}$ 4,23 Mev, admitindo que o estado final é vibracional sem simetria axial (vibração γ). Neste caso a secção de choque nuclear é fortemente inibida e a elétrica se torna relativamente mais importante. Ko 58 obtém acôrdo bom com a distribuição angular experimental. Entretanto pequenas misturas de outros estados coletivos na função de onda do nível de 4,23 Mev poderiam mudar apreciavelmente o resultado obtido, de modo que não é claro se o acôrdo é significativo. Gr 60 também compararam os seus resultados experimentais com a teoria de Ma 58, não obtendo acôrdo.

El Nadi (Na 58) fez um cálculo de ondas planas em que o proton do deuteron incidente interage com um proton do alvo na superfície nuclear e o neutron do deuteron interage com um neutron da superfície nuclear. Na 58 consegue um ajuste aos dados de Le 55 para a reação $\text{Li}^7(d,d')$, cuja distribuição angular é do tipo δ . Este é o único dos trabalhos baseados na aproximação de Born com ondas planas que não dá distribuições angulares do tipo $[j_2(qR)]^2$.

Recentemente El-Nadi e Wafik (Na 60) levaram em conta processos de troca entre os núcleons do deuteron incidente e os núcleons do alvo. Utilizam a aproximação de Born com ondas planas mas, ao contrário dos autores citados anteriormente, com funções de onda corretamente antisimetrizadas. Obtém acôrdo razoável com a experiência em vários casos. Entretanto parece-nos que, antes dos efeitos de troca, devem ser levados em conta os efeitos da distorsão das ondas inicial e final. Não é claro portanto se o acôrdo obtido é significativo.

Fairbairn (Fa 57, Fa 60) e Edakova et al. (Ed 60) consideraram um mecanismo diferente para (d,d') , em que há formação de um estado intermediário. O núcleo alvo captura um dos núcleons do deuteron incidente, como no "stripping" (d,p) ou (d,n) . Em seguida este núcleon é recapturado pelo seu companheiro para formar o deuteron emergente. Para os feixes incidente e emergente usaram ondas planas. O cálculo é, mesmo assim, complicado. Fa 57 e Ed 60 calcularam o caso da reação $\text{Mg}^{24}(d,d') \text{Mg}^{24*}$ 1,37 Mev. Os resultados dos dois trabalhos são bastante diferentes; ambos obtém uma secção de choque σ que aumenta para ângulos pequenos, mas o σ de Fa 57 varia muito mais depressa com o ângulo que o de Ed 60. Além disso Fa 60 calculou o caso do $\text{C}^{12}(d,d') \text{C}^{12*}$ 4,43 Mev, obtendo uma distribuição angular oscilatória do tipo geral de $[j_2(qR)]^2$ mas com vales menos profundos (isto é, σ não se anula nos vales). Nenhum destes trabalhos leva em conta as correlações coletivas entre os núcleons; os estados inicial e final são representados pelo modelo de camadas. Fa 57 e Ed 60 fazem também algumas considerações sobre a dependência da secção de choque com a energia incidente: a dependência predita é diferente para o processo em duas etapas por eles tratado e o processo direto de, por exemplo, Hu 51a e Bu 57. Os dados experimentais são muito escassos para permitir uma avaliação dos modelos.

F.3 Predominância das Excitações Coletivas: Evidência Experimental

O avanço mais importante na compreensão do espalhamento inelástico foi a verificação de que há uma preferência pela excitação de estados coletivos. Esta idéia foi aparentemente sugerida pela primeira vez por L. Dohr (Do 56) e comprovada experimentalmente para reações (p,p') por Cohen e colaboradores (Co 59) e mais tarde por outros.

A evidência de Cohen (Co 59) a favor das excitações coletivas, contra as excitações de partículas individuais, é a seguinte:

a) As seções de choque para (p,p') são bastante maiores que as seções de choque (p,n) : $\sigma(pp') \sim 10 \sigma(p,n)$ (Co 59) (isto vale para níveis finais de energia de excitação ≈ 8 Mev). Se o espalhamento se desse por colisões do proton incidente com um só nucleon do alvo deveriam se esperar seções de choque comparáveis para (pp') e para (p,n) .

b) A dependência da seção de choque da energia incidente e da massa do núcleo alvo é diferente para (p,p') e para (p,n) . Novamente, no modelo de interação com partículas individuais se esperaria comportamento semelhante para as duas seções de choque.

c) Os níveis coletivos conhecidos são fortemente excitados em reações (pp') .

d) Outros processos de espalhamento inelástico, (d,d') e (α, α') têm propriedades semelhantes a (p,p') e seções de choque da mesma ordem de grandeza. No modelo de interações com núcleons individuais a probabilidade de reações (d,d') é muito menor que de (pp') porque o deuteron se desintegra facilmente em colisões com núcleons.

e) Existe uma correlação significativa entre a seção de choque para excitação de um determinado nível por espalhamento inelástico e por excitação coulombiana. É sabido que a excitação coulombiana é um fenômeno principalmente coletivo (41 56). A Fig. 19 mostra esta correlação. Cohen (Co 61 b) escolheu o ângulo de 60° para fazer as medidas de (d,d') por razões de conveniência experimental.

Entretanto a correlação entre $\sigma(dd')$ e $B(E2)$ provavelmente seria melhor se $\sigma(dd')$ fosse medido perto do pico da distribuição angular ($\sim 30^\circ$); 60° é em geral próximo de um vale.

A evidência apresentada já é convincente. Há, ainda, a experiência $Mg^{25}(d,d')Mg^{25*}$ em que Blair e Hamburger (Bl 61) comparam diretamente as intensidades de uma transição coletiva e de uma transição de partícula individual. A estrutura dos níveis do Mg^{25} até 4 Mev de excitação é bem compreendida (vide Fig. 26). Os cálculos de Nilsson (Ni 55), baseados no modelo rotacional, explicam satisfatoriamente quase todas as propriedades (energia de excitação, spin e paridade, probabilidades de transição gama, momento de quadrupolo, etc.) destes estados. Os cálculos representam o Mg^{25} como um caroço de Mg^{24} e um neutron "de valência" que se move em um poço de potencial esférico. O neutron de valência pode estar em várias órbitas, dando diferentes estados intrínsecos do núcleo. Além disso o núcleo como um todo pode entrar em rotação. Para cada estado intrínseco há uma banda de estados rotacionais que se distinguem por terem 0,1,2... quanta de movimento rotacional.

O estado fundamental do Mg^{25} é $5/2^+$; o neutron de valência está na órbita n° 5 de Nilsson (a numeração é basicamente arbitrária) e não há movimento de rotação. A banda rotacional baseada neste nível terá spins e paridades $7/2^+$, $9/2^+$, Entretanto o primeiro estado excitado é $1/2^+$ e o segundo é $3/2^+$ (vide Fig. 26); estes estados não podem pertencer à banda rotacional do estado fundamental. O terceiro estado excitado, em 1,61 Mev, é quase certamente $7/2^+$, e é o primeiro estado excitado da banda rotacional baseada no estado fundamental. O próximo membro desta banda foi identificado recentemente (Bl 61, Hi 61a) em 3,398 Mev ($9/2^+$ com bastante probabilidade). Por outro lado, os estados de 0,58, 0,98 e 1,96 Mev são os três primeiros membros de outra banda rotacional, correspondente à promoção do neutron de valência da órbita n° 5 para a órbita n° 9. Em 2,56 Mev começa mais outra banda rotacional, em que o neutron foi promovido até a órbita n° 11. O estado de 3,407 Mev pertence a outra banda ainda, de paridade negativa.

Vemos portanto que para levar o núcleo de Mg^{25} do estado fundamental para o estado de 0,58 Mev ou para o de 1,61 Mev são necessários dois tipos diferentes de excitação. No primeiro caso precisamos promover um neutron da órbita nº 5 para a órbita nº 9 — é a excitação de um núcleon individual. No segundo caso precisamos fazer o núcleo todo entrar em rotação — é uma excitação coletiva. A experiência de Bl 61 mostrou que a excitação do nível rotacional é mais do que 10 vezes mais provável que a dos níveis vizinhos de outras bandas; as secções de choque (em 30°) são dadas na Fig. 26.

Além do nível de 1,61 Mev só o nível de 3,40 Mev é fortemente excitado. Há, próximo desta energia, dois níveis conhecidos que a resolução energética de Bl 61 não permitiu separar; um é $3/2^-$ e o outro provavelmente $9/2^+$ (Bl 61a). É provável que o nível fortemente excitado em (d,d') seja o estado $9/2^+$ que seria o terceiro membro da banda rotacional do estado fundamental.

Conclui-se que, no caso de Mg^{25} as excitações coletivas são favorecidas por fatores grandes, ~ 10, sobre as de uma partícula.

F.4 Excitações Coletivas: Teoria

Recentemente Pinkston e Satchler (Pi 61) deram uma justificativa teórica do favorecimento das excitações coletivas em espalhamento inelástico. Mostraram que o operador que induz as transições do núcleo alvo no espalhamento inelástico é análogo ao que induz as transições eletromagnéticas. Em particular, quando a partícula emergente tem ângulo de espalhamento pequeno, usando a aproximação de ondas planas a forma destes operadores é exatamente a mesma. Assim, se uma transição eletromagnética é favorecida pelas correlações coletivas existentes entre os núcleons, essa transição em espalhamento inelástico também será favorecida. Explica-se portanto a correlação encontrada por Cohen entre a secção de choque inelástica e a de excitação coulombiana (Fig. 19). Note-se que as correlações entre as partículas podem ser pequenas, do ponto de vista do modelo de camadas, e, no entanto, produzir um aumento considerável da intensidade da transição. Um nível pode ser bem descrito pelo modelo de camadas quanto à

sua energia, momento angular, paridade e quanto às secções de choque de reações (d,p) e (d,t) , e no entanto ser fortemente excitado em espalhamento inelástico e excitação coulombiana. Cohen (Co 61b) procurou, e não encontrou, uma anticorrelação entre as secções de choque (d,p) , (d,t) que conduzem a um dado estado final e a secção de choque (d,d') que leva ao mesmo estado. A idéia simples de que um determinado estado do núcleo ou é do tipo coletivo, ou é do tipo de uma só partícula (i.e. do tipo modelo de camadas) levaria a esperar que os níveis fortemente excitados em reações (d,d') não o sejam em reações (d,p) e (d,t) , e vice-versa. A natureza, entretanto, é mais complexa. "Coletivo" e "de uma só partícula" são apenas aspectos parciais de uma só realidade, cada um dos quais é mais acentuado em certas experiências. Aliás o modelo nuclear unificado de Bohr e Mottelson (Bo 53) tenta justamente reconciliar êstes dois aspectos da estrutura nuclear.

Devemos mencionar ainda os recentes progressos na descrição teórica dos movimentos coletivos em geral usando técnicas desenvolvidas primeiramente na teoria da supercondutividade (vide p.ex. Mo 60) . Parece que os novos métodos serão capazes de dar uma descrição unificada de todos os estados coletivos, incluindo os estados de vibração quadrupolar (2^+ — o 1º estado excitado dos núcleos par-par), octupolar (3^- , o estado "anômalo" de Cohen), dipolar (1^- , a ressonância gigante fononuclear) e outros estados ainda não conhecidos, em excitações altas, cuja existência a teoria prediz. Alguns estados coletivos devem ser fortemente excitados em espalhamento inelástico, outros em reações (p,n) , etc. Assim as experiências de espalhamento inelástico, em partícula (d,d') , ainda poderão nos ensinar muito sobre a estrutura nuclear.

F.5 Espalhamento Inelástico por Difração e Aproximação de Born de Ondas Distorcidas

Do exposto nas secções anteriores conclue-se que a concordância das teorias de ondas planas com a experiência é pobre, limitando-se a certos aspectos dos dados, como a existência de um pico frontal na distribuição angular. Deve-se portanto tentar substituir a aproximação de ondas planas por outra mais realista. As duas teorias mais

aplicáveis ao espalhamento de deuteronos são as de espalhamento inelástico por difração, e aproximação de Born de ondas distorcidas.

O modelo de espalhamento por difração foi desenvolvido por Blair (Bl 59, Bl 60, Mc 60) depois dos trabalhos iniciais de Drozdov (Dr 55) e Inopin (In 56), sobre espalhamento de neutrons (n,n'). Refere-se somente a espalhamento por núcleos deformáveis e a excitações coletivas. O núcleo é representado como inteiramente "negro", i.e. supõe-se que a função de onda é fortemente absorvida dentro de uma superfície esferoidal de raio

$$R(\theta, \varphi) = R_0 \left(1 + \sum \alpha_{lm} Y_{lm}(\theta, \varphi) \right)$$

onde R_0 é o raio médio, os Y_{lm} são harmônicas esféricas e os α_{lm} definem a forma do núcleo. O cálculo é feito na aproximação adiabática (Ch 56), isto é, o período do movimento coletivo é considerado muito maior que o tempo de colisão. Finalmente, o cálculo é feito só para ângulos de espalhamento pequenos, em "aproximação de Fraunhofer". Com estas hipóteses é possível achar uma fórmula explícita simples para a secção de choque diferencial de espalhamento elástico e inelástico. A dependência angular de σ é dada, para o espalhamento elástico, por

$$\sigma_{inc} R_0^2 \frac{J_1^2(K_{inc} R_0 \theta)}{(K_{inc} R_0 \theta)^2}$$

e para o espalhamento inelástico

por expressões semelhantes em que aparecem funções de Bessel de outra ordem. Por exemplo para a transição $0^+ \rightarrow 2^+$ ao primeiro estado excitado dos núcleos par-par a dependência angular é dada por

$$\sigma_{inc} R_0^2 \left[\frac{1}{4} J_0^2(K_{inc} R_0 \theta) + \frac{3}{4} J_2^2(K_{inc} R_0 \theta) \right],$$

tanto para excitação rotacional como para excitação vibracional (Bl 59). Para estados de paridade negativa as funções de Bessel são de ordem ímpar, para os de paridade positiva, são pares. Como as funções de Bessel de ordem par têm os seus máximos e zeros fora de fase dos das funções de ordem ímpar, vemos que a teoria prediz que as distribuições angulares dos níveis pares estão fora de fase com as dos níveis ímpares, e que o espalhamento elástico está em fase com os níveis ímpares.

A teoria prevê também a secção de choque diferencial absoluta σ , e a sua dependência da energia incidente E_D : para o mesmo momento transferido q , σ deve ser proporcional a K_{inc}^2 , que é proporcional a E_D ; para excitação do nível rotacional 2^+ dos núcleos pares, σ deve ser proporcional ao quadrado do parâmetro de deformação β .

A teoria de Blair-Drozdoz teve muito sucesso quando aplicada ao espalhamento elástico e inelástico de partículas α , (Bl 59, Bl 60, Mc 60). Para deuteronos, vimos nas secções C.5 e C.6 que as posições dos máximos e mínimos das distribuições angulares não concordam tão bem com a teoria.

Discutiremos a seguir comparações mais detalhadas da secção de choque diferencial com a teoria, feitas para o magnésio em várias energias (Bl 60, Bl 61, Ma 61). As distribuições angulares teóricas têm máximos e mínimos muito mais pronunciados do que as experimentais. Por outro lado a teoria prediz que em ângulos pequenos, $\theta < 15^\circ$, a secção de choque deve crescer até um máximo em 0° . Os dados de Bl 61 chegaram até $\theta = 10^\circ$ e não encontraram o comportamento previsto. Neste particular, a teoria de ondas planas (p.ex. Sa 58) concorda melhor com a experiência, pois prediz um mínimo em 0° . O valor do parâmetro de deformação β para o Mg^{24} deduzido das medidas de (d, d') usando a teoria concorda bem com outras estimativas desse parâmetro (Li 58). Quanto à variação com a energia, a experiência concorda aproximadamente com a teoria só no pico principal da distribuição angular. Nos ângulos maiores o aumento da secção de choque com E_D é mais lento do que o previsto (vide Fig. 25 e Bl 61). Ma 61 analisaram os dados de muitas energias, achando para cada energia os valores de β e R_0 que dão o melhor ajuste com a experiência. Verificaram que R_0 se conserva no intervalo $6,2 \pm 0,4 f$ e β varia de 0,18 a 0,25. É interessante que os valores de R_0 deduzidos do espalhamento elástico decrescem sistematicamente com E_D crescente, ao passo que o R_0 deduzido do espalhamento inelástico, apesar de apresentar maiores flutuações, não mostra este comportamento sistemático. Nas energias altas os dois valores de R_0 concordam.

Rost e Austern (Ro 60) mostraram, pouco depois de Bl 59, que o modelo de Blair e Drozdov é, na realidade, um caso particular

de aproximação de Born com ondas distorcidas, aplicável a núcleos com deformações pequenas e forte absorção. A aproximação de Born com ondas distorcidas é muito mais complicada que a teoria de Blair-Drozdo, exigindo extensos cálculos numéricos, possíveis somente em computadores eletrônicos. Em compensação permite cálculos mais exatos, principalmente na região de ângulos grandes. O acôrdo com a experiência é bastante bom para reações (α, α') , melhor que o de Blair. Para reações (d, d') só foi feita comparação no caso do magnésio, em que deu acôrdo ligeiramente melhor que as teorias simples de Blair e de ondas planas (Bl 61); não se trata, entretanto, de uma melhora importante. Note-se que Ro 60 consideram uma partícula incidente puntiforme mas um núcleo com uma superfície de espessura finita (ao contrário de Blair que toma um núcleo de superfície infinitésima i.e. a densidade da matéria nuclear cae a zero repentinamente em um raio bem definido). Os resultados dos cálculos sugerem que no caso do deuteron não basta levar em conta a espessura de superfície do núcleo alvo, mas seria necessário considerar também o tamanho finito do deuteron.

Rost e Austern encontram uma dependência da secção de choque com a energia incidente semelhante à de Blair: a secção de choque num dado valor do momento transferido q é proporcional à energia incidente E_D (por sua vez proporcional a K_{inc}^2). Como já notámos acima, esta predição é verificada somente no primeiro pico da distribuição angular.

Outra consequência importante do trabalho de Ro 60 é que as excitações coletivas e as de uma só partícula são tratadas no mesmo formalismo. As distribuições angulares são aproximadamente independentes do modo de excitação, mas a secção de choque absoluta para transições de uma só partícula é menor.

Recentemente Lemmer, De Shalit e Wall (Le 61) mostraram que a regra de fase de Blair só se aplica, dentre os estados vibracionais, aos estados de um quantum de excitação (um fónon). Os estados de dois fónons devem, segundo o cálculo de Le 61, estar em fase com o espalhamento elástico, apesar de ~~temporidade~~ $+$. Assim, Le 61 puderam explicar certos resultados experimentais do grupo de Saclay (vide Le 61), de reações (α, α') em Fe^{56} e Ni^{58} . Em reações (d, d') resultados preliminares (Co 62, Jo 62) não indicam uma defasagem bem definida entre estados de um e dois fónons e paridade $+$.

Referências Bibliográficas

- Al 56 Alder, Bohr, Huus, Mottelson e Winther, Rev. Mod. Phys. 28,
432 (1956)
- Ar 61 J.C. Armstrong e K.S. Quisenberry, Phys. Rev. 122, 150 (1961)
- Au 60 N.Austern - Capítulo V de Fast Neutron Physics - Editado por
J.B. Marion - Interscience, New York, E.U.A.
- Be 52 Bender, Reilley, Allen, Ely, Arthur e Hausman, Rev. Sci.Instr.
23, 542 (1952)
- Be 56 F.A. El Bedewi, Proc. Phys. Soc. 69, 221 (1956)
- Be 58 F.A. El Bedewi e S. Tadros, Nuclear Phys. 6, 434 (1958)
- Bh 52 Bhatia, Huang, Huby e News, Phil. Mag. 43, 485 (1952)
- Bl 59 J.S. Blair, Phys. Rev. 115, 928 (1959)
- Bl 60 J.S. Blair, Farwell e Mc Daniels, Nuclear Phys. 17, 641(1960)
- Bl 61 A.G. Blair e E.W. Hamburger, Phys. Rev. 122, 566 (1961)
- Bo 53 A.Bohr e B.R. Mottelson, Dan. Mat. Fys. Medd. 27,No.16(1953)
- Bo 56 A.Bohr, Conferência de Física Nuclear de Amsterdam, 1956 (ci-
tado por Co 58) e Physica 22, 963 (1956).
- Bu 50 Burrows, Gibson e Rothlat, Phys. Rev. 80, 1095 (1950)
- Bu 51 S.T. Butler, Proc. Roy. Soc. A 208, 559 (1951)
- Bu 57 S.T. Butler, Phys. Rev. 106, 272 (1957)
- Ch 56 D.M. Chase, Phys. Rev. 104, 838 (1956)
- Ci 60 N.Cindro e N.S. Wall, Phys. Rev. 119, 1340 (1960)
- Co 57 B.L. Cohen, Phys. Rev. 105, 1549 (1957)
- Co 57a B.L. Cohen e S.Mosko, Phys. Rev. 106, 995 (1957)
- Co 58 B.L. Cohen e A.G. Rubin, Phys. Rev. 111, 1568 (1958)
- Co 59 B.L. Cohen, Rev. Sci. Instr. 30, 415 (1959)
- Co 59a B.L. Cohen, comunicação particular (1959)

- Co 59 b B.L. Cohen, Phys. Rev. 116, 426 (1959)
- Co 61a B.L. Cohen, a ser publicado no Phys. Rev.
- Co 61b B.L. Cohen e R.E. Price, Phys. Rev. 123, 283 (1961)
- Co 62 B.L. Cohen, comunicação particular (1962)
- Do 60 Doehring, Jahr e Schmidt-Rohr, Z. Physik 159, 149 (1960)
- Dr 55 S.I. Drozdov, Zhur. Eksp. i Teoret. Fiz. 34, 1207 (1958)
Soviet Phys. JETP 7, 834 (1958)
- Ed 60 Edakowa, Neudachin e Romanovskii, Zhur. Eksp i Teoret. Fiz, 38, 248 (1960) - Soviet Phys. JETP 11, 180 (1960)
- El 57 J.P. Elliott e A.H. Lane, Handbuch der Physik vol. 39, ed.
por S. Flügge (Springer, Berlin, 1957) pag. 352
- Fa 57 W.M. Fairbain, Proc. Roy. Soc. A238, 448 (1956-57)
- Fa 60 W.M. Fairbain, Nucl. Phys. 15, 678 (1960)
- Fr 54 Freemantle, Gibson e Rotblat, Phil. Mag. 45, 1200 (1954)
- Fr 61 Freindl, Niewodniczanski, Nurzynski, Slapa e Strzalkowski,
Proc. Ruthf. Conf., Manchester (1961) C5/21
- Go, 56 S. Goldstein e I. Talmi, Phys. Rev. 102, 589 (1956)
- Gr 49 Greenlees, Kempton e Rhoderick, Nature 164, 663 (1949)
- Gr 55 G.W. Greenlees, Proc. Phys. Soc. A68, 97 (1955).
- Gr 56 T.S. Green e R. Middleton, Proc. Phys. Soc. A69, 28 (1956)
- Gr 60 G.W. Greenlees e J. Lowe, Proc. Phys. Soc. A76, 149 (1960)
- Ha 55a S. Hayakawa e S. Yoshida, Proc. Phys. Soc. A68, 656 (1955)
- Ha 55b S. Hayakawa e S. Yoshida, Progress Theoret. Phys. (Kyoto)
14, 1 (1955)
- Ha 56 J.W. Hoffner, Phys. Rev. 103, 1398 (1956)
- Ha 59 E.W. Hamburger, Tese de Doutorado, Universidade de Pitts-
burgh, Pittsburgh, E.U.A., 1959
- Ha 60a E.W. Hamburger e J.R. Cameron, Phys. Rev. 117, 781 (1960)
- Ha 60b E.W. Hamburger e A.G. Blair, Phys. Rev. 119, 777 (1960)

- Ha 61a E.W. Hamburger e L.R. Reber, Capítulo III deste trabalho
- Ha 61b Hamburger, Cohen e Price, Capítulo IV deste trabalho
- Ha 61c E.W. Hamburger, Phys. Rev. 123, 619 (1961)
- Hc 58 I.J. van Noerden, Nuclear Phys. 6, 55 (1958)
- Hi 56 S. Hinds e R. Middleton, Proc.Phys.Soc. A69, 221 (1956)
- Hi 57 Hinds, Middleton e Parry, Proc.Phys.Soc. A70, 900 (1957)
- Hi 61a Hinds, Middleton e Litherland, Nuclear Phys. 24, 510 (1961)
- Hi 61b S. Hinds e R. Middleton, Proc. Ruth. Conf., Manchester, 1961, c5/50
- Ho 49 J.R. Molt e C.T. Young, Nature 164, 1000 (1949)
- Hu 51a R. Huby e H.C. Newns, Phil.Mag. 42, 1442 (1951)
- Hu 51b R. Huby e H.C. Newns, Proc.Phys.Soc. A64, 619 (1951)
- Hu 53 R. Huby, Progress of Nuclear Physics, ed. por O.Frisch, Butterworth, Londres, 1953, pag. 177
- In 56 E.V. Inopin, Zhur. Eksp. i Teoret. Fiz. 31, 901 (1956);
Soviet Phys. JETP 4, 764 (1957)
- Is 61a Ishizaki, Saji, Ishinetsu, Nakamura, Nakano e Yasumi -
INSJ-44, Institute for Nuclear Study-Universidade de
Tokyo, Tokyo, Japão
- Is 61b Y. Ishizaki, Phys.Soc. Japan, 16, 1056 (1961)
- Ja 61 Jahr, Müller, Oswald e Schmidt-Rohr, Z.Physik 161, 509(1961)
- Je 62 Jolly, Min, Cohen e Hamburger - trabalho a ser apresentado
na reunião de Washington da "Amer.Phys.Soc." em abril
de 1962.
- Ko 58 T.I. Kopaleishvili e V.I. Mamasakhlisov, Zhur.Eksp. i Teoret.
Fiz. 35, 1017 (1958) - Soviet Phys. JETP 8,711 (1959)
- Le 55 Levine, Bender e Mc Cruer, Phys.Rev. 271, 1249 (1955)
- Le 61 Lesmer, de Shalit e Wall, Phys.Rev. 124, 1155 (1961)
- Li 58 Litherland, Mc Manus, Paul, Bromley e Gove, Can. J. Phys.
36, 378 (1958)

- Lo 61 Charles A. Low - Tese de Master, Universidade de Pittsburgh, Pittsburgh, E.U.A., 1961
- Ma 57 Mazari, Sperduto e Buschner, Phys.Rev. 107, 365 (1957)
- Ma 57a Mazari, Buschner e de Figueiredo, Phys.Rev. 108, 373 (1957)
- Ma 58 V.I. Manasakhilov e T.I. Kopaleishvili, Zhur. Eksp. i Teoret Fiz. 34, 1169 (1958) - Soviet Phys. JETP 7, 809 (1958)
- Ma 60 M.H. Macfarlane e J.B. French, Rev.Mod.Phys. 32, 567 (1960)
- Ma 61 Mayer-Büricke, Sante, Schmidt-Rohr, "Berichte der Kernforschungsanlage Jülich - Nr 30, Max-Planck Institute, Heidelberg - Alemanha, 1961
- Ma 61a S. Mayo e J. Rosenblatt - comunicação particular (1961)
- Ma 62 S. Mayo e J.E. Testani - comunicação particular (1962)
- Mc 60 Mc Daniels, Blair, Chen e Farwell, Nuclear Phys. 17, 614 (1960)
- Mi 52 R. Middleton e C.T. Tai, Proc.Phys.Soc. 465, 752 (1952)
- Mi 61 H. E. Hitler, Nuclear Phys. 23, 200 (1961)
- Mo 57 S.A. Moszkowski, Handbuch der Physik, vol. 39, Springer, Berlin, 1957, pag. 488
- Mo 59 I.L. Morgan e J.T. Prudhomme, Bull.Am.Phys.Soc. II, 4, 103, P2 (1959)
- Mo 60 B. Mottelson, Proceedings of the International Conference on Nuclear Structure, Kingston, Canada, 1960, University of Toronto Press, Toronto, Canadá
- Mu 51 C.T. Mullin e E. Guth, Phys. Rev. 82, 141 (1951)
- Na 58 M. El Nadi, Zhur. Eksp. i Teoret Fiz. 34, 1207 (1958); Tradução: Soviet Physics JETP 7, 834 (1958)
- Na 60 M. El Nadi e M. Wafik, Proc. Phys. Soc. 76, 185 (1960)
- Ne 60 O.F. Nemets e G.A. Prokopets, Zhur. Eksp. i Teoret. Fiz. 38, 693 (1960) - Tradução: Soviet Phys. JETP 11, 499 (1960)

- Ki 55 S.G. Nilsson, *Bgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat.-Fys. Medd.* 22, No. 16 (1955)
- Ku 61 Nuclear Data Sheets, National Research Council, Washington D.C., E.W.A., 1961.
- Of 59 S. Odian e A. Schwarzschild, *Phys.Rev.Lett.* 3, 364 (1959)
- Pa 56 S.P. Pandya, *Phys.Rev.* 103, 950 (1956)
- Pi 61 W.T. Finkston e G.R. Satchler, *Nuclear Phys.* 27, 270 (1961)
- Ro 60 E. Rost e H. Austern, *Phys.Rev.* 120, 1575 (1960)
- Sa 58 J. Sawicki, *Nuclear Phys.* 6, 613 (1958)
- Si 59 A.G. Sitniko, *Uspokhi Fiz. Nauk. (URSS)* 67, 377 (1959);
Tradução: *Soviet Physics-Uspokhi* 2, 195 (1959)
- Sl 61 R.J. Slobodrian - a ser publicada no *Phys. Rev.*
- Sp 58 A. Sperduto e W.W. Ruedman, *Phys.Rev.* 109, 1462 (1958)
- Su 58 R.G. Summers-Gill, *Phys.Rev.* 109, 1591 (1958)
- Ta 60 H. Takeda, *J. Phys.Soc. Japan*, 15, 557 (1960)
- Tr 62 Trehan, Shafroth e van Patter, *Bull. Am. Phys.Soc.* II, 7,
82, 76 (1962)
- Ty 58 A. Tyrón e Th. A.J. Maris, *Nuclear Phys.* 6, 446 (1958)
- Vo 58 W.F. Vogelsang e J.H. Mc Grucr, *Phys.Rev.* 109, 1663 (1958)
- Yn 59a J.L. Yntona e D. Zeidman, *Phys.Rev.* 114, 815 (1959)
- Yn 59b J.L. Yntona e D. Zeidman, *Phys.Rev. Lett.* 2, 309 (1959)
- Wh 58 W. Thaling - *Handbuch der Physik* vol. 34, ed. por S. Flügge
(Springer, Berlin, 1958) pag. 195.

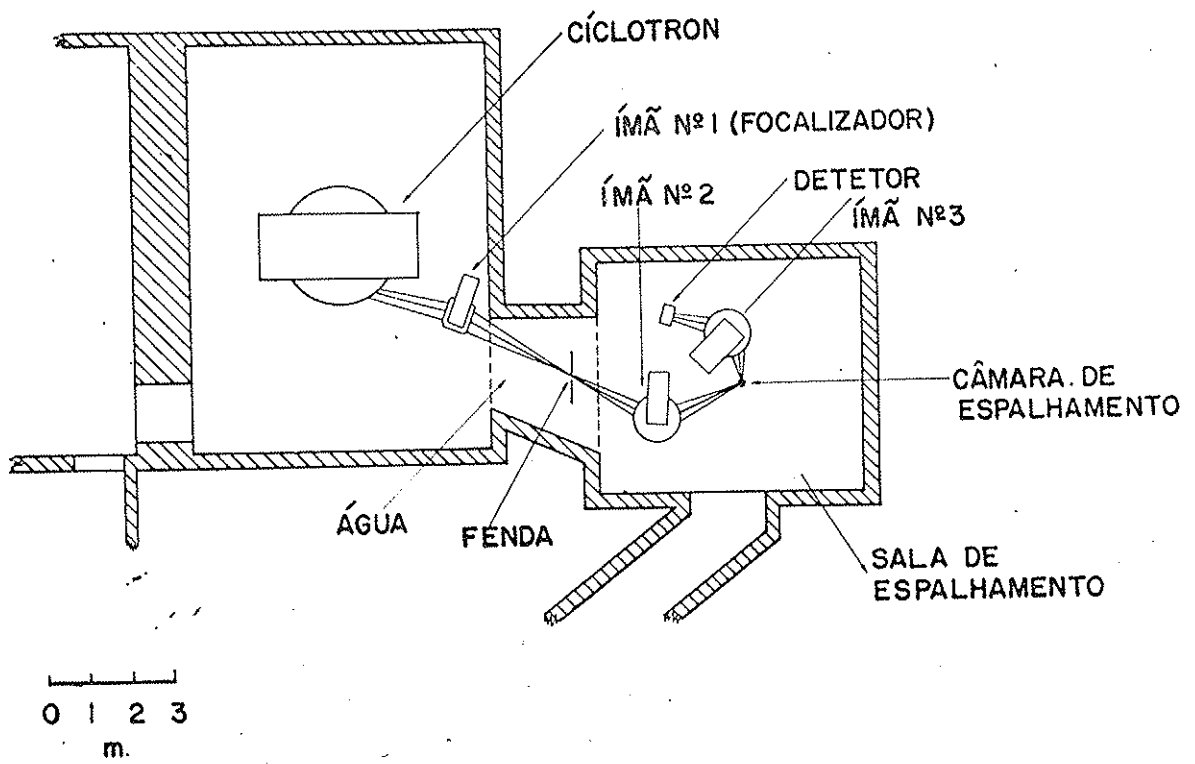


FIG. 1 - Arranjo Experimental - Vista Geral Esquemática

0 10cm

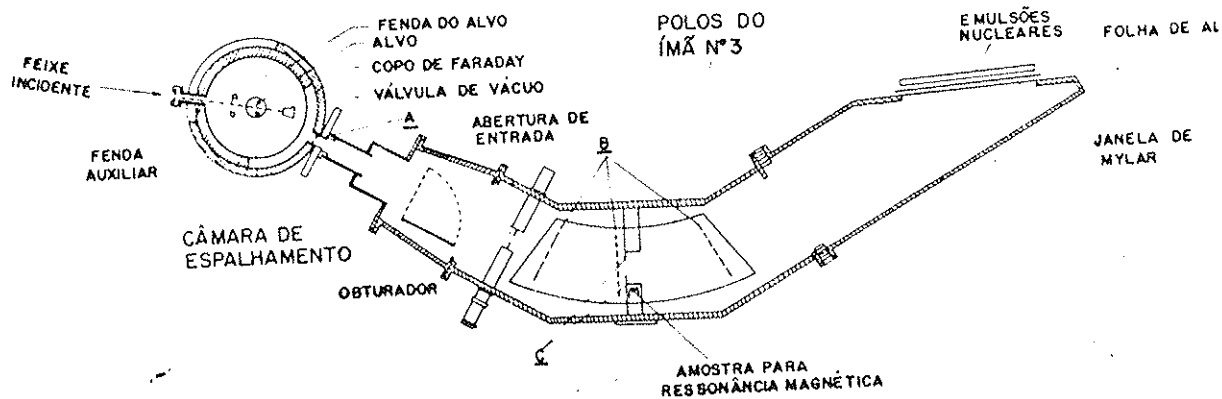


FIG. 2 - Detalhe da câmara de espalhamento e da câmara de vácuo do ímã nº 3 - corte horizontal esquemático.

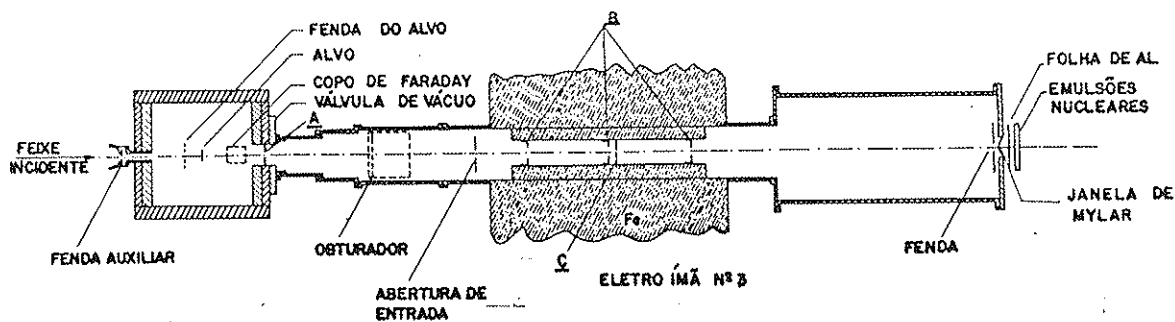


FIG. 3 - Corte vertical esquemático da câmara de espalhamento e câmara de vácuo do ímã nº 3. As dimensões verticais estão tão exageradas em relação às horizontais.

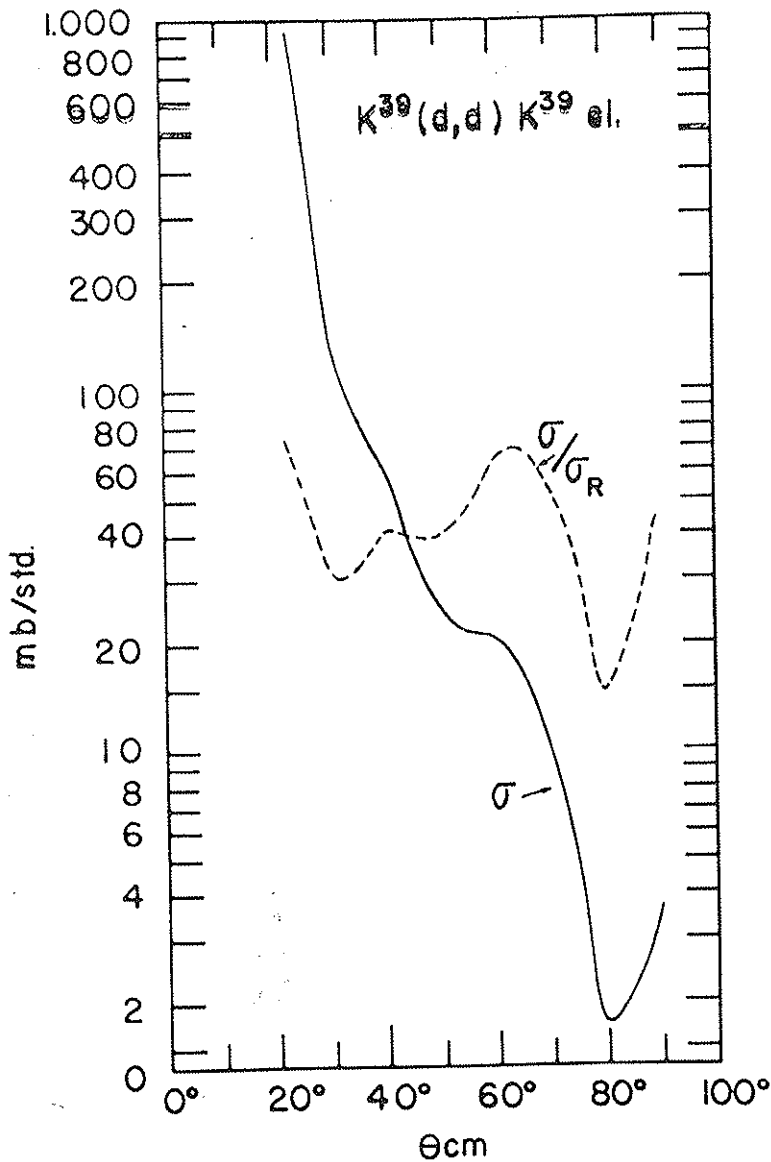


FIG. 4 - Secção de choque, σ , para espalhamento elástico de deuteronos no potássio (linha cheia) e σ dividido pela secção de choque coulombiana, σ_R , (linha interrompida) v.s. o ângulo de espalhamento no sistema de centro de massa. A escala de σ/σ_R foi arbitrariamente normalizada para o valor 30 em 32° . A escala absoluta de σ é descrita no texto.

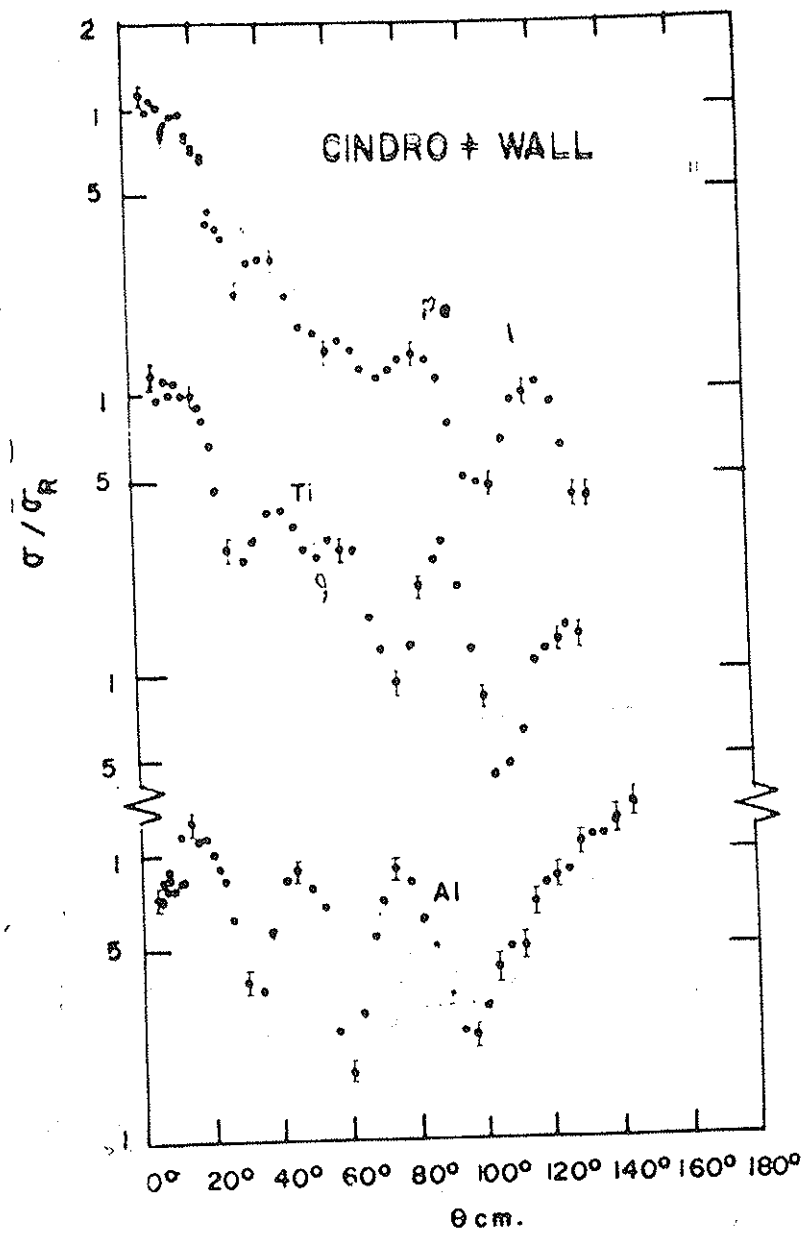


FIG. 5 - A razão σ/σ_R medida por Cindro e Wall (Ci 60) para Al, Ti e Fe.

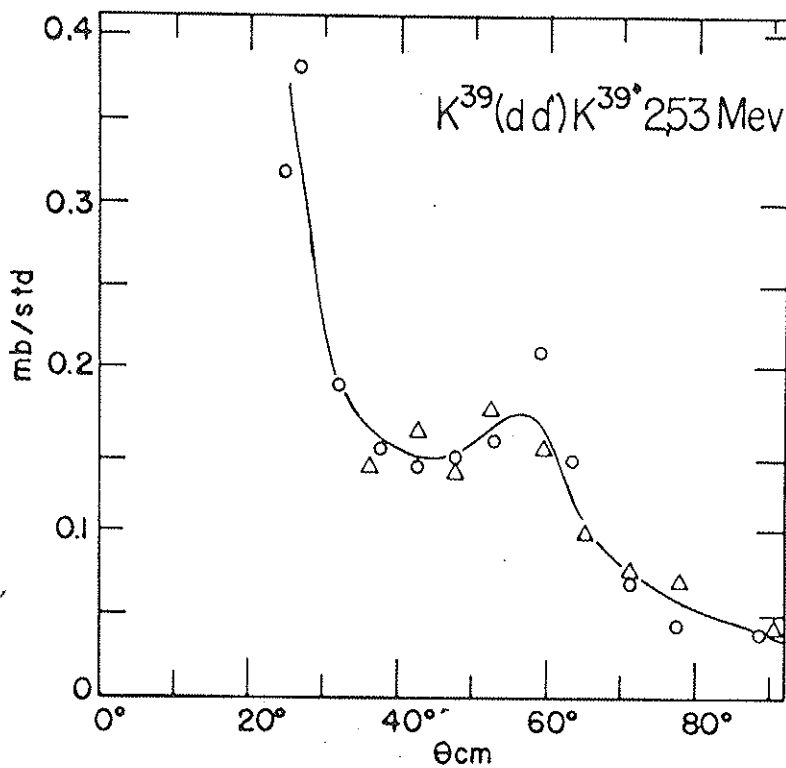


FIG. 6 - Distribuição angular da reação $K^{39}(d,d')K^{39*}(2,53 \text{ MeV})$. Os pontos circulares e triangulares distinguem duas séries de dados. A linha representa o andamento geral dos pontos experimentais.

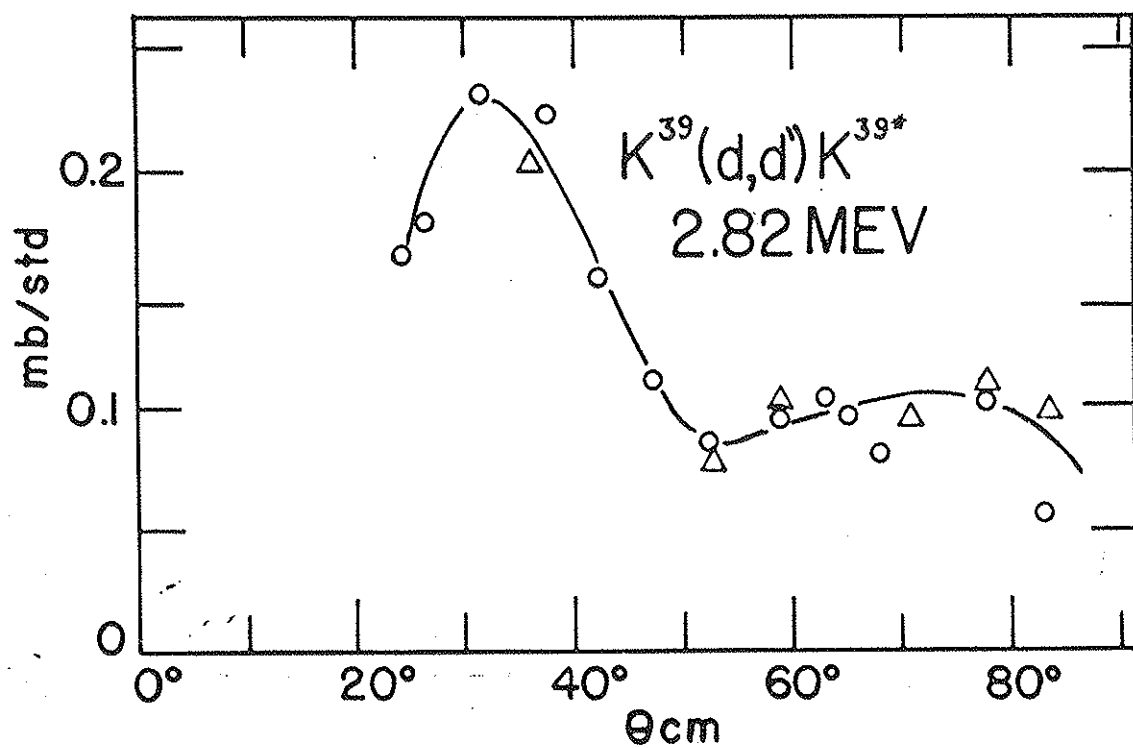


FIG. 7 - Distribuição angular da reação $K^{39}(d,d')K^{39*}$ (2,82 Mev)

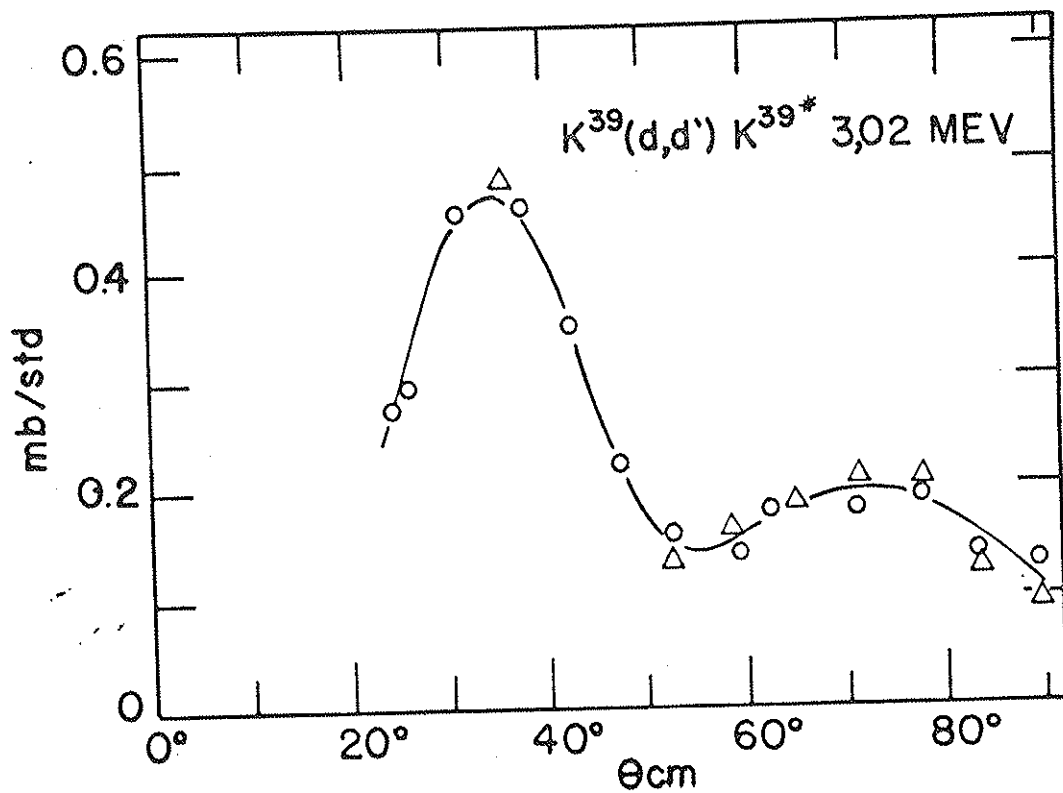


FIG. 8 - Distribuição angular da reação $K^{39}(d,d')K^{39*}$ (3,02 Mev)

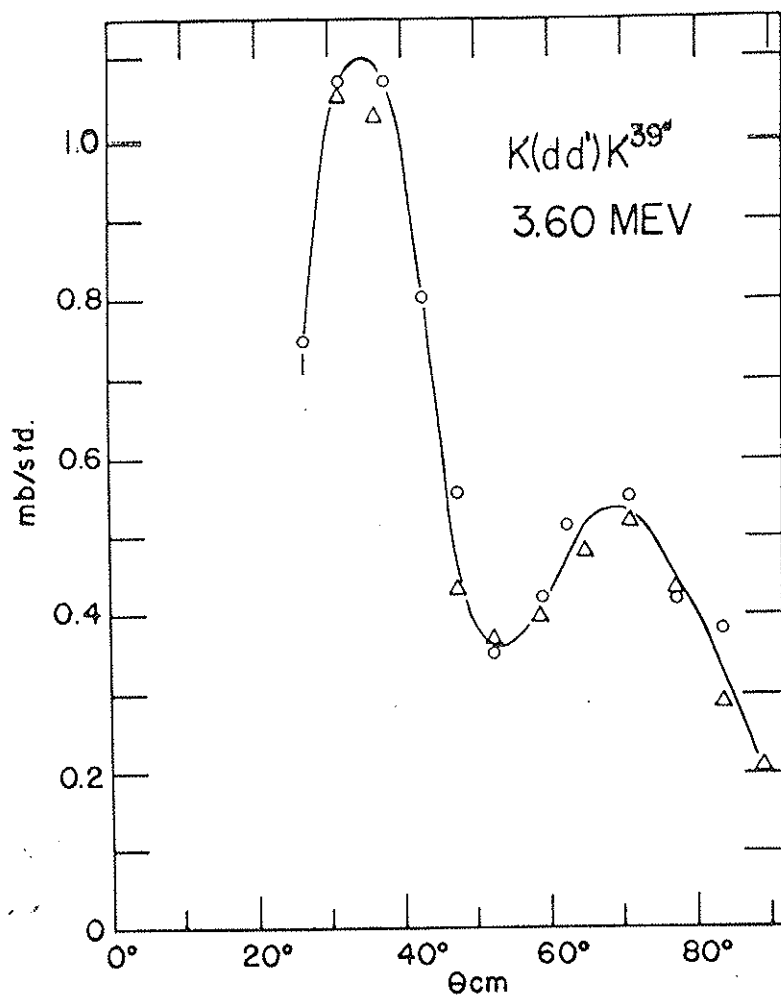


FIG. 9 - Distribuição angular da reação $K^{39}(d,d')K^{39*}$ (3,60 Mev)

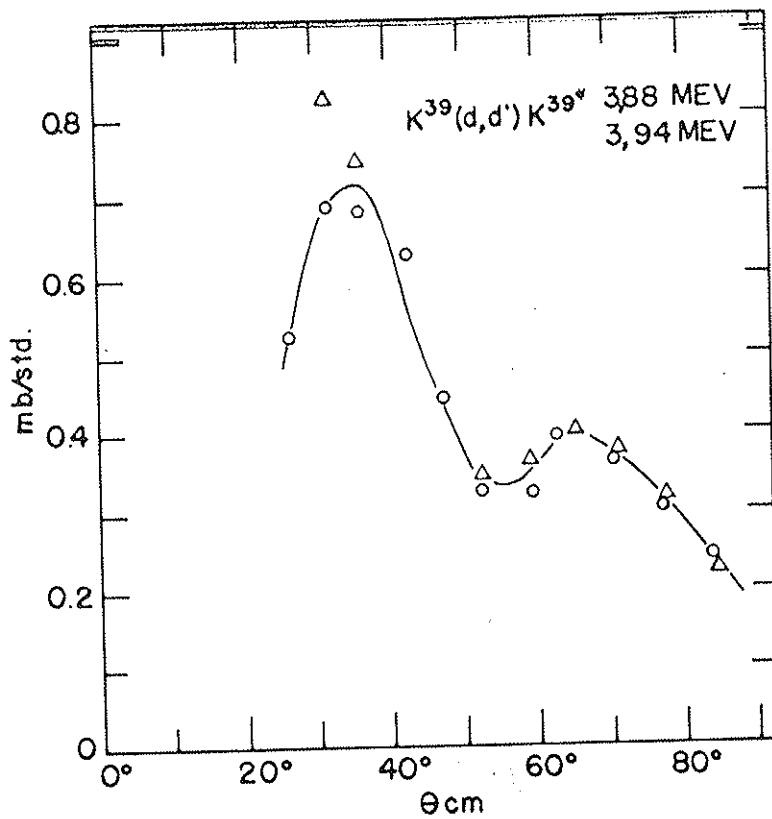


FIG. 10 - Distribuição angular da reação $K^{39}(d,d')K^{39*}$ (níveis não resolvidos em 3,88 Mev e 3,94 Mev).

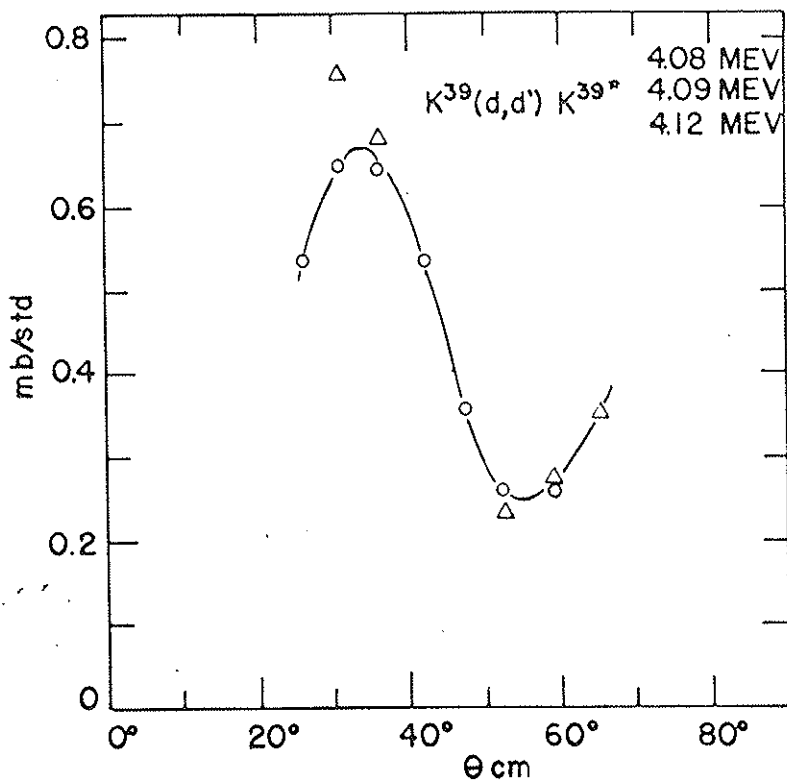


FIG. 11 - Distribuição angular da reação $K^{39}(d,d')K^{39*}$ (níveis não resolvidos, em 4,08, 4,09 e 4,12 Mev).

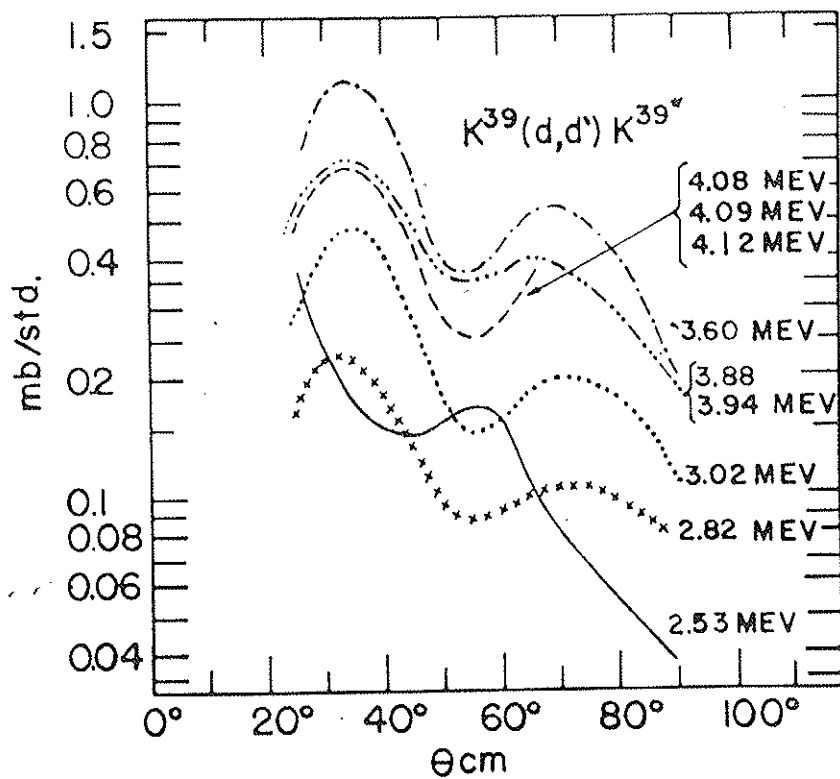


FIG. 12 - Distribuições angulares da reação $K^{39}(d,d')$ para diferentes níveis. As linhas representam o andamento geral dos pontos experimentais das figuras 6 a 11.

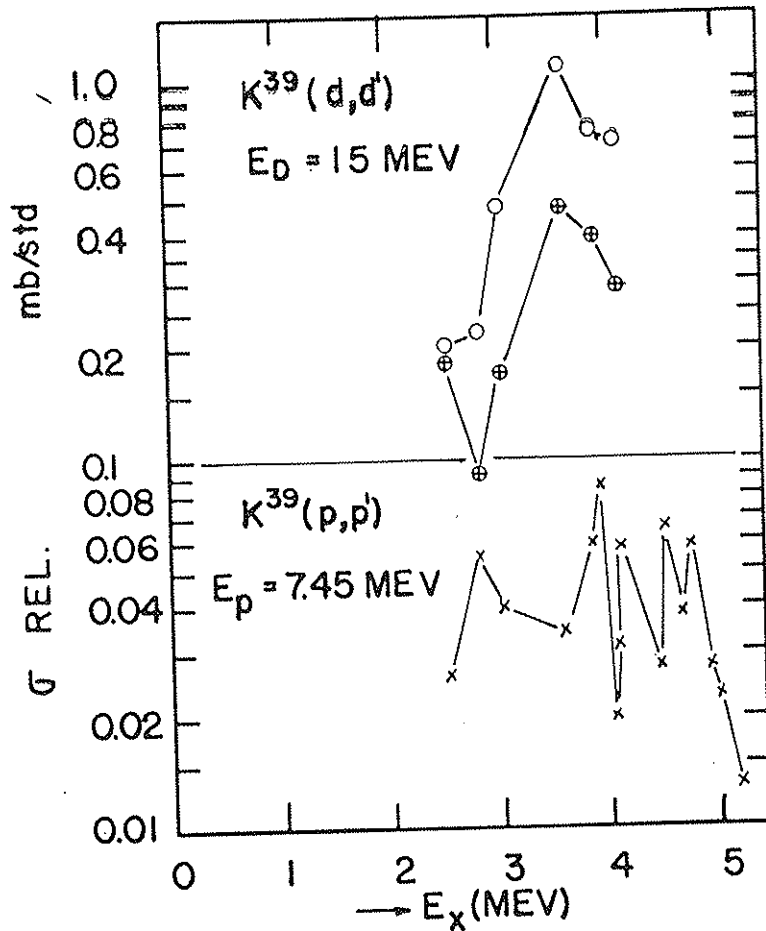


FIG. 13 - Em cima: secção de choque da reação $K^{39}(d,d')$ no pico da distribuição angular (círculos) e em 60° (cruzes) como função da energia de excitação E_x no K^{39} . Em baixo: intensidade dos níveis observados por Sperduto e Buechner (Sp. 58) para a reação $K^{39}(p,p')$ em 60° , em função de E_x . Notar que os pontos em (d,d') nas energias $E_x = 3,9$ Mev e $4,1$ Mev correspondem a grupos de níveis não resolvidos.

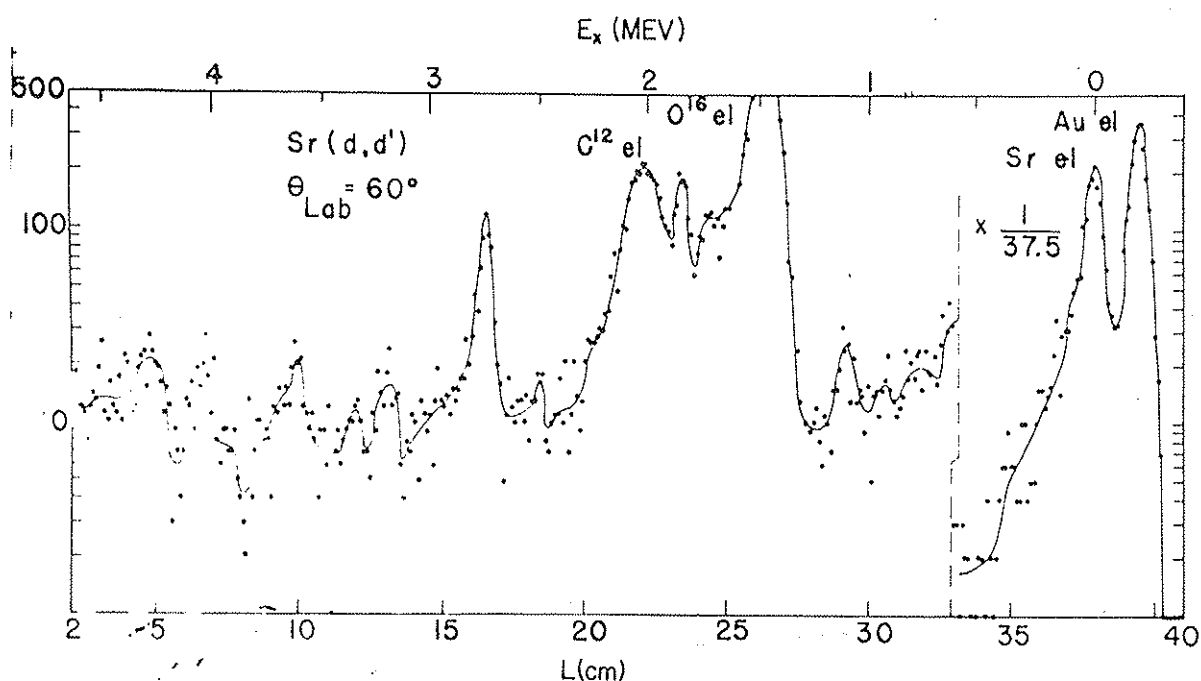


FIG. 14 - Espectro dos deuterons espalhados por um alvo de estrôncio sobre ouro em $\theta_{\text{LAB}} = 60^\circ$. Os grupos elásticos do Au e Sr estão divididos por um fator de 37,5. O cotovelo que aparece do lado esquerdo do pico elástico do O^{16} é devido ao nitrogênio. A curva sólida foi passada livremente pelos pontos experimentais. Alguns dos picos que neste ângulo são duvidosos foram observados também em outros ângulos. A escala horizontal inferior é a distância, em centímetros, ao longo da chapa; a superior é a energia de excitação do Sr, em Mev. A intensidade é dada pelo número de traços por 2.85 mm^2 de área da chapa e 500 μc de corrente de deuterons.

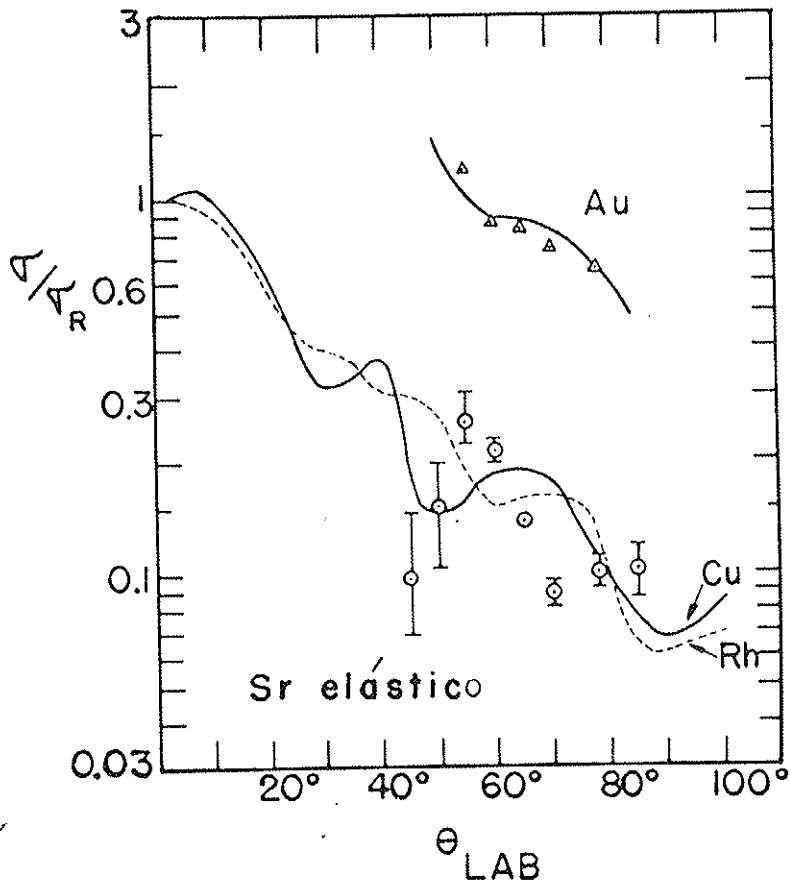


FIG. 15 - Distribuição angular de deuteronos espelhados elásticamente pelo estrôncio (pontos circulares) e pelo ouro (triângulos). As secções de choque foram divididas pela secção de choque de Rutherford σ_R . Sômente os dados do estrôncio estão em uma escala absoluta, os do ouro foram normalizados arbitrariamente. As curvas contínuas provêm do trabalho de Cindro e Wall (Ci 60) para o cobre (curva cheia), ródio (curva interrompida) e ouro (curva cheia).

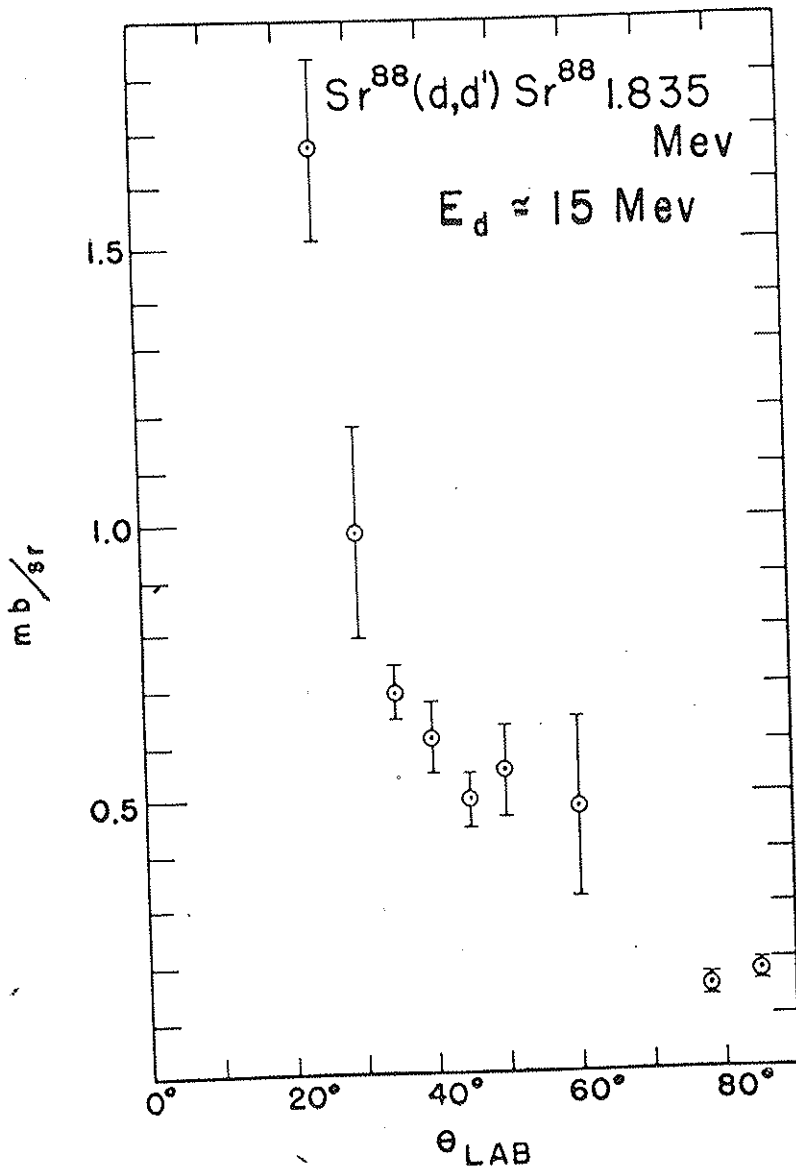


FIG. 16 - Distribuição angular para o espalhamento inelástico que conduz ao nível de 1,835 Mev do Sr^{88} .

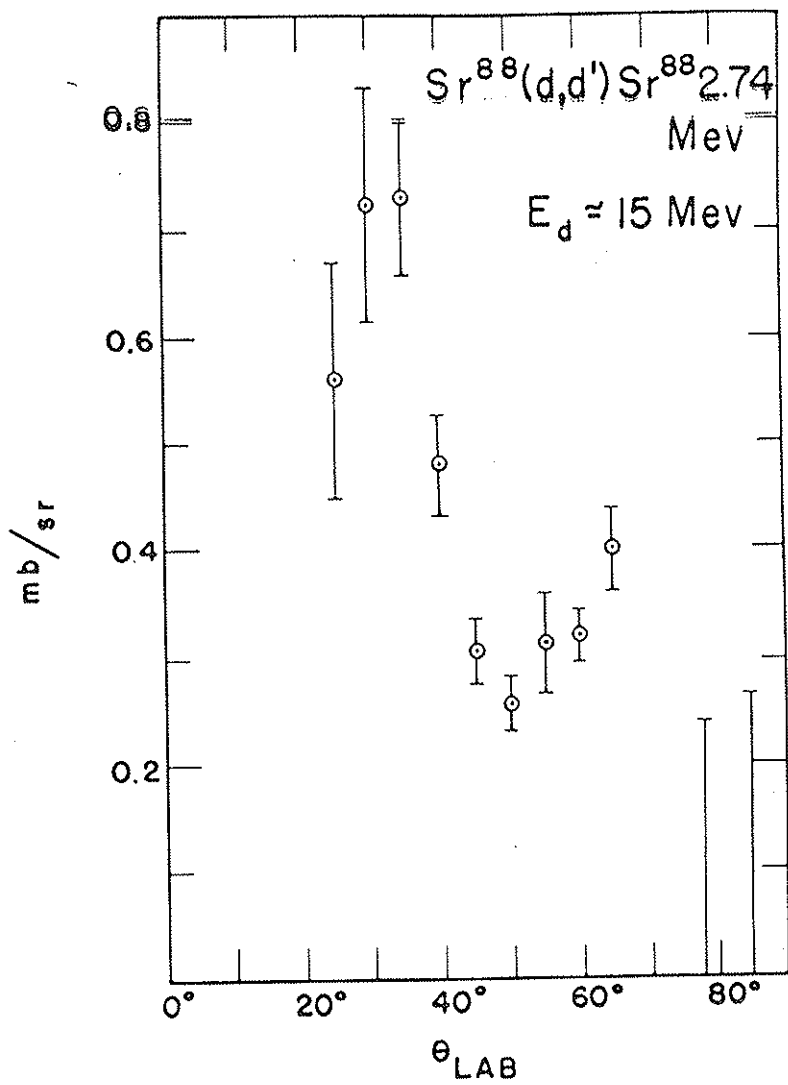


FIG. 17 - Distribuição angular dos deuterons correspondentes ao estado de 2,74 Mev do Sr^{88} .

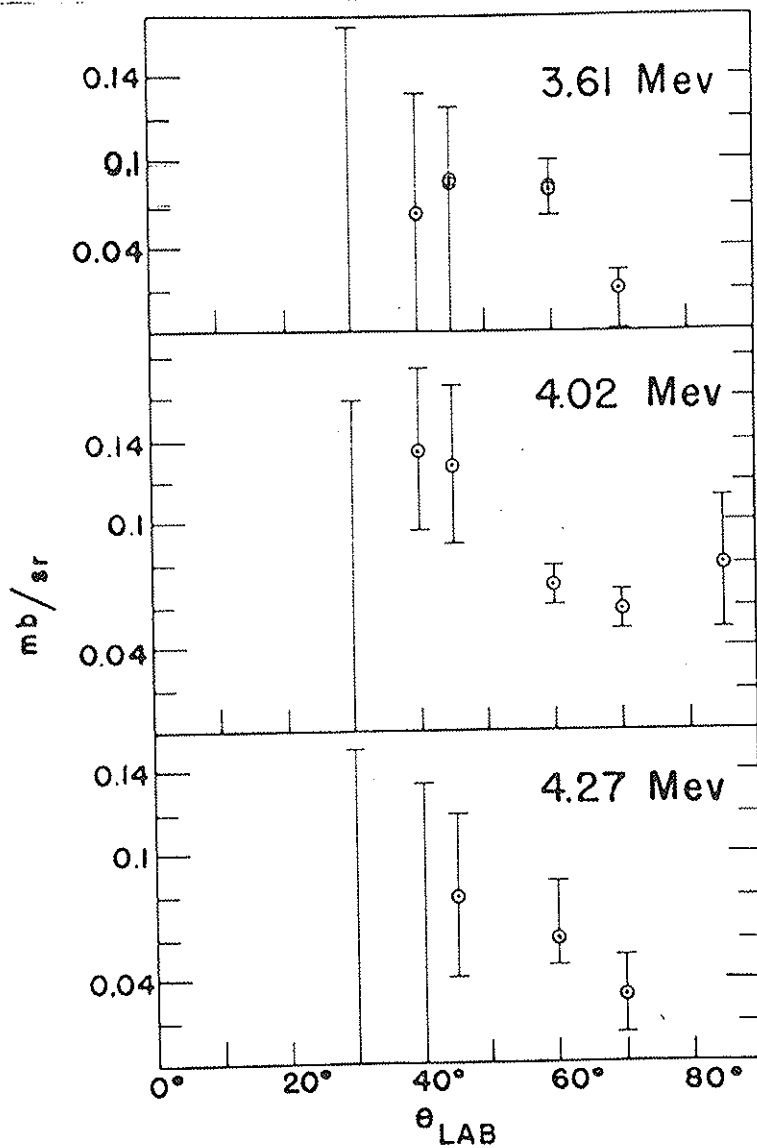


FIG. 18 - Distribuições angulares para os grupos correspondentes a excitações de 3,61, 4,02 e 4,27 Mev no Sr^{88} .

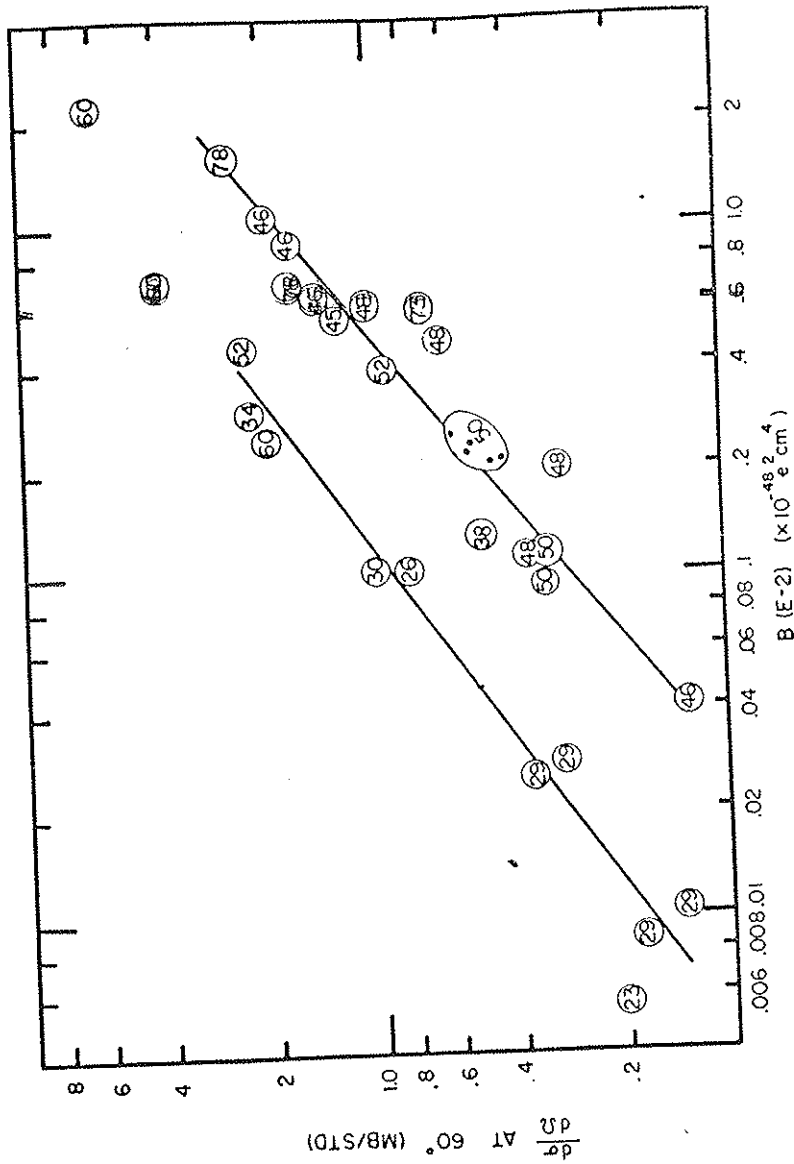


FIG. 19 - Secção de choque diferencial para excitar um determinado nível pela reação (d,d'), a 60° , vs o elemento de matriz $B(E 2)$ deduzido da excitação coulombiana do mesmo nível. Os números dentro dos círculos que representam os dados são os números atômicos Z dos respectivos núcleos alvo. A figura é reproduzida de Co 61b, com acréscimo do ponto do Sr^{88} ($Z = 38$) cujo $B(E 2)$ é deduzido das medidas de Of 59.

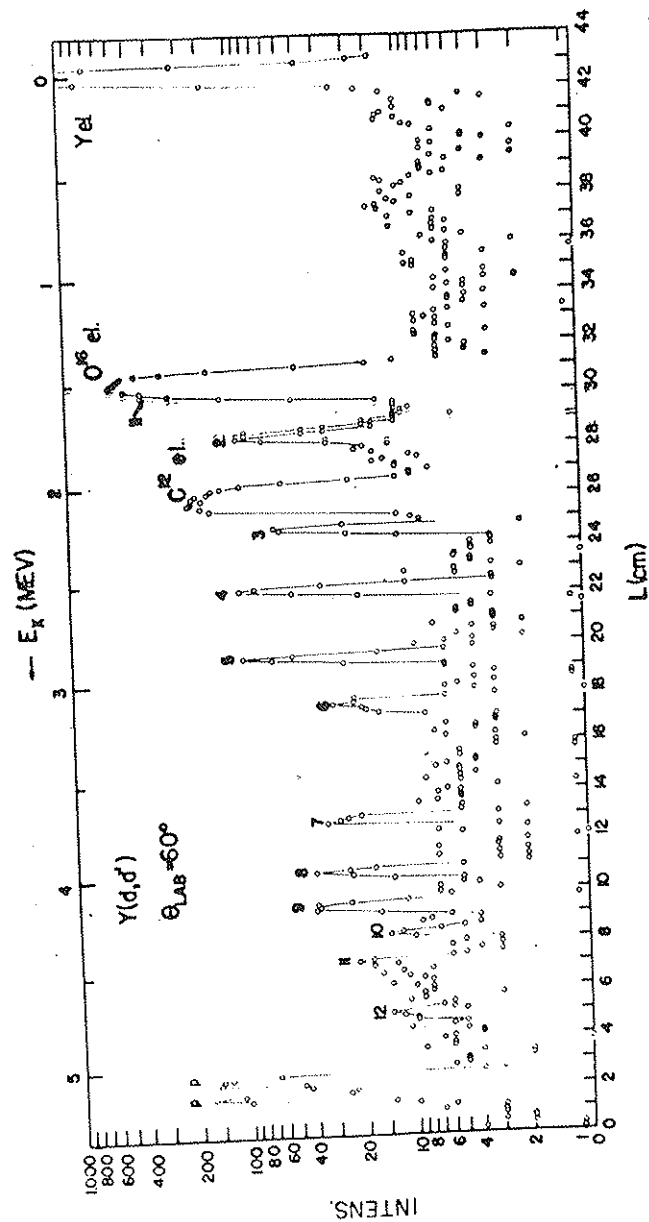


FIG. 20 - Espectro dos deuterons espalhados por um alvo de Y^{89} , medido em 60° . A escala horizontal inferior, L (cm), é a distância, em centímetros, ao longo da chapa; a superior, E_x (Mev), é a energia de excitação no Y^{89} , em Mev. A intensidade é dada pelo número de traços por unidade de área da chapa e 500 μ c de carga de deuterons incidentes. A escala vertical é logarítmica a partir de 1 mas o zero também é representado. Os picos devidos a protons são assinalados com p.

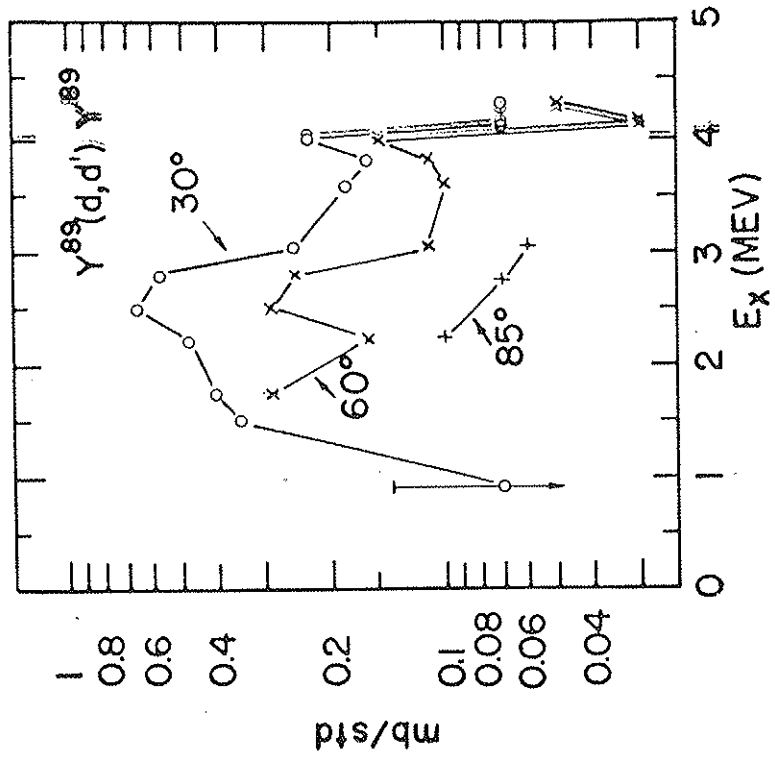


FIG. 21 - Secção de choque da reacção $Y^{89}(d,d')Y^{89}$ como função da energia de excitação, E_x , no Y^{89} , em 30° , 60° e 85° .

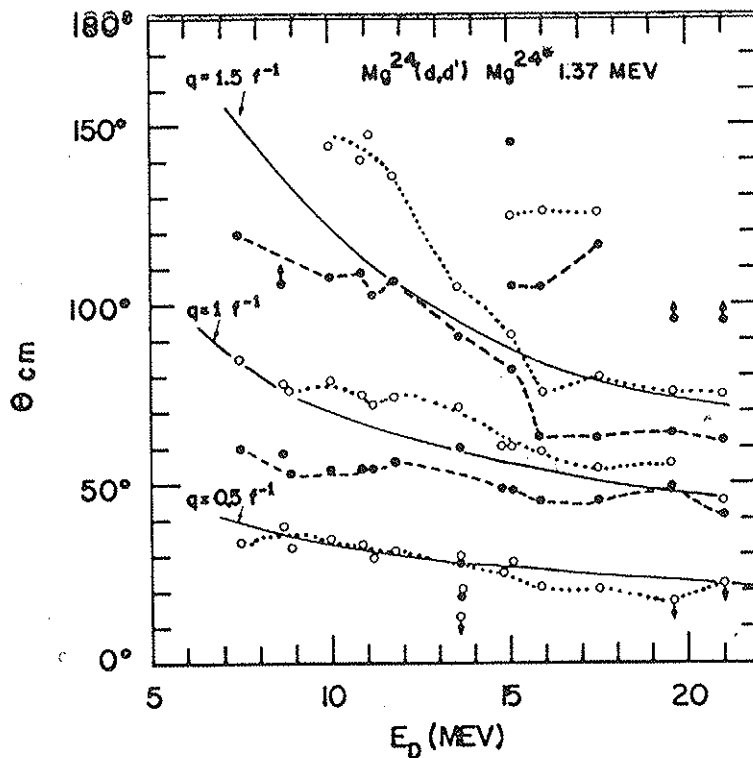


FIG. 22 - Posição dos picos e vales nas distribuições angulares da reação $Mg^{24}(d,d')Mg^{24*}$ 1,37 Mev como função da energia incidente E_D . Os círculos vazios indicam os picos, os cheios os vales. As linhas interrompidas unem os pontos observados; as linhas cheias são curvas de q constante, igual respectivamente a $0,5 f^{-1}$, $1,0 f^{-1}$ e $1,5 f^{-1}$. Referências na Tabela VI.1. As setas nos pontos indicam do maiores ou menores ângulos em algumas energias indicam que o pico ou vale em questão cai fora da região angular examinada pelo experimentador.

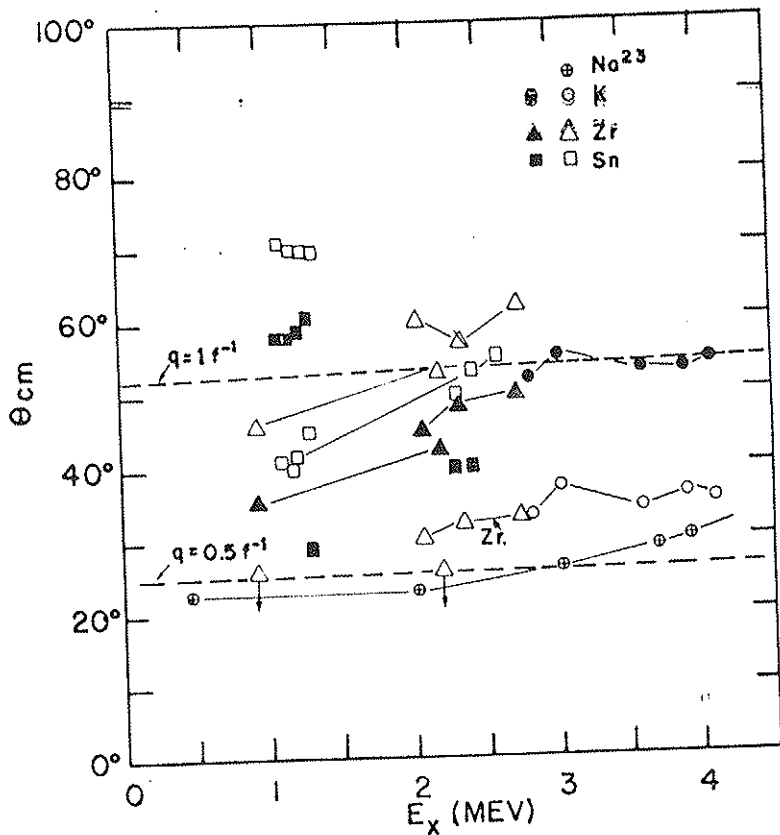


FIG. 23 - Posições dos picos e vales nas distribuições angulares de (d,d') em 15 Mev como função do Q da reação; - $Q = E_x$. Símbolos cheios indicam vales, símbolos vazios indicam picos. Os losangos correspondem ao Na^{23} , os círculos ao K^{39} , os triângulos ao Zr^{90} e os quadrados ao Sn .

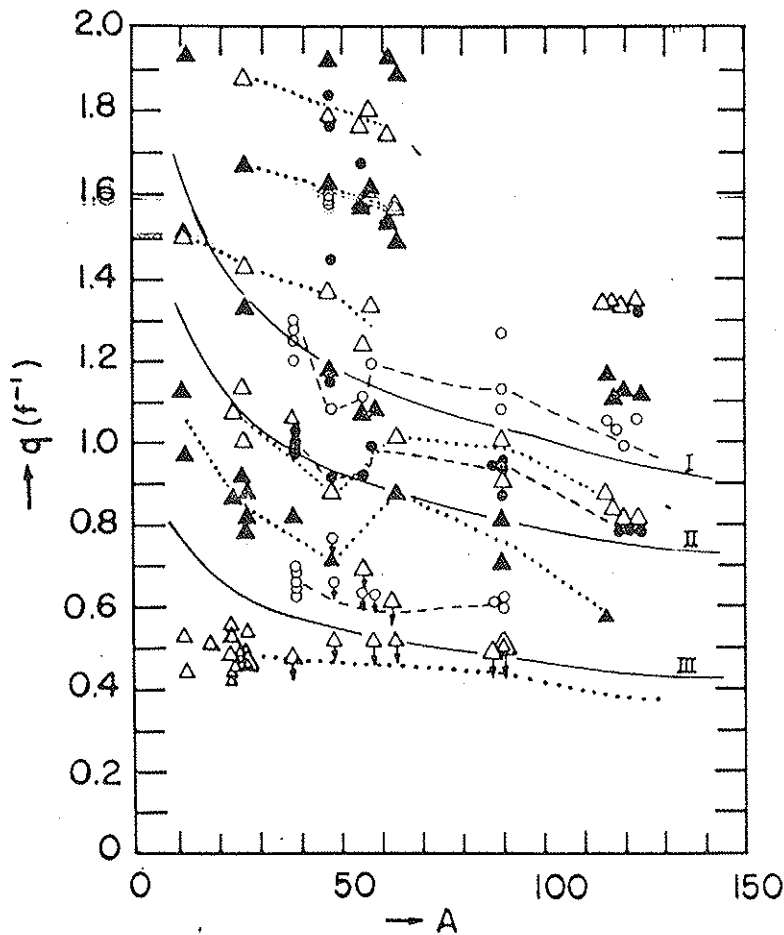


FIG. 24 - Posições dos picos e vales nas distribuições angulares co mo função do número de massa A do alvo. Símbolos cheios indicam vales, símbolos vazios indicam picos. As linhas tracejadas e pontilhadas mostram o andamento geral dos pontos. As linhas cheias são os lugares geométricos onde $qR = \text{constante}$, com $R = 1,7 + 1,21 A^{1/3} f$. Os valores $qR = 3,35$ e $7,30$ (curvas I e III) correspondem a máximos da função de Bessel $[j_2(qR)]^2$ e $qR = 5,75$ é raiz desta função. A distinção entre triângulos (classe α_1) e círculos (classe α_2) é explicada no texto.

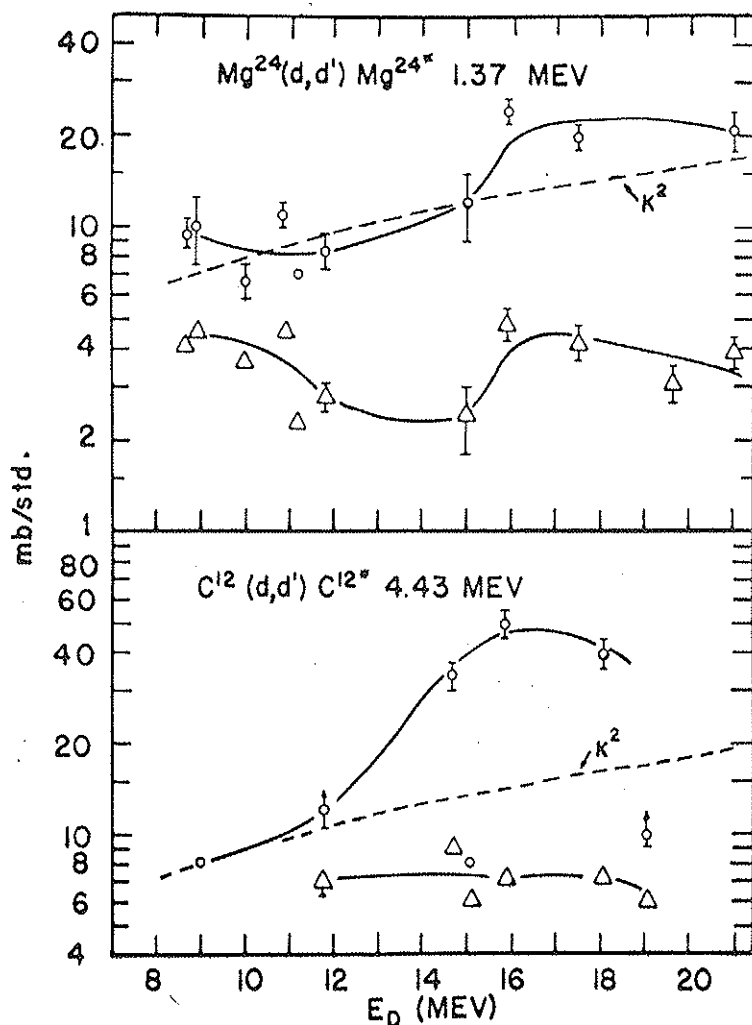


FIG. 25 - Secção de choque diferencial das reações $Mg^{24}(d,d')Mg^{24*}$ 1,37 Mev (em cima) e $C^{12}(d,d')C^{12*}$ 4,43 Mev (em baixo) em função da energia incidente E_D . A secção de choque no pico principal da distribuição angular é dada pelos círculos e no pico secundário em $\sim 70^\circ$ pelos triângulos. As linhas tracejadas têm ordenadas proporcionais a K_{inc}^2 e mostram a dependência energética da secção de choque prevista pela teoria de Blair (Bl 59).

	4.05 3.97 3.90	$7/2^-$ ($5/2, 3/2$)	($1/2, 3/2$)	(11,8)	0.62 <0.08 0.25
	3.407 3.398	$3/2^-$ ($9/2^+$)	($5/2$)	(5)	1.52
	2.80 2.74 2.56	$3/2^+$ ($7/2^+$) $1/2^+$	$1/2$ $1/2$ $1/2$	11 9 11	0.33 0.11 0.22
	1.96	$5/2^+$	$1/2$	9	0.23
	1.61	$7/2^+$	$5/2$	5	3.75
	0.98	$3/2^+$	$1/2$	9	0.13
	0.58	$1/2^+$	$1/2$	9	0.14
	0	$5/2^+$	$5/2$	5	—
Mg^{25}	MEV	J^π	K	ÓRBITA Nº	$\sigma(d,d')$ mb/std

FIG. 26 - Diagrama dos níveis de energia do Mg^{25} até 4 Mev de excitação. As sucessivas colunas dão: 1) a energia do nível em Mev; 2) seu spin J e paridade π ; 3) o valor K da projeção de J na direção do eixo de simetria do núcleo; 4) o número da órbita de Nilsson (Ni 55) e 5) a secção de choque para excitação do nível em (d,d') , medida em 30° (Bl 61).