

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO .

INSTITUTO DE FÍSICA

"CONTRIBUIÇÃO AO ESTUDO DO PROBLEMA DE TRÊS NUCLEONS"

Iuda Dawid Goldman vel Lejbman

SBI-IFUSP



305M810T4545

Tese de Livre-Docência
apresentada ao
Instituto de Física da
Universidade de São Paulo

Doado à Biblioteca do IF
pelo Prof. Ernst

SÃO PAULO

1979

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

INSTITUTO DE FÍSICA

"CONTRIBUIÇÃO AO ESTUDO DO PROBLEMA DE TRÊS NUCLEONS"

Iuda Dawid Goldman vel Lejbman

Tese de Livre-Docência
apresentada ao
Instituto de Física da
Universidade de São Paulo

SÃO PAULO

1979

a Clea, Miriam e Alfredo

a Meus Pais

AGRADECIMENTOS

À Profa. T. Yuasa, do Institut de Physique Nucléaire, de Orsay, onde realizei experiências no Problema de Poucos Nucleons.

Aos meus colaboradores, sem cujo apoio o presente trabalho seria impossível, em especial ao Prof. Paulo Regina do Pascholati que acompanhou a execução do trabalho e ao bolsista de Pós-Graduação Manoel Tiago Freitas da Cruz, que elaborou programas de computador, usados no trabalho. Ao Tobias Frederico, a Regina Aparecida Pinto da Silva Azevedo, a Silvia Goldman Kapel e a Virgínia Lúcia Simões, pela ajuda prestada.

Ao sr. Geraldo Nunes pelas fotografias.

À D. Vera Prado e D. Lourdes Conceição, da secretaria do LAL, pela constante colaboração recebida.

À Neide de Jesus Lima, pelos serviços de datilografia e pela dedicação.

À FAPESP e ao CNPq, pelo apoio recebido.

A todos que tornaram possível o trabalho realizado, meus agradecimentos.

Iuda Dawid Goldman vel Lejbman

RESUMO

O problema de três nucleons é revisto sob o
ponto de vista de experiências cinematicamente completas.
São estudados sistematicamente os estados de dois nucleons
e apontados usos em reações nucleares. As experiências de
espalhamento quasi-elástico, e modelos fenomenológicos são
estudados criticamente, demonstrando-se que o processo
quasi-elástico é, em geral, predominante, que é possível
provar a equivalência de modelos que prevem a atenuação
do pico experimental e que há uma correlação entre a atenuação
do pico experimental e a razão de secções de choque de desintegração do deuteron, para a secção de choque total. Discutimos a independência e simetria de carga, reunindo dados experimentais que indicam a validade da simetria de carga no espalhamento quasi-elástico.

1
3
Amp de?

que pico?

INDICE

<u>I - INTRODUÇÃO</u>	Pag.
I-1 . Considerações Preliminares -----	1
I-2 . Reações Nucleares com três Nucleons -----	3
I-3 . Técnicas Experimentais -----	10
I-4 . Condições Cinemáticas Especiais -----	12
I-5 . Forças de 3 Corpos -----	17
I-6 . O Presente Trabalho -----	19
<u>II - O ESPAÇO DE FASE E A CINEMÁTICA DA REAÇÃO</u>	
II-1 . Caso não Relativístico: o lugar Cinemático dos eventos possíveis -----	21
II-2 . Escolha dos Ângulos para Condições Cinemáticas Especiais -----	30
II-3 . Interpretação dos Aspectos Cinemáticos ----	32
II-4 . Cinemática não Relativística, não Coplanar -----	35
II-5 . Cinemática Relativística Coplanar -----	37
II-6 . Espaço de Fase-Caso Relativístico -----	40
II-7 . Coleta de Dados e Apresentação de Resultados -----	44
<u>III - A INTERAÇÃO DE ESTADO FINAL</u>	
III-1 . Os Estados Possíveis de dois Nucleons ----	46
III-2 . A Interação de Estado Final -----	49

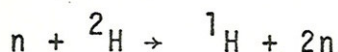
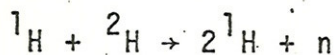
	Pag.
III-3 . Experiências para Determinação da Interação do Estado Final -----	56
III-4 . Estudo do Deuteron Singlete e do Neutron-Proton não Ligados -----	59
III-4.1 - Medidas da Função de Excitação p+d* --	61
III.4.2 - Distribuição Angular do , d* -----	62
III.4.3 - Comprimento de Espalhamento a _{np} , Singlete -----	74
III-5 . Comprimento de Espalhamento a _{pp} -----	77
III-6 . O Dineutron -----	80
III-7 . Comprimento de Espalhamento, Simetria de Carga e Independência de Carga -----	84
III-8 . O Estado Singlete, ¹ S ₀ , em Reações Nucleares -----	86
 IV - <u>O ESPALHAMENTO QUASI-ELÁSTICO</u>	
IV-1 . Caracterização do Processo -----	88
IV-2 . A Aproximação de Impulsão -----	91
IV-2.1 - A fórmula de KWC e sua Interpretação -- em termos de Diagramas Polares -----	96
IV-2.2 - O Teste de Treiman-Yang -----	99
IV-2.3 - O Diagrama de Chew-Low -----	103
IV-2.4 - A Validade Teórica de Aproximação de KWC -----	106
IV-2.5 - Considerações sobre a Aplicação do Modelo de KWC -----	108

	Pag.
IV-3 . Resultados Experimentais QFS -----	110
IV-3.1 - Experiências em Energias maiores que 200 MeV -----	110
IV-3.2 - Experiências com $100 \leq T_0 \leq 200$ MeV -----	112
IV-3.3 - Experiências com $60 < T_0 < 100$ MeV -----	114
IV-3.4 - Experiências com $T_0 \leq 60$ MeV -----	117
IV-4 . Modelos para QFS no Contexto da Aproximação de Impulsão -----	121
IV-4.1 - A Aproximação de Impulsão Modificada, MIA -----	123
IV-4.2 - A Função de Onda efetiva do Deuteron ----	124
IV-4.3 - Função Probabilidade e Identificação dos Modelos -----	125
IV-4.4 - Estimativas Semi-Clássicas de Atenuação --	129
IV-4.5 - Comentários sobre o Mecanismo Quasi-elástico e os Modelos Fenomenolô- gicos -----	132
IV.5 - A Contribuição do Espalhamento Quasi- elástico, no Total de Reação Nucleon- Deuteron -----	132
IV.6 - Simetria de Carga no Espalhamento Quasi-elástico -----	140
V - CONCLUSÃO -----	148
BIBLIOGRAFIA -----	151
ARTIGOS DE REVISÃO -----	166

I - INTRODUÇÃO

I-1 . Considerações Preliminares

Em 1939, Barkas e White⁽¹⁾ publicaram uma Letter na Physical Review, sobre a Desintegração do deutério por prótons, comentando no início que nenhuma das reações homólogas



tinha sido antes observada, apesar da importância da reação sob o ponto de vista das interações nucleares. Os autores utilizaram protons de 5,1 mev, obtendo como estimativa para a secção - de choque total o valor de 14 mb.

Os últimos 20 anos, viram o problema de três corpos na Física Nuclear alargar seus objetivos, quer na busca de novos fenomenos, quer na busca do entendimento de certos aspectos muito fundamentais da Física. Sob o ponto de vista tanto experimental, como teórico a sofisticação atual é considerável. Novas máquinas nucleares, a melhoria de características de máquinas já instaladas, desenvolvimento de novos detectores e sistemas de detecção, uso de computadores em linha, registro de eventos um a um e manipulação posterior dos dados acumulados, para interpretação mais conveniente dos resultados ou comparação com outros resultados experimentais ou teóricos, enfim tudo isso - reunido, além da atualidade do problema, mantém o campo extremamente ativo. A complexidade das experiências, onde todas as

antropomorfismo

grandezas envolvidas são determinadas, não foi obstáculo para a publicação de mais de uma centena de trabalhos em revistas, além de outras contribuições. A teoria, têm acompanhado esse progresso e aberto novas possibilidades.

Desde Faddeev⁽²⁾, o problema quântico de 3 corpos - está formalmente resolvido. No entanto, as dificuldades matemáticas, associadas a resolução explícita das equações resultantes da teoria de Faddeev, levaram a introduzir como simplificações, o uso de potenciais separáveis⁽³⁾, de diversos tipos. A "teoria exata", formulada dessa maneira revelou-se parcialmente satisfatória⁽⁴⁾, com comportamento melhor em baixas energias⁽⁵⁾. Novos avanços, têm permitido cálculos com potenciais locais⁽⁶⁾, de diferentes comportamentos, substituindo dessa forma a força nuclear, desconhecida, por alternativas computáveis, e caminhando para melhorar o entendimento do problema. A inclusão do potencial Coulombiano⁽⁷⁾, está entre os recentes progressos teóricos.

A quebra do deuteron pelo neutron é a reação nuclear mais simples que pode ser encontrada e desde o limiar de ruptura do deuteron até o limiar de produção de pions é o único processo que concorre com o espalhamento elástico neutron-deuteron. A ausência de forças Coulombianas torna esta reação bem menos complexa que a reação do proton sobre o deuteron. O interesse do estudo do espalhamento de três nucleons reside nas perspectivas que podem existir de compreensão mais fundamental de alguns problemas básicos da Física Nuclear, ou sejam:

NON
SEQUIOR

- i) A interação nucleon-nucleon, incluindo o neutron-neutron;
- ii) A função de onda do deuteron;
- iii) A existência de forças de três corpos.

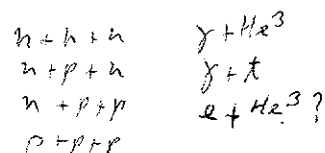
Os três núcleos são ainda o mais simples dos sistemas de muitos corpos e o seu estudo pode abrir perspectivas para o desenvolvimento de técnicas de cálculo e teorias que permitam a solução do problema de N-corpos.

Para $N = 4$ uma teoria já existe⁽⁸⁾. Lembrando que na Física Nuclear, em geral, núcleos mais complexos, necessitam soluções aproximadas e de se esperar que, o conhecimento de soluções exatas e suas aproximações em três corpos, encontrarão rapidamente novos domínios para exploração.

I-2 . Reações Nucleares com três Núcleons

As reações nucleares com três nucleons admitem como estados iniciais possíveis:

- i) $n + d$ ou ii) $p + d$



No primeiro caso o deuteron é sempre usado como alvo, uma vez que inexistem alvos de neutrons e no segundo caso, tanto o proton como o neutron podem ser usados como alvos. Para reações com energia abaixo do limiar de criação de partículas, teremos no estado final os mesmos nucleons presentes.

Nas reações de quebra do deuteron a reação é determinada, além do estado inicial, pela partícula ou partículas de

em coincidência!

tectadas.

Se detectado apenas um nucleon temos as experiências cinematicamente incompletas, nas quais todos os momentos (energias) não ficam, em geral, definidos. No caso de detectarmos duas partículas e respectivas energias, temos as assim chamadas, experiências cinematicamente completas. Neste último caso vemos que posicionar os detectores e medir as energias equivale a determinar os vetores momento. Dessa forma na equação de conservação de momento, o vetor momento da 3ª partícula pode ser determinado; a equação de conservação de energia no caso seria um vínculo redundante. Em geral, se temos um sistema de N núcleons, a determinação de todas as variáveis cinemáticas da reação implica em determinar 3N-4 grandezas; a conservação do momento e energias fornece 4 equações. No caso de 3 nucleons, bastaria medir 5 grandezas. A determinação de 6, como é usual nas experiências, torna o sistema super determinado. Na tabela 1 e figura 1, indicamos os momentos por \vec{P} , energias cinéticas com T e a energia de ligação do deuteron Q na nossa notação é positiva.

<u>Tabela 1</u>	
Conservação de Energia	$T_0 = T_1 + T_2 + T_3 + Q$
Conservação do Momento	$\vec{P}_0 = \vec{P}_1 + \vec{P}_2 + \vec{P}_3$
detector 1: conhecidos ângulos, medida energia	\vec{P}_1
detector 2: conhecidos ângulos, medida energia	\vec{P}_2
$\vec{P}_3 = \vec{P}_0 - \vec{P}_1 - \vec{P}_2$	mais $T_0 = T_1 + T_2 + T_3 + Q$

Em energias altas pode haver criação de partículas ou estados excitados (p.ex. isômeros 3,3)

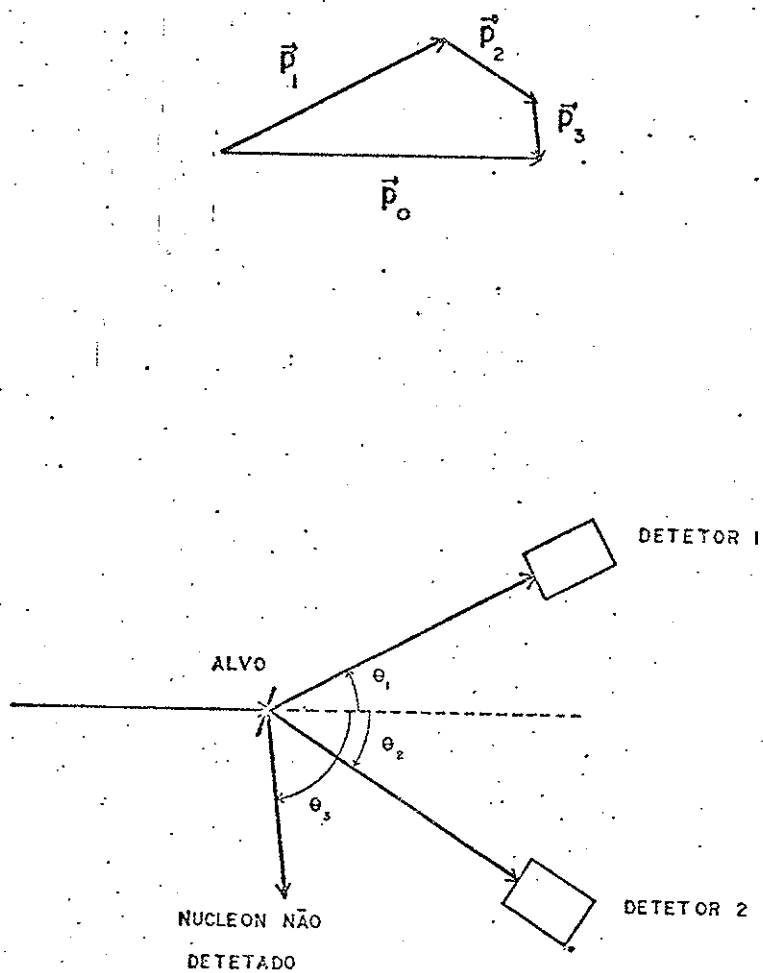


Fig. 1 - Indicação dos momentos inicial, \vec{p}_0 , e finais envolvidos, \vec{p}_1 , \vec{p}_2 e \vec{p}_3 . \vec{p}_1 e \vec{p}_2 são determinados no processo de detecção.

Nas reações de quebra do deuteron os estados iniciais possíveis, apenas 2, e as possibilidades de detecção, 2 protons, 2 neutrons ou 1 proton e 1 neutron, limitam pois as reações que podem ser estudadas. Nas reações envolvendo o proton e o deuteron, quando qualquer dos dois pode ser o alvo, desde que consideradas energias no CM, serão obtidos os mesmos resultados.

Em reações detectando apenas uma partícula isto é, cinematicamente incompletas, obtém-se um espectro integrado sobre todas as variáveis possíveis da segunda partícula. No caso da detecção frontal, para partículas detectadas com energias próximas da máxima, sobra pouca energia para os nucleons não detectados, e é possível extrair informações detalhadas da experiência, particularmente com respeito aos comprimentos de espalhamento nucleon-nucleon⁽⁹⁾. Em casos de medida de secções de choque, de quebra do deuteron, totais, não há o problema de determinação da energia ou ângulo, pois se pretende a integração sobre todos os ângulos e energias⁽¹⁰⁾.

O espalhamento elástico $n + d$ e $p + d$, têm sido realizado no sentido de experiências cuja precisão têm crescido continuamente⁽¹¹⁾. Características gerais do espalhamento elástico, como o mínimo em um ângulo próximo de 120° no CM e o crescimento da secção de choque para ângulos trazeiros são dados bem conhecidos e explicados pela presença de um processo de troca de nucleons⁽¹²⁾. No espalhamento elástico o ângulo, define univocamente a energia da partícula detectada. A parametri-

zação dos resultados usando o comprimento de espalhamento decidiu recentemente dūvidas sōbre o par de valores a_2 e a_4 ⁽¹³⁾, no caso n+d. Neste caso foram utilizadas nō sō os deslocamentos de fase, $2s$ e $4s$, obtidos nos espalhamentos a baixas energias como tambēm os valores da amplitude de espalhamento coerente⁽¹⁴⁾ de neutrons no deuterio⁽¹³⁾. Os valores aceitos atualmente constam da Tab.2.

Tabela 2	
Comprimentos de espalhamento nucleon + deuteron ⁽¹⁵⁾	
n + d	p + d
$a_2 = 0,65 \pm 0,04$ F	$a_2 = 1,3 \pm 0,2$
$a_4 = 6,35 \pm 0,02$ F	$a_4 = 11,9 \pm 0,3$ F

O andamento geral da secção de choque nucleon sōbre deuteron indica que para energias superiores a 100 mev, a secção de choque total elástica ē menos que metade da secção de choque inelástica, decrescendo rapidamente com o aumento da energia⁽¹⁶⁾. Para baixas energias o processo elástico ē predominante. Na Fig.2, apresentamos a distribuição angular proton e neutron sōbre deuteron para energia incidente de 10 mev, apresentada por Sundqvist⁽¹⁷⁾. Nas figuras 3 e 4 apresentamos dados de secção de choque total (elástica + inelástica), neutron sōbre deuteron para energias de 3 a 20 mev e de 25 a 60 mev, com dados do trabalho de Horsley⁽¹⁸⁾ e Brady et al⁽¹⁹⁾. A tab. 3, com

Comparamos com o de?

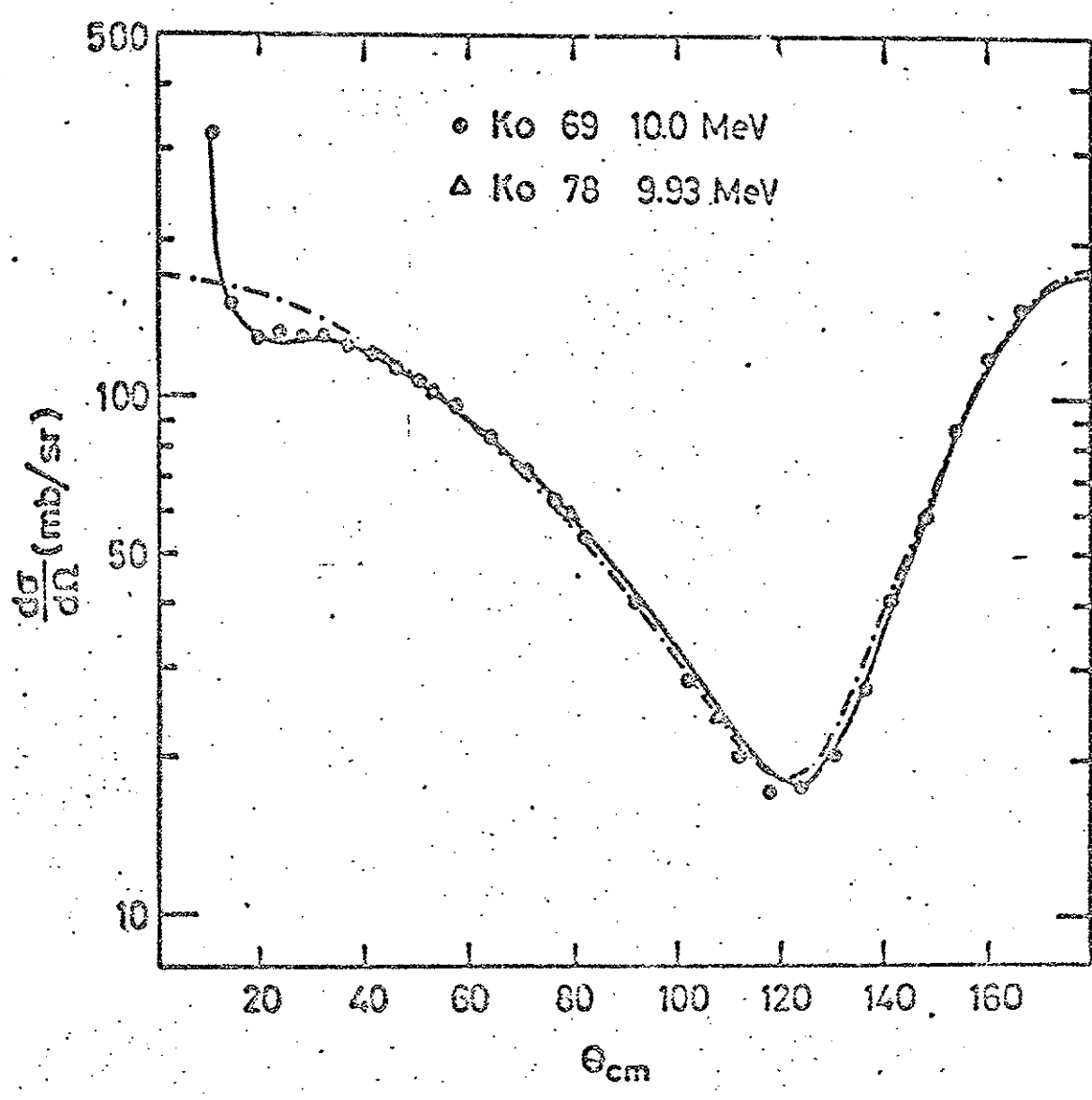


Fig. 2 - Secção de choque diferencial do espalhamento elástico p+d a 10 MeV; curvas (-) e (-.-.-.) são cálculos teóricos dos espalhamentos p+d e n+d, respectivamente.

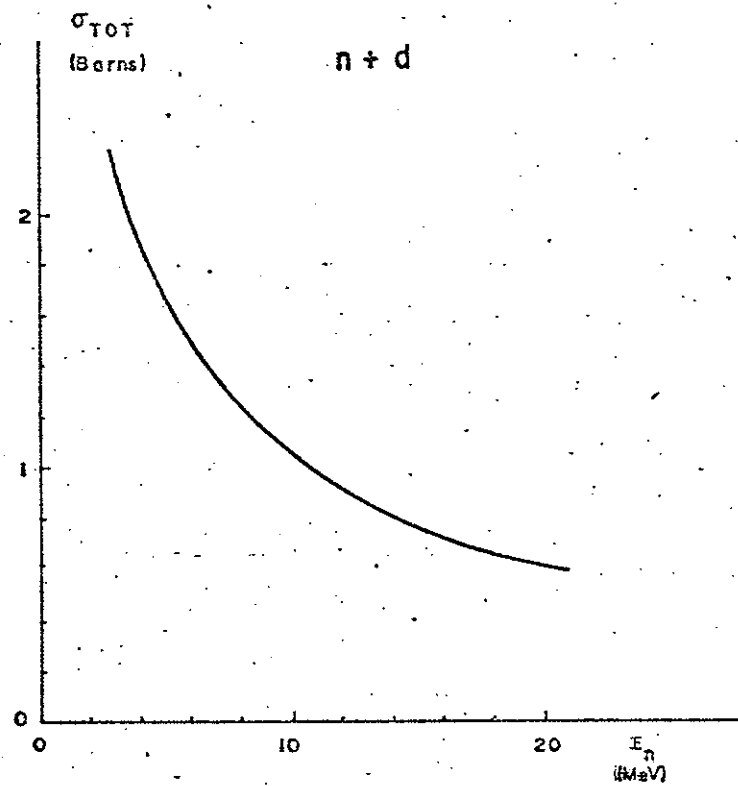


Fig. 3 - Secção de choque total, $n+d$, para energias de 3 a 20 MeV. Dados de Horsley (18).

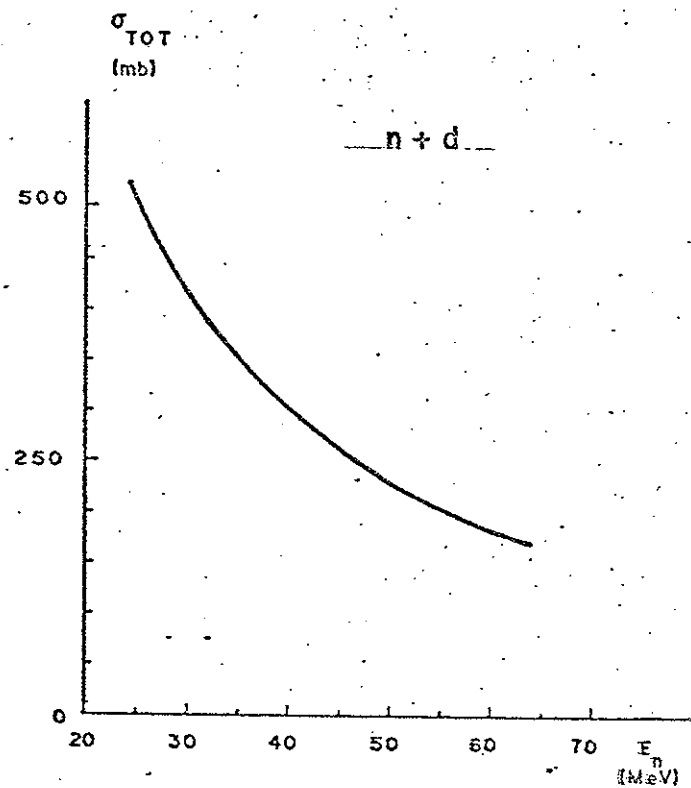


Fig. 4 - Secção de choque total, $n+d$, para energias de 25 a 95 MeV. Dados de Brady et al. (19).

dados compilados por van Oers e Brockmann⁽²⁰⁾, indicam claramente o crescimento de secção de choque inelástica para a total na reação proton sobre deuteron, para energias de 20 a 95 mev.

Tabela 3

Secções de choque total (inelástica e elástica) e elástica para a reação p + d

Energia (mev)	σ_{total} (inel.+el) (mev)	σ_{inel} (mev)	reação $\frac{\sigma_{inel}}{\sigma_{total}}$
20,55	573	206	0,36
31,0	384	135	0,35
		169	0,44
39,85	289	126	0,44
77	151 \pm 8	91	0,60
95	107	75	0,70

I-3 . Técnicas Experimentais

a) Projéteis

Em experiências utilizando feixes de protons ou deuterons, dependendo da faixa de energia, têm sido utilizados o van de Graaff, o cyclotron e o synchrocyclotron, o primeiro excelente e os outros satisfatórios quanto a resolução de energia. Para feixe de neutrons, a máquina mais popular têm sido o gerador de neutrons, baseado na reação exoenergética $^2\text{H} + ^3\text{H} \rightarrow ^4\text{He} + \text{n}$,

*Depende da energia!
As energias menores?*

produzindo neutrons de aproximadamente 14 mev. Feixes de neutrons, se ressentem em geral de resolução de energia e baixa corrente, acarretando baixa estatística e tornando difícil o ajuste de resultados ⁽²¹⁾ devido a menor sensibilidade a variação dos parâmetros. Avanços, tanto na resolução de energia, quanto na intensidade do feixe, têm permitido medidas com dados mais sensíveis a variação do parâmetro a_{nn} ^(22,23). Feixes de neutrons com energia superior a 100 mev ⁽²⁴⁾, são disponíveis atualmente, permitindo medidas em coincidência. Neste caso usa-se um feixe intenso de protons sobre alvo interno de Be, obtendo-se um feixe de neutrons com espectro largo estendendo-se para a região de baixas energias. Para baixas energias usam-se van de Graffs, e utiliza-se muito as reações ${}^2\text{H}(d,n){}^3\text{He}$ e ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$.

b) Alvos

O deutério como alvo apresenta sérios problemas. Pode ser usado líquido ⁽²⁵⁾ ou como polietileno deuterado ⁽²⁶⁾ ou em geral $(\text{CD}_2)_n$ em outras formas.

No primeiro caso exige um sofisticado sistema de refrigeração além de paredes finas, enquanto nos outros acrescenta um certo fundo as medidas, devido a reação sobre o carbono.

c) Detectores

A detecção de protons se faz em geral usando um sistema telescópico que permite a discriminação de partículas e com detectores de Si ⁽²⁷⁾ para baixa energia e NaI ⁽²⁸⁾, pre-

elétrica ??

de má resolução

o ajuste é mais difícil, precisos e mais difícil.

o trítio entã??

tempo de vós?

?

quem?

telescópio de que?

met aplicados

parados especialmente [?], ou espectrometros magnéticos⁽²⁹⁾ além de câmaras de Wilson⁽³⁰⁾ ou bolhas⁽³¹⁾.

A detecção de neutrons é um problema especial devido a baixa eficiência, e a necessidade de discriminar fotons⁽³²⁾. No caso dos neutrons, a medida é feita por tempo de voo, sendo utilizadas bases de tempo de mais de 10m em alguns casos⁽³³⁾. A eventual variação da eficiência de detecção de neutrons com a energia, é um problema delicado.⁽³⁴⁾

d) Multicanal, Computadores e Técnicas Auxiliares Especiais.

Em experiências cinematicamente completas, as energias de cada evento em coincidência são registrados em um arranjo biparamétrico em um multicanal ou em geral em um computador em linha registrando evento por evento. Em casos especiais, para diminuir o fundo ainda usam-se dispositivos mais sofisticados. Honecker e Grassler⁽³⁵⁾ na reação ${}^2\text{H}(n,2n){}^1\text{H}$ com neutrons de 14 mev usou como alvo um cintilador de benzeno deutera-^{analisado}do. Em experiências 4π , têm sido utilizados dezenas de detectores simultaneamente^(36,37). [?]
^{edac?}

I-4 . Condições cinemáticas especiais

O espectro das reações de ruptura do deuteron por um nucleon é denominada por dois picos particularmente proeminentes, Fig. 5, o primeiro correspondendo a situação cinemática onde o nucleon não detectado permanece com a energia anterior a ^{aspecto do nucleon que sai grande o " " incidente tem energia bem definida e o outro nucleon da " " detectado tem energia fixa}

colisão ou pouco alterada, isto é, no caso do deuteron como alvo, com energia nula ou quase nula. O segundo caso corresponde ^{ou pico?} ao mínimo de energia relativa de dois nucleons, sendo que para (p-p) o pico apresenta-se desdobrado por razões cinemáticas, como será visto posteriormente. Particularmente nos casos em que a energia do nucleon não detectado, ou a energia relativa dos dois nucleons, é nula, os picos atingem sua maior amplitude. Caracterizamos estas condições cinemáticas com os nomes de espalhamento quasi-elástico |QFS| e interação de estado final |FSI|. Podemos acentuar um ou o outro dos picos mudando os ângulos dos detectores. Em energias mais baixas, a energia de ligação do deuteron, 2,226mev, influe criticamente, e os ângulos mais apropriados para acentuar um ou outro efeito, dependem da energia incidente. Para energias mais elevadas, os ângulos são bem aproximadamente os das colisões elásticas correspondentes, nucleon-nucleon, ou nucleon-deuteron, e os ângulos pouco mudam para diferentes energias incidentes.

Na tabela 4, as aberturas angulares correspondentes ao pico quasi-elástico, são indicadas em função da energia da partícula incidente para a reação p+d. Para o deuteron como projétil, para mesmas aberturas angulares é necessário multiplicar a energia por dois.

Tabela 4

Abertura angular, $\theta_1 - \theta_2$, para detecção de dois nucleons, no espalhamento quasi-elástico, simétrico, deuteron alvo.

T_0 (mev)	$\theta_1 - \theta_2$
4,4520	0°
5,0	$36,6^\circ$
7,0	62,2
10,0	73,4
20,0	82,8
50,0	87,3

i) livre espalhamento quasi-elástico: supõe-se que na reação, ocorre a colisão do nucleon incidente com um dos nucleons do deuteron e o terceiro nucleon não participa da reação. Como o proton e o neutron não estão em repouso no deuteron, o nucleon atingido têm um determinado momento no instante do choque, igual e o posto ao nucleon não detectado, Fig. 6. O terceiro nucleon, isto é, o nucleon não detectado é chamado espectador. Note-se que no caso do deuteron projétil, um dos nucleons do deuteron, permanece em movimento, com a velocidade inicial do deuteron, ou com pequenas variações dessa velocidade. O nucleon espectador, têm nesse caso um momento $\vec{p}_3 \approx \vec{p}_D/2$, onde \vec{p}_D , indica o momento inicial do deuteron-projétil.

Podemos dizer, simplificando a análise, que como e-

o choque
antes e
instantaneamente
Com o NO
STRIPPING
e daí?

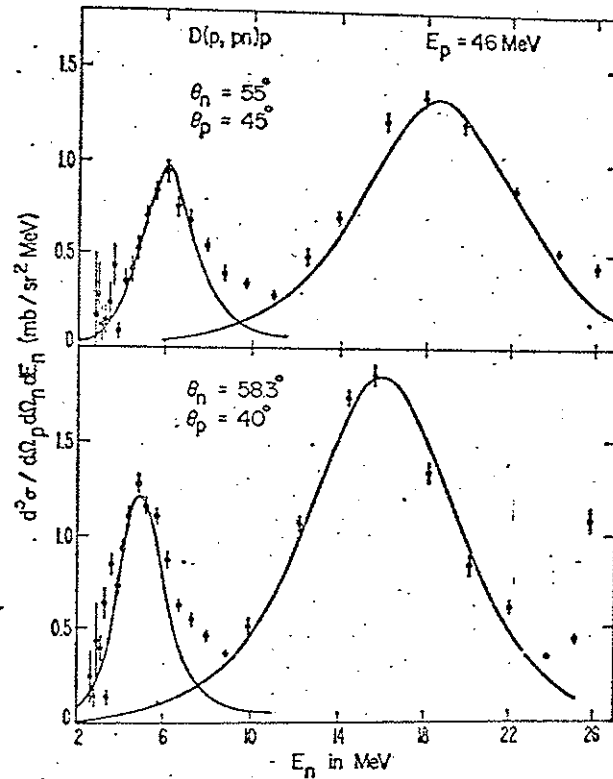


Fig.5 - QFS e FSI aparecendo no espectro a 46 MeV em ângulos favoráveis para detecção de FSI. O maior pico é o de QFS.

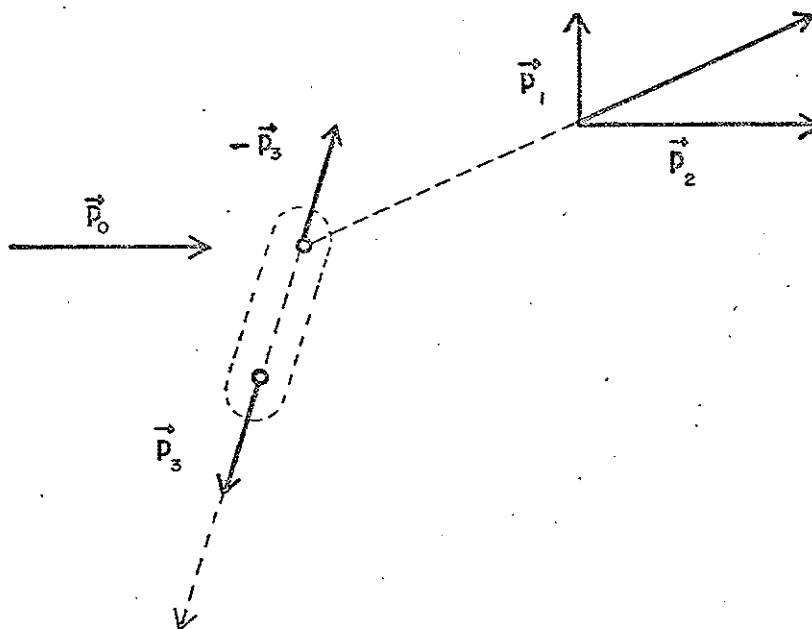


Fig.6 - Os nucleons do deuteron, tem uma distribuição de momentos, antes da ruptura.

xiste uma probabilidade do nucleon ter um momento \vec{P}_s , isto é, há uma densidade de distribuição de estados com momento \vec{P}_s . tal que $d^2N/d\Omega_s dP_s = \rho(P_s)$ e o conhecimento dessa distribuição mais a secção de choque nucleon-nucleon, permitirá calcular a secção de choque, nas linhas do processo descrito. Vemos também que a presença do nucleon incidente pode alterar este mecanismo simples e o processo ao invés de ser um processo de "quasi-dois corpos", torna-se um processo de 3 corpos.

ii) Interação do estado final: quando dois nucleons, após a interação se movem com baixa energia ^{relativa} a forte interação que ocorre entre os mesmos, aumenta o valor da secção de choque. Esta irá depender da energia relativa entre os nucleons, ou podemos dizer da energia interna do sistema de dois nucleons. Para valores de alguns MeV, de energia interna, o efeito torna-se pequeno. No caso da FSI, nos interessa a situação final, em que dois dos nucleons têm energia relativa baixa, ou nula, após a colisão. Detalhes sobre como ocorre o choque se com colisões sucessivas ou não, serão referidos em outro contexto, mas não necessitam ser cogitados para entender a forma do pico da FSI.

Além dos efeitos dominantes citados, o espalhamento quasi-elástico, QFS, e a interação de estado final, FSI, para os quais podemos a partir das equações de conservação de energia e momento, encontrar a relação entre os ângulos de detecção apropriados, respectivamente $\vec{P}_3 = 0$, e $\vec{P}_i = \vec{P}_j$ ($i \neq j = 1, 2, 3$), temos uma terceira condição cinemática especial, que na verdade não deu até agora um efeito sequer sensível no espectro, e que

não sabemos claramente ainda se darã: é a condição colinear.

iii) condição colinear: um dos nucleons permanece em repouso no CM, após a colisão. Vemos que, os nucleons no estado final ficam alinhados. Esta condição de colinearidade é apropriada⁽³⁸⁾ para evidenciar possíveis forças de três corpos, Fig. 7

I-5 . Forças de 3 Corpos

Nos cálculos existentes (no ^3H e ^3He , surgiram evidências da necessidade do acréscimo de uma força de 3 corpos⁽³⁹⁾. Admitimos a força de 3 corpos, com ocorrendo com a troca de 2 pions, Fig. 8, como sugerido por Primakoff⁽⁴⁰⁾ e objeto de cálculos mais detalhados recentemente efetuados por Yang⁽⁴¹⁾. A força nuclear de 2 corpos entre os nucleons extremos alinhados, é blindada pelo nucleon em repouso no CM⁽³⁸⁾ dando a possibilidade de manifestação do potencial de 3 corpos. Experiências - procurando evidenciar forças de 3 corpos foram efetuadas por Lambert et al⁽³⁸⁾ com protons de 23 mev e Fujiwara et al⁽⁴²⁾ com protons de 156 mev e Birchall et al⁽⁴³⁾, com protons de 28,5mev, apresentado na forma preliminar com análise detalhada em curso. Dos trabalhos citados e ainda uma análise teórica⁽⁴⁴⁾ do trabalho de Fujiwara et al⁽⁴²⁾, conclue-se que:

a) O pico atribuído a forças de 3 corpos são sensíveis a posição do detector, desaparecendo com pequenas alterações da posição angular de um detector;

b) A condição de colinearidade está bem distante -

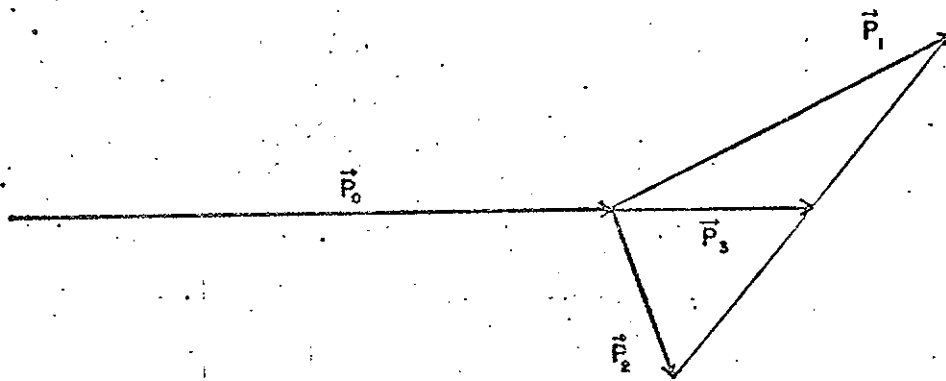


Fig.7 - A condição de colinearidade

no lab. Com o sensor CH?

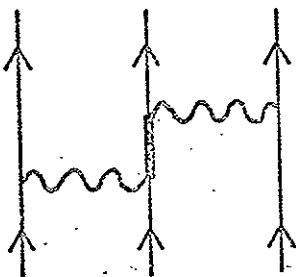


Fig.8 - Força nuclear de 3 corpos

das regiões QFS e FSI, e a presença de qualquer efeito de forças de 3 corpos, depende de uma subtração exata do efeito do potencial de 2 corpos, incluindo o potencial Coulombiano. Uma escolha inadequada de potenciais de 2 corpos, pode, portanto - levar a uma atribuição errônea da verdadeira intensidade.

c) Irregularidades no espectro podem eventualmente ter outras causas.

I-6 . 0 Presente Trabalho

No presente trabalho, reflexo da colaboração na parte experimental com o Laboratório do Synchrocyclotron de 156 MeV de Orsay, fizemos uma revisão geral da situação experimental no que se refere a experiências destinadas a obtenção de dados da interação de estado final de dois nucleons - (Cap. III) e dados do espalhamento quasi-elástico, e eventualmente com grandes afastamentos da região quasi-elástico (Cap. IV). Na Introdução procuramos, em linhas gerais, situar o problema teórico e experimental de três nucleons, discutindo inclusive problemas experimentais ligados a forças de 3 corpos e introduzindo o essencial da cinemática (Cap. II).

Alguns aspectos ^{para} que desejamos chamar particularmente a atenção e que discutimos minuciosamente são os ligados a simetria de carga, secções separadas de cada capítulo e no que se refere ao espalhamento quasi-elástico, coletamos dados da bibliografia de onde foi possível estabelecer que as -

?

Se
citou
significativamente
no texto na Introdução

conhecido?

secções de choque diferenciais são iguais para as colisões n-n e p-p. Embora seja um resultado esperado, a comparação de dados experimentais não havia sido feita antes. Além disso, comparando dados experimentais do pico quasi-elástico e de reações de desintegração do deuteron, mostramos que há uma correlação entre a atenuação da secção de choque com respeito ao esperado na aproximação de impulsão e a razão da secção de choque de desintegração e total. Por último, demonstramos que podem ser considerados equivalentes diferentes modelos que suprimem a parte central do deuteron dos processos de colisão quasi-elástica. ? ?

Na preparação do presente trabalho, foi utilizada extensa bibliografia. Como um fundo, na verdade sempre presente, não tendo sido em geral citado, por não ter habido necessidade de referência direta, existem as diversas revisões de problema de três nucleons, que o autor consultou desde que trabalha no campo, e cujas idéias devem de alguma forma ter marcado a elaboração destas notas. Estão citadas após a bibliografia como: "Artigos de Revisão".

II - O ESPAÇO DE FASE E A CINEMÁTICA DA REAÇÃO

II-1. Caso não Relativístico: o lugar cinemático dos eventos possíveis

A cinemática não relativística, do problema de 3 corpos, foi tratada extensamente por diferentes autores⁽⁴⁵⁻⁴⁸⁾.

O tratamento cinemático, em princípio, não apresenta nenhuma dificuldade maior. No entanto, no sentido de procurar uma maior facilidade nas interpretações apresentamos um tratamento, onde as analogias geométricas permitem uma visualização rápida das características principais das condições cinemáticas em estudo.

Faremos o tratamento para massas iguais, M , e geometria coplanar. Não há, qualquer dificuldade para estender o tratamento para massas diferentes e geometria não coplanar.

As leis de conservação, têm os símbolos já definidos anteriormente:

$$\vec{P}_0 = \vec{P}_1 + \vec{P}_2 + \vec{P}_3 \quad (1)$$

$$T_0 = T_1 + T_2 + T_3 + Q$$

onde

$$p^2 = 2MT \quad \text{e} \quad Q = 2,226 \text{ mev}$$

No sistema de CM, temos $\vec{P}_0 = 0$ e o T_0 , energia cinética disponível no estado inicial é $2/3 T_0^{\text{Lab}}$.

Eliminando \vec{P}_3, T_3 usando somente as variáveis de

energia cinética, resulta

$$\begin{aligned} \text{Lab} \quad T_1 + T_2 - \sqrt{T_0} \sqrt{T_1} \cos \theta_1 - \sqrt{T_0} \sqrt{T_2} \cos \theta_2 + \\ \sqrt{T_1} \sqrt{T_2} \cos(\theta_1 - \theta_2) + \frac{Q}{2} = 0 \end{aligned} \quad (2)$$

No sistema CM, a expressão torna-se

$$\text{CM} \quad T_1 + T_2 + \sqrt{T_1} \sqrt{T_2} \cos(\theta_1 - \theta_2) - \frac{T_0 - Q}{2} = 0 \quad (2')$$

que é a equação de uma elipse, com os eixos inclinados de 45° com referência aos eixos $\sqrt{T_1} \times \sqrt{T_2}$, ou seja no espaço dos momentos. Vemos ainda que para eixos x, y inclinados de 45° as distancias do centro da elipse a origem no sistema Lab são dadas por (Figura 9):

$$\text{Lab} \quad x_0 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{T_0}{2}} \left(\cos \theta_1 + \cos \theta_2 \right) / \left(1 + \frac{\cos(\theta_1 - \theta_2)}{2} \right) \quad (3)$$

$$y_0 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{T_0}{2}} \left(\cos \theta_2 - \cos \theta_1 \right) / \left(1 - \frac{\cos(\theta_2 - \theta_1)}{2} \right)$$

No caso do sistema CM, o centro está na origem das coordenadas.

As expressões para os semi-eixos são pouco mais extensas. No sistema Lab, temos definido A:

$$A^2 = \frac{T_0}{8} \left[\frac{(\cos \theta_1 + \cos \theta_2)^2}{1 + \frac{\cos(\theta_1 - \theta_2)}{2}} + \frac{(\cos \theta_1 - \cos \theta_2)^2}{1 - \frac{\cos(\theta_1 - \theta_2)}{2}} \right] - \frac{Q}{2} \quad (4)$$

*Conceitos
relativísticos
p.1. nos p.1 e p.2?
- os de $\sqrt{T_1} \sqrt{T_2}$?*

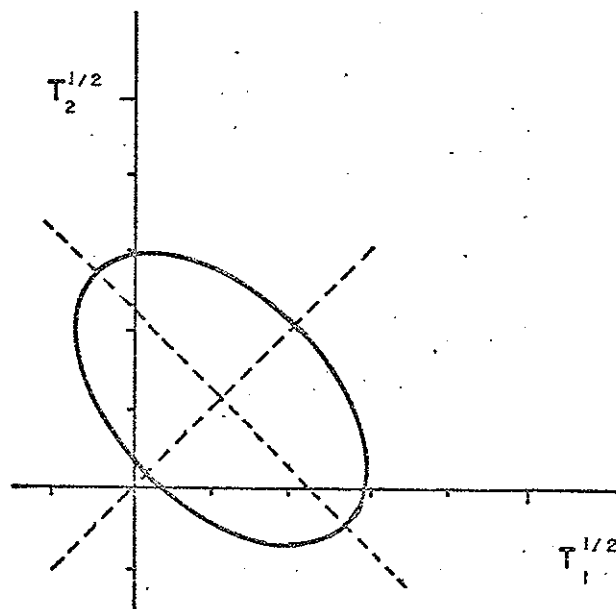


Fig. 9 - Os eixos da elipse estão inclinados de 45° , com respeito aos eixos $\sqrt{T_1}$ e $\sqrt{T_2}$.

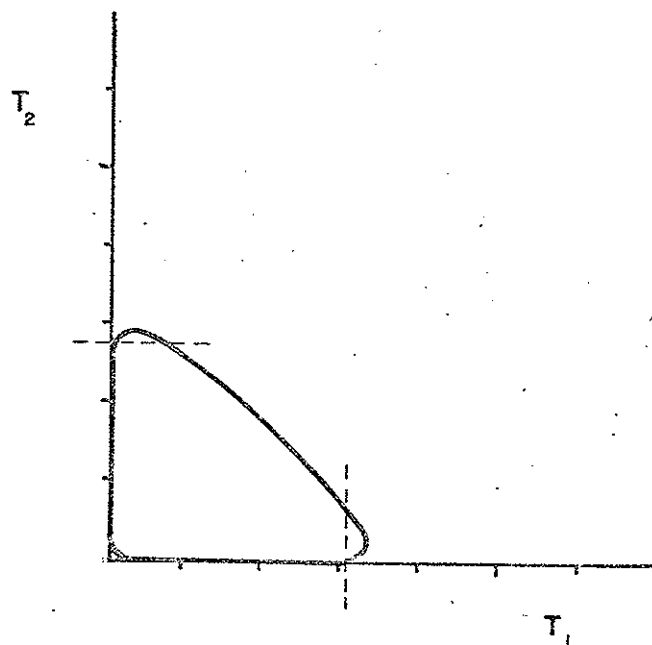


Fig. 10 - A um valor de T_1 podem corresponder 2 valores de T_2 e vice-versa.

e os semieixos são:

$$a^2 = \frac{A^2}{1 + \frac{\cos(\theta_1 - \theta_2)}{2}} \quad (5)$$

$$b^2 = \frac{A^2}{1 - \frac{\cos(\theta_1 - \theta_2)}{2}}$$

Devemos observar no traçado de elipse, lugar cinemático dos pontos $\sqrt{T_1} \times \sqrt{T_2}$, que somente são físicos os pontos correspondentes aos valores positivos, tanto de $\sqrt{T_1}$, como de $\sqrt{T_2}$. Valores negativos de um ou outro correspondem a nucleons se deslocando em sentido ou sentidos opostos aos detectores, isto é, sem possibilidades de detecção. Além disso é extremamente importante notar que há regiões, no espaço dos eventos físicos, onde a um dado valor de T_1 , correspondem dois valores de T_2 , e vice-versa, Figura 10.

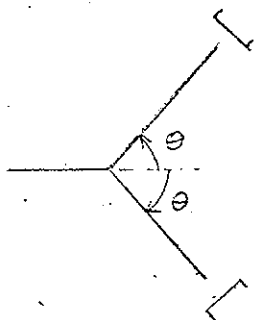
Observa-se que, nas condições experimentais devido ao limiar de detecção, parte da curva correspondente as energias mais baixas é cortada. O ramo de menor energia é bem definido nas formas usuais de apresentação de dados experimentais.

Nas apresentações em termos de T_1 , convém ou excluir, ou separar os valores duplos de T_2 ; nas apresentações em forma de arco de curva, $ds^2 = dT_1^2 + dT_2^2$, não há ambiguidades.

No sistema Lab, para detecção em ângulos simétricos,

ou detectores posicionados na mesma direcção, isto é, respectivamente $\theta_1 = -\theta_2 = \theta$ ou $\theta_1 = \theta_2 = \theta$, temos pois:

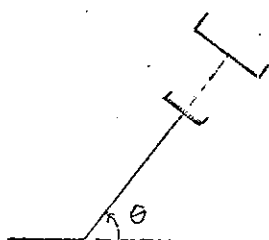
Deteccção Simétrica



$$x_0 = \sqrt{\frac{T_0}{2}} \frac{\cos \theta}{1 + \frac{\cos 2\theta}{2}}, \quad y_0 = 0 \quad (6)$$

$$A^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{T_0 \cos^2 \theta}{1 + \frac{\cos 2\theta}{2}} - Q \right) \quad (7)$$

$$a^2 = \frac{A^2}{1 + \frac{\cos 2\theta}{2}}, \quad b^2 = \frac{A^2}{1 - \frac{\cos 2\theta}{2}} \quad (8)$$



Deteccção na mesma direcção

$$x_0 = \sqrt{\frac{T_0}{2}} \frac{2}{3} \cos \theta \quad (9)$$

$$A^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{2}{3} T_0 \cos^2 \theta - Q \right) \quad (10)$$

$$a^2 = \frac{2}{3} A^2, \quad b^2 = 2A^2 \quad (11)$$

Ainda na deteção simétrica, o cálculo da energia mínima do nucleon espectador é simplificada e é igual a:

$$\sqrt{T_3} = \frac{\sqrt{T_0}}{1 + 2\cos^2 \theta} \left[1 \pm 2\cos^2 \theta \sqrt{\left(1 - \frac{Q}{T_0}\right) - \frac{Q}{2T_0 \cos^2 \theta}} \right] \quad (12)$$

Em geral, caso não simétrico, os resultados para as diferentes grandezas cinemáticas de interesse, são obtidos a partir da parametrização da elipse cinemática, em termos de um ângulo auxiliar λ , com cálculos evidentes, embora trabalhosos. É importante determinar, além da energia, e ângulo da partícula espectador, as energias relativas entre os núcleons.

Procedimento:

Calcula-se: $X = a \cos \lambda$, $Y = b \sin \lambda$

$$x = x_0 + a \cos \lambda \quad , \quad y = y_0 + b \sin \lambda \quad (13)$$

e

$$\sqrt{T_1} = \frac{1}{\sqrt{2}} (x-y) \quad , \quad \sqrt{T_2} = \frac{1}{\sqrt{2}} (x+y) \quad (14)$$

$$T_3 = T_0 - T_1 - T_2 - 0 \quad (15)$$

$$\cos \theta_3 = \frac{\sqrt{T_0} - \sqrt{T_1} - \sqrt{T_2}}{\sqrt{T_3}} \quad , \quad \text{para } T_3 \neq 0 \quad (16)$$

As energias relativas, dos diferentes pares de núcleons são dadas por:

$$T_{ij} = \frac{1}{m} \left(\frac{\vec{p}_i - \vec{p}_j}{2} \right)^2 = \frac{1}{2} (T_i + T_j - 2 \sqrt{T_i} \sqrt{T_j} \cos \theta_{ij}) \quad (17)$$

O valor da energia relativa, têm importância, pelo fato da interação que se considera ser nucleon-nucleon.

As diversas condições de mínimo, são obtidas por gráficos e listadas pelo computador. ?

No sistema CM, os semi-eixos são obtidos a partir

de

$$A^2 = \frac{T_0 - Q}{2} \quad (18)$$

onde no caso T_0 , \tilde{E} é a energia disponível no CM; os ângulos a serem considerados são os ângulos no CM.

O sistema CM, nos casos em que se consideram os picos quasi-elásticos, acaba fornecendo resultados pouco transparentes. p. 9. 3

Vemos que a excentricidade depende do ângulo formado pelos detectores. Segue ainda que para $\theta_1 - \theta_2 = \frac{\pi}{2}$, a elipse se reduz a uma circunferência. É fácil ver ainda que no diagrama $\sqrt{T_1} \times \sqrt{T_2}$, os eventos físicos independentes dos ângulos de detecção, são limitados pela circunferência de raio $R = \sqrt{T_0 - Q}$, correspondente a energia nula da partícula espectador. Vemos que todas as elipses contendo a condição QFS serão tangentes a circunferência de raio limite e o ponto de tangência corresponde as condições do QFS. p. 9. 1

No sistema de eixos $T_1 \times T_2$, o limite físico dos eventos é a parte do quadrante positivo, limitada pela reta $T_1 + T_2 = T_0 - Q$. Toda curva, lugar cinemático, que tangencia esta reta, corresponde a ângulos onde é possível $T_3 = 0$.

Um programa desenvolvido para o PDP11/45, permite o traçado das diversas curvas de interesse nas reações, dadas a energia incidente e os ângulos de detecção, e a listagem das grandezas cinemáticas.

São ainda de interesse, e escrevemos no sistema Lab as fórmulas:

Abertura $\theta_1 - \theta_2$ para espalhamento quasi-elástico

$$\text{caso geral: } \cos(\theta_1 - \theta_2) = \frac{Q}{2\sqrt{T_1}\sqrt{T_2}} \quad (19)$$

que é máxima para ângulos simétricos quando temos:

$$\text{caso simétrico: } \cos 2\theta = \frac{Q}{T_0 - Q} \text{ e } \cos \theta = \sqrt{\frac{T_0}{2(T_0 - Q)}} \quad (20)$$

Para a abertura angular, $\theta_1 - \theta_2$, adequada para interação de estado final, caso de dois nucleons no detector 2, isto é,

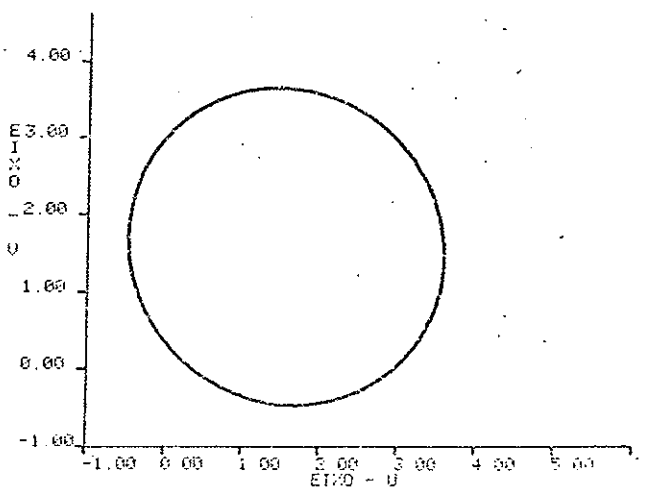
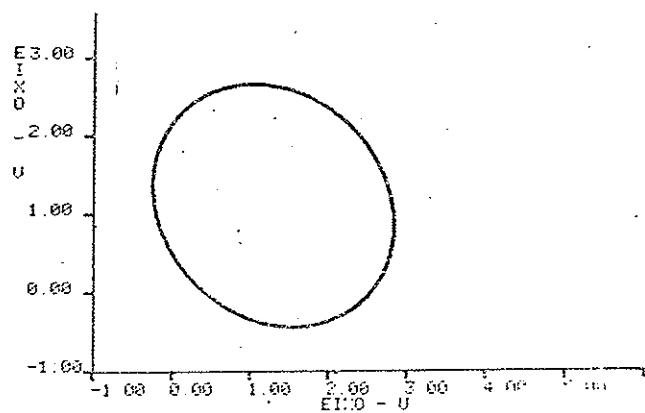
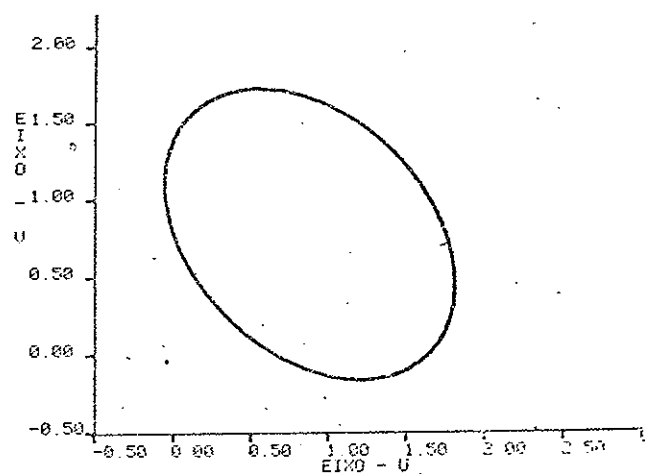
$$\vec{P}_2 = \vec{P}_3 \quad \cos(\theta_1 - \theta_2) = \frac{-2T_2 + Q}{4\sqrt{T_1}\sqrt{T_2}} \quad (21)$$

É interessante, acompanhar no sistema Lab, a evolução das elipses correspondentes aos ângulos de QFS no caso simétrico. Vemos que para energias reduzidas a abertura angular é pequena e

$$x_0 \approx \frac{1}{3} \sqrt{\frac{T_0}{2}}, \quad y_0 = 0 \text{ e } A^2 \approx \frac{T_0}{3} - \frac{Q}{2} \quad (22)$$

A excentricidade é máxima. À medida que a energia aumenta os ângulos tendem para os elásticos e a elipse se reduz a uma circunferência de centro

$$x_0 \approx \frac{1}{2} \sqrt{T_0}, \quad y_0 = 0 \text{ e } R = A = \frac{1}{2} \sqrt{T_0} \quad (23)$$



0) $\sqrt{T_1} \times \sqrt{T_2}$?

Fig.11 - Lugares cinemáticos para ângulos apropriados para o espalhamento QFS simétrico

a) $T_0 = 5\text{MeV}$, b) $T_0 = 10\text{MeV}$, c) $T_0 = 20\text{MeV}$

isto \bar{e} , para grandes energias temos uma circunferência que passa pela origem. Na sequência da fig. 11, apresentamos as figuras no plano $\sqrt{T_1} \times \sqrt{T_2}$ para diferentes energias no QFS, simétrico.

2 - Escolha dos ângulos para Condições Cinemáticas Especiais

No caso do espalhamento quasi-elástico, isto é, com $T_3 = 0$ não há maiores problemas, pois temos das equações de conservação, coplanares,

$$\begin{aligned}\vec{P}_0 &= \vec{P}_1 + \vec{P}_2 \\ T_0 &= T_1 + T_2 + Q\end{aligned}$$

Parametrizando em termos de uma energia T_1 , temos determinado T_2 , de onde segue o conhecimento do módulo dos momentos \vec{P}_1 e \vec{P}_2 . Geometricamente, corresponde a construção de um triângulo do qual são conhecidos os 3 lados. Resulta

$$\text{QFS: } \sin \theta_1 = \sqrt{\frac{T_2}{T_0}} \sin \theta_{12} \quad \text{e} \quad \sin |\theta_2| = \sqrt{\frac{T_1}{T_0}} \sin \theta_{12} \quad (24)$$

onde θ_{12} é determinado pela fórmula (19)

No caso FSI, com dois nucleons no detector 2, isto é, $\vec{P}_3 = \vec{P}_2$, temos

$$\vec{P}_0 = \vec{P}_1 + 2\vec{P}_2 \quad T_0 = T_1 + 2T_2 + Q \quad (25)$$

Escolher T_1 , determina T_2 , e novamente temos um triângulo com 3 lados conhecidos dando para os ângulos os valo

res

$$\text{sen } \theta_1 = 2 \sqrt{\frac{T_2}{T_0}} \text{ sen } \theta_{12} \quad (26)$$

$$\text{sen } |\theta_2| = \sqrt{\frac{T_1}{T_0}} \text{ sen } \theta_{12}$$

onde a abertura $\bar{\theta}$ é dada pela fórmula (21).

Fixar valores predeterminados para energia cinética do nucleon espectador T_3 , não apresenta dificuldades pois podemos usar o procedimento já utilizado no caso do espalhamento quasi-elástico com $T_3 = 0$. Se fixarmos também o ângulo θ_3 , fica determinado o vetor $\vec{P}_0 - \vec{P}_3$, se não é fixado o ângulo, apenas o valor de T_3 , a variação do ângulo, fornece todas as condições cinemáticas para as quais, temos uma energia predeterminada do nucleon espectador. É importante notar, por exemplo, que no caso simétrico, poderíamos encontrar duas soluções com o mesmo valor de $T_3 \text{ m\u00edn}$, uma com ângulo mais fechado que a condição quasi-elástica, quando então o nucleon 3 se movimenta em sentido oposto ao feixe, e outra com ângulos mais abertos, quando o nucleon 3 se movimenta no mesmo sentido do feixe.

Para energias internas diferentes de 0 no caso de FSI, há necessidade de pequena manipulação algébrica, para determinação dos ângulos apropriados.

Podemos escrever:

$$\begin{aligned} \vec{P}_0 &= \vec{P}_1 + \vec{P}_{23} \\ T_0 &= T_1 + T_{23} + 2\vec{p}_{23} \cdot \vec{q} \quad (27) \end{aligned}$$

onde:

$$\vec{P}_{23} = \vec{P}_2 + \vec{P}_3$$

e

$$T_{23} = \frac{1}{2} \frac{P_{23}^2}{(2M)}$$

$$E_{23} = \frac{1}{2} \frac{(\vec{P}_2 - \vec{P}_3)^2}{2M}$$

Portanto a escolha de E_{23} , energia interna dos nucleons 2 e 3, segue a escolha da energia T_1 , em que queremos detectar E_{23} e portanto T_{23} está determinado. Novamente temos o triângulo. Mas o que é desejado é o ângulo θ_2 e não o ângulo correspondente ao vetor \vec{P}_{23} . Conhecido $\vec{P}_{23} = \vec{P}_2 + \vec{P}_3$ e a diferença $|\vec{P}_2 - \vec{P}_3|$ e $P_2^2 + P_3^2 = 2M(T_0 - T_1 - Q)$, os valores de $|P_2|$ e $|P_3|$ ficam determinados, e acabamos tendo 4 soluções.

II-3 . Interpretação dos aspectos cinemáticos

Os aspectos cinemáticos do problema, são preciosos auxílio na análise de formas do espectro. Acentuamos que os picos característicos do espalhamento inelástico dependem da energia da partícula espectador ou da energia interna de duas partículas.

Com respeito ao pico quasi-elástico, sua localização, depende da energia mínima, ou nula, de nucleons espectador. É fácil formar uma idéia sobre, dados os ângulos de detecção, em que região do espectro é possível o aparecimento do pico quasi-elástico:

a) No caso do espalhamento simétrico, a menor energia do nucleon espectador irá corresponder a energias dos nucleons detectadas T_1 e T_2 , iguais, e se os angulos não são demasiado afastados da condição quasi-elástica, com boa aproximação $T_1 \approx \frac{T_0 - Q}{2}$ (a menos da energia do nucleon espectador).

b) Para detecção em ângulos assimétricos, e os detectores em semi-planos opostos em relação ao feixe, a energia de T_1 , correspondente ao pico quasi-elástico é mais elevada se $\theta_1 < |\theta_2|$, e menos elevada se $\theta_1 > |\theta_2|$. Este resultado pode ser deduzido simplesmente de projeção dos vetores \vec{P}_1 e \vec{P}_2 , sobre um eixo, normal ao feixe, pois $\sqrt{T_1} \sin \theta_1 \approx \sqrt{T_2} \sin \theta_2$ (para energias do nucleon espectador próximos de zero) e segue a conclusão acima. A elipse cinemática, também permite a conclusão observando a fórmula (3) e com auxílio da figura 12.

c) Detectores alinhados ou quase alinhados não são convenientes para detecção do pico quasi-elástico, pois o nucleon não detectado deve ter energia suficientemente elevada para equilibrar o momento dos nucleons detectados.

d) O fato da condição cinemática ser favorável à detecção do pico quasi-elástico, não assegura que este apareça de forma clara, pois o fenomeno pode ser obscurecido por problemas de espaço de fase, ou ainda, quando em energias baixas, a excursão de T_3 , pode não ser suficiente, para garantir a formação de um pico nítido. Este ponto, será discutido com mais detalhes no capítulo sobre o espalhamento quasi-elástico.

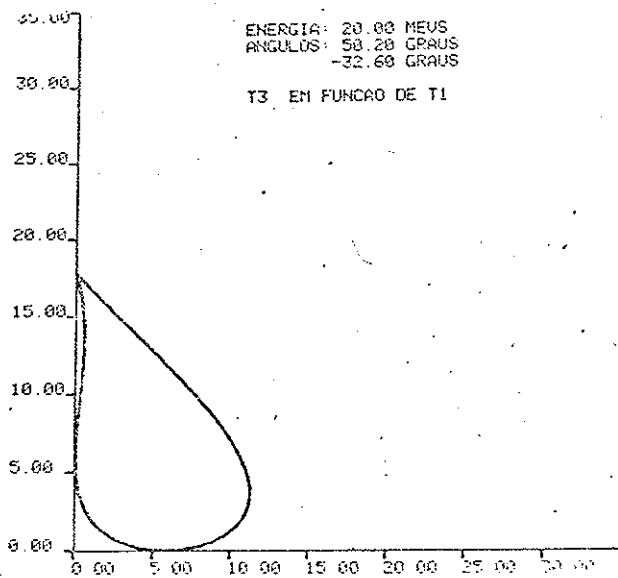
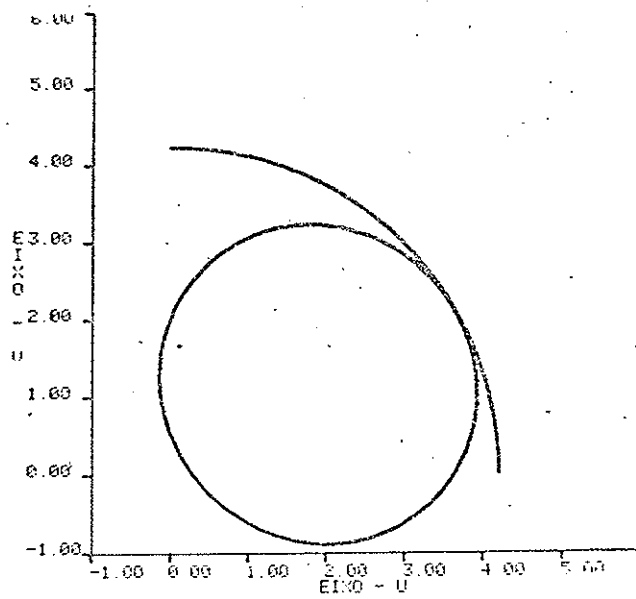


Fig.12 - a) A circunferência limite e as elipses cinemática nas energias de 20 MeV, $\theta_1 = 50,2^\circ$, $\theta_2 = -32,6^\circ$
 b) $T_3 \times T_1$

e) Sobre ^{a IEF} o FSI, este deverá aparecer em geral em ângulos próximos aos do espalhamento elástico deuteron-proton, além da modalidade de detecção assinalada com os detectores alinhados. Para detectores em planos opostos com respeito ao feixe, podem aparecer dois picos de FSI, um correspondente a detecção dos dois nucleons no primeiro detector, com menor energia e outro correspondente aos dois nucleons no segundo detector, com maior energia. Em geral, para este último caso, pode-se posicionar os detectores acompanhando a evolução do pico que irá aumentar de energia com a diminuição do ângulo. O mesmo raciocínio pode ser feito para detecção dos dois nucleons no primeiro detector.

*deixar
da um do
impulso
como nos
nêutros?*

Na figura 13, acompanhamos a variação de energia T_1 , correspondente a $T_{12} = 0$, com o ângulo.

II.4 - Cinemática não Relativística, não Coplanar

Embora experiências onde as condições quasi-elásticas e de interação de estado final estejam asseguradas, correspondem a condição de coplanaridade é interessante a realização de experiências não coplanares para evidenciar certos resultados (50). Neste caso, observamos que o plano de referência pode ser determinado pelo feixe incidente e pela posição do primeiro detector. A colocação do segundo detector fora deste plano, vai fazer com que o nucleon espectador também esteja fora do plano. Neste caso ainda, podemos recorrer ao mesmo procedimen

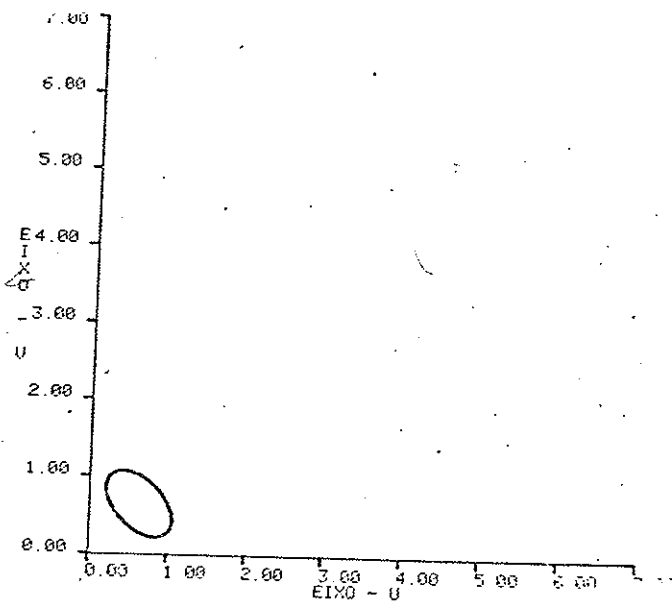
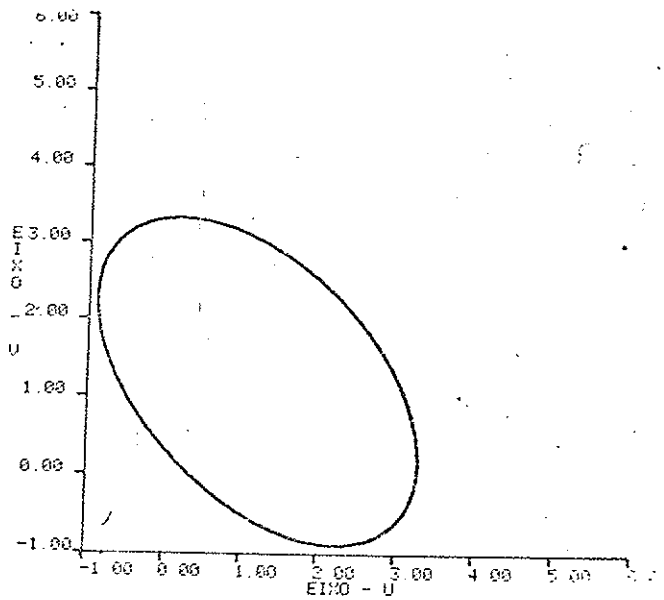


Fig.13 - A elipse cinemática para $\theta_1 = \theta_2$
 a) $\theta_1 = 20^\circ$, b) $\theta_2 = 60^\circ$

, para

FALTA

to já referido anteriormente, pois \vec{P}_1 e \vec{P}_2 , continuam determinando um plano, e o problema que aparece é a substituição dos cosenos dos ângulos pelos novos valores correspondentes a geometria tridimensional. Desde que interpretados de forma apropriada as conclusões do caso planar, continuam válidas.

II-5 . Cinemática Relativística Cóplanar

Para energias elevadas, o uso das relações já deduzidas conduz a avaliações inexatas e o tratamento relativístico torna-se necessário.

O problema, continua sendo o de encontrar uma parametrização adequada, para escolhidos os ângulos θ_1 e θ_2 , de detecção determinar os valores T_1 , T_2 e T_3 , em função desse parâmetro, que eventualmente pode ser uma das grandezas acima.

Das equações de conservação

$$\begin{aligned} T_0 &= T_1 + T_2 + T_3 + Q \\ \vec{P}_0 &= \vec{P}_1 + \vec{P}_2 + \vec{P}_3 \end{aligned} \quad (28)$$

$$e \quad T^2 + 2 mc^2 T = (Pc)^2$$

Podemos para cada valor de T_1 determinar T_2 , T_3 e os ângulos θ_3 , de onde podemos deduzir as energias relativas, usando no caso a aproximação não relativística, que já vimos ou o valor relativístico

$$T_{ij} = - mc^2 + \sqrt{\left(\frac{\vec{P}_i - \vec{P}_j}{2}\right)^2 + mc^2} \quad (29)$$

Escolhido T_1 , podemos calcular P_1 , fazendo

$$A = T_0 - Q - T_1 = T_2 + T_3 \quad (30)$$

Podemos eliminar a variável espectador. Do quadrado da equação de momentos segue:

$$\begin{aligned} P_3^2 &= (\vec{P}_0 - \vec{P}_1 - \vec{P}_2)^2 = P_2^2 - 2(P_0 \cos \theta_2 - P_1 \cos(\theta_1 - \theta_2))P_2 + \\ &+ P_0^2 + P_1^2 - 2P_0 P_1 \cos \theta_1 \end{aligned} \quad (31)$$

$$\begin{aligned} \text{Também } (P_3 c)^2 &= T_3^2 + 2mc^2 T_3 = \\ &= (A - T_2)^2 + 2mc^2 (A - T_2) = \\ &= A^2 - 2AT_2 + T_2^2 + 2mc^2 A - 2mc^2 T_2 \end{aligned} \quad (32)$$

Da equação dos momentos multiplicada por c^2 , estabelecemos a relação

$$\begin{aligned} (P_2 c)^2 - 2(P_0 c \cos \theta_2 - P_1 c \cos(\theta_1 - \theta_2))P_2 c + (P_0 c)^2 + (P_1 c)^2 - \\ - 2P_0 c P_1 c \cos \theta_1 = A^2 - 2AT_2 + T_2^2 + 2mc^2 A - 2mc^2 T_2 \end{aligned} \quad (33)$$

e segue que:

$$\begin{aligned} -2(P_0 c \cos \theta_2 - P_1 c \cos(\theta_1 - \theta_2))P_2 c + (P_0 c)^2 + (P_1 c)^2 - \\ - 2P_0 c P_1 c \cos \theta_1 = A^2 - 2(A + 4mc^2)T_2 + 2mc^2 A \end{aligned} \quad (34)$$

e a única incógnita é T_2 (ou P_2). Temos pois a formar

$$\alpha(P_2 c) = \beta + \gamma T_2 \quad (35)$$

Tab. 5

Cinemática Relativística

Q F S

$$T_3 = 0$$

escolhido T_1 e $T_2 = T_0 - T_1 - Q$, $(Pc)^2 = T^2 + 2MT$

abertura angular:

$$\cos \theta_{12} = \frac{p_0^2 - p_1^2 - p_2^2}{2 p_0 p_1}$$

$$\cos \theta_1 = \frac{p_0^2 + p_1^2 - p_2^2}{2 p_0 p_1}$$

F S I

com $\vec{p}_2 = \vec{p}_3$, escolhido T_1 , $T_2 = \frac{T_0 - T_1 - Q}{2}$

$$(Pc)^2 = T^2 + 2MT$$

abertura angular:

$$\cos \theta_{12} = \frac{p_0^2 - p_1^2 - p_2^2}{4 p_1 p_2}$$

$$\cos \theta_1 = \frac{p_0^2 + p_1^2 - 4p_2^2}{2p_0 p_1}$$

onde α , β e γ são valores que dependem para cada par de ângulos e energia incidente, apenas de $T_1(P_1)$.

Elevando ao quadrado, segue que:

$$\alpha^2 (T_2^2 + 2mc^2 T_2) = (\beta + \gamma T_2)^2 \quad (36)$$

Dessa equação deduzimos, T_2 , e posteriormente T_3
 $T_3 = A - T_2$.

O ângulo θ_3 , é deduzida a partir da relação de momentos. Na tabela 5, apresentado o formulário necessário.

No caso relativístico, os valores das grandezas envolvidas são calculados com programa de computador mas as interpretações geométricas simples inexistem.

II.6 - Espaço de fase - caso relativístico

O espaço de fase apresenta o mesmo grau de dificuldade quer na aproximação não relativística, quer para o caso geral. Neste último caso, temos a vantagem de poder utilizar o espaço de fase invariante, definida em termos do espaço quadri-dimensional, momento, energia: $p = (\vec{P}, E)$, onde p é o quadrivetor e E a energia total.

Temos, para energia total E_0 (47, 51, 52),

$$R(E_0) = \int_{i=1}^3 \pi d^4 p_i \delta(p_i^2 - m_i^2) \delta^4(p_0 - \sum_{i=1}^3 p_i) \quad (37)$$

e

$$\delta^4(p_0 - \sum_{i=1}^3 p_i) = \delta(\vec{P}_0 - \sum_{i=1}^3 \vec{P}_i) \delta(E_0 - \sum_{i=1}^3 E_i)$$

Os δ de Dirac, contêm as condições de conservação

do momento e energia total.

$$\text{Usando a relação } \delta(f(x)) = \frac{1}{|f'(x_0)|} \delta(x-x_0), \text{ sendo}$$

do que $f(x_0) = 0$, temos integrando sobre as energias que a partir de $d^4p = d^3P dE$ e $p^2 = P^2 - E^2$, deduzimos

$$R(E_0) = \frac{1}{8} \int \frac{d^3P_1}{E_1} \cdot \frac{d^3P_2}{E_2} \cdot \frac{d^3P_3}{E_3} \delta(\vec{P}_0 - \vec{P}_1 - \vec{P}_2 - \vec{P}_3) \delta(E_0 - E_1 - E_2 - E_3) \quad (39)$$

Usando elementos de volume adequados

$$d^3P = d\Omega P^2 dP = d\Omega P E dE \quad (40)$$

e integrando sobre P_3 , resulta que:

$$R(E_0) = \frac{1}{8} \int d\Omega_1 P_1 dE_1 \cdot d\Omega_2 P_2 dE_2 \times \int d^3P_3 \delta(\vec{P}_0 - \vec{P}_1 - \vec{P}_2 - \vec{P}_3) \delta(E_0 - E_1 - E_2 - E_3) \quad (41)$$

onde $\int d^3P_3 \delta(\vec{P}_0 - \vec{P}_1 - \vec{P}_2 - \vec{P}_3) = 1$

para $\vec{P}_3 = \vec{P}_0 - \vec{P}_1 - \vec{P}_2$, e (42)

$$E_3 = \sqrt{(P_3 c)^2 + (m c^2)^2} = \sqrt{(\vec{P}_0 - \vec{P}_1 - \vec{P}_2)^2 c^2 + (m c^2)^2}$$

Segue que:

$$\frac{d^3R}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1} = \int \frac{P_1 P_2}{E_3} dp_2 \delta(E_0 - E_1 - E_2 - E_3(E_1, E_2)) \quad (43)$$

onde por $E_3(E_1, E_2)$ indicamos que E_3 é uma função de E_1 e E_2 dada pela equação dos momentos. Vemos que, para integrar -

sobre P_2 , devemos derivar $f(E_2) = E_0 - E_1 - E_2 - E_3(E_1, E_2)$, para isto é necessário substituir $P_2 = \sqrt{(E_2/c)^2 - m^2}$, e a integração resulta em⁽⁵³⁾:

$$\frac{d^3R}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1} = \frac{1}{8} \frac{P_1 P_2^2}{(E_2 + E_3)P_2 - E_2 P_0 \cos\theta_2 + E_2 P_1 \cos(\theta_1 - \theta_2)} \quad (44)$$

generalizada para o caso não coplanar, fazendo a substituição de $\cos(\theta_1 - \theta_2)$ por $\cos\theta_{12}$

$$\frac{d^3R}{d\Omega_1 d\Omega_2 dT_1} = \frac{1}{8} \frac{P_1 P_2^2}{(E_2 + E_3)P_2 - E_2 P_0 \cos\theta_2 + E_2 P_1 \cos\theta_{12}}$$

e na aproximação não relativística: $E \approx mc^2$

$$\frac{d^3R}{d\Omega_1 d\Omega_2 dT_1} = \frac{1}{8} \frac{1}{c^2} \frac{P_1 P_2^2}{(m_2 + m_3)P_2 - m_2 P_0 \cos\theta_2 + m_2 P_1 \cos(\theta_1 - \theta_2)} \quad (45)$$

no caso de massas iguais temos a menor de constantes a expressão usual:

$$\frac{d^3R}{d\Omega_1 d\Omega_2 dT_1} = \frac{1}{8} \frac{\sqrt{T_1} T_2^2}{2 \sqrt{T_2} - \sqrt{T_0} \cos\theta_2 + \sqrt{T_1} \cos(\theta_1 - \theta_2)} \quad (46)$$

O denominador se anula nos pontos correspondentes ao maior e menor valor de T_1 , resultado esse, que pode ser facilmente verificado na equação da elipse, fórmula (2), fig.14.

A secção de choque e o espaço de fase são definidos de forma consistente.

Ainda sobre o espaço de fase, observamos que há outras formulações possíveis, citamos:

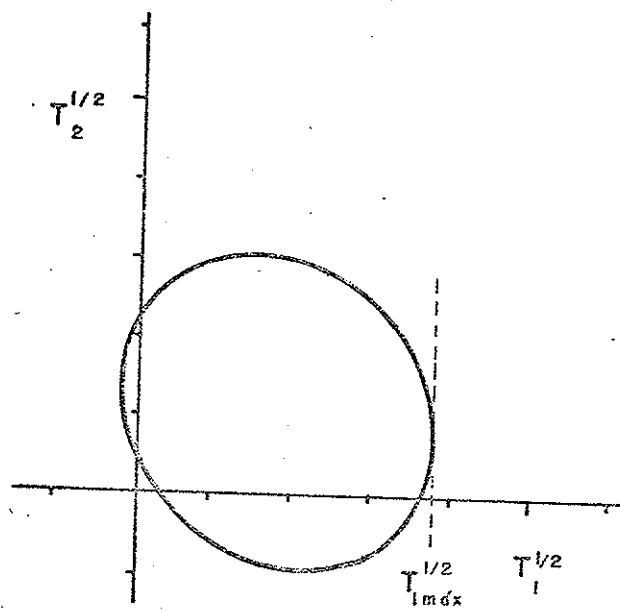


Fig.14 - O ponto de maior valor de T_1 , \bar{e} o ponto em que o denominador da expressão do espaço de fase se anula.

$$\frac{d^3 R}{d\Omega_1 dT_1 dT_2} = \text{const}$$

e

$$\frac{d^2 R}{dT_1 dT_2} = \text{const}$$

Poderíamos tomar a forma diferencial do espaço da fase em outras coordenadas e com respeito as energias das partículas $i \neq j$ o resultado \bar{e} :

$$\frac{d^2 R}{dT_i dT_j} = \text{const}$$

II-7 . Coleta de dados e apresentação de resultados

Nas experiências, cinematicamente completas, as energias dos dois detectores são registradas e os dados são acumulados naturalmente na forma bidimensional $T_1 \times T_2$. Efetuados os cálculos vemos que a secção de choque quadruplicamente diferencial

$$\frac{d^4 \sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dT_1 dT_2}$$

} e' nota p. 1. $T_2 = f(T_1)$

\bar{e} é um dado obtido diretamente, registrando os eventos no diagrama bidimensional $T_1 \times T_2$. Em virtude das leis de conservação a cada energia T_1 , corresponde uma energia T_2 (podem corresponder duas). Portanto a integração sobre T_2 , corresponde a uma integração sobre a largura experimental essencialmente $\delta(T_2(T_1))$, e dessa forma, obtemos

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dT_1}$$

se este é finito, $d^4\sigma = 0$

que é a maneira usual de apresentar os dados experimentais.

Quando as experiências são efetuadas em um arranjo de multidetectors, cobrindo o ângulo 4π , passa a se tornar mais conveniente a apresentação dos resultados bidimensionais, $T_1 \times T_2$, integrando para cada energia T_1 e T_2 sobre todos os ângulos possíveis de um ou dos dois detectores obtendo

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 dT_1 dT_2} \quad \text{ou} \quad \frac{d^2\sigma}{dT_1 dT_2}$$

Qualquer irregularidade, na secção de choque, estatisticamente é constante, indica efeitos a serem analisados além dos já conhecidos QFS e FSI. Em geral, esta apresentação de dados constitui o diagrama de Dalitz⁽⁵⁴⁾. Uma versão muito conhecida é a apresentação no triângulo equilátero, cuja altura é a energia total disponível. Dessa forma a soma das energias as três bases, soma a energia disponível. No caso da detecção 4π , no caso de eixos ortogonais T_1, T_2 , o espaço físico dos eventos disponíveis é o triângulo retângulo isósceles limitado pelos eixos e pela reta $T_1 + T_2 = T_0 - Q$ já citado anteriormente. No caso do triângulo de Dalitz, a região física dos eventos possíveis é bem aproximadamente um círculo inscrito no triângulo de Dalitz, quando $T_0 \gg Q$.

III - A INTERAÇÃO DE ESTADO FINAL

III.1 - Os Estados possíveis de dois Nucleons

Das combinações que é possível formar com nucleons

(n-n), (n-p), (p-p)

apenas a constituída por (n-p), é estável, constituindo o deuteron, cuja energia de ligação é 2,226 MeV. O spin medido do deuteron é $S = 1$. Considerando os dois nucleons, em estados de energia reduzida, o único momento angular a ser considerado é $L = 0$, e devido a antisimetrização, os estados presentes seriam:

$$S = 0, \quad T = 1$$

e

$$S = 1, \quad T = 0$$

respectivamente os estados singleto, 1S_0 , e tripleto, 3S_1 , de dois nucleons. A projeção de T , no caso singleto, dá origem pois aos três subestados com $T_z = -1, 0, 1$, respectivamente (n-n), (n-p) e (p-p). Portanto, os estados possíveis de 2 nucleons são os 3 estados singletos, e o estado tripleto, o deuteron, o único estável, Fig. 15 e Tab. 6. Os estados, não ligados, (n-p) e (p-p), podem ser estudados em experiências de espalhamento, diretamente. O estado (n-n), não, pois não existem alvos de neutrons.

Experiências, com partículas instáveis, como alvos,

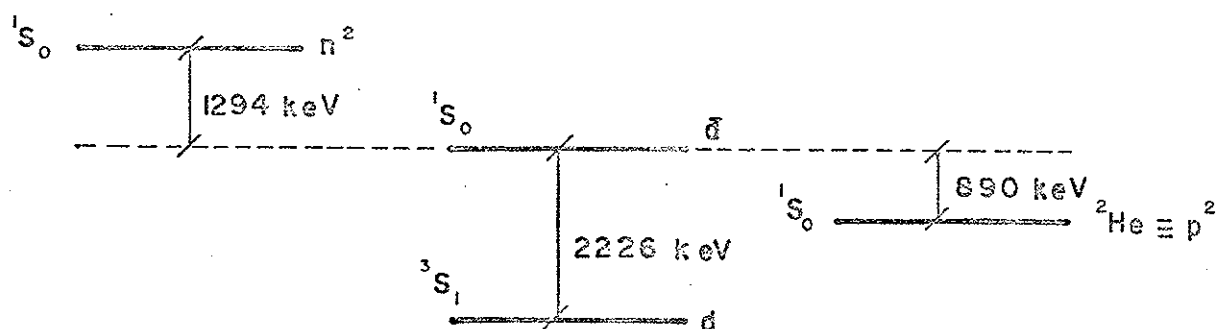


Fig.15 - "Níveis" de energia do sistema de 2 nucleons. O único estável é o 3S_1 , o deuteron

Tabela 6

Os dois nucleons no formalismo de isospin

$$p \equiv \alpha = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} \quad n \equiv \beta = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}$$

$$T = 0 \text{ corresponde a } \frac{1}{\sqrt{2}} [\alpha(1)\beta(2) - \alpha(2)\beta(1)]$$

$$T = 1 \quad T_z = 1 \quad \alpha(1)\alpha(2)$$

$$T = 1 \quad T_z = 0 \quad \frac{1}{\sqrt{2}} [\alpha(1)\beta(2) + \alpha(2)\beta(1)]$$

$$T = 1 \quad T_z = -1 \quad \beta(1)\beta(2)$$

são possíveis⁽⁵⁵⁾ e têm sido efetuados⁽⁵⁶⁾, em energias mais elevadas.

No caso dos estados de dois nucleons, estamos interessados nas suas propriedades a baixa energia.

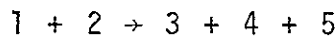
Os pares de nucleons no estado singlete, existem como iremos ver, como estado virtual, com energias internas próximas de zero, menos o caso (p-p), cuja energia interna é ~400 KeV. Ao que tudo indica, a secção de choque, varia regularmente, para baixas energias, no caso (n-p) e (n-n), e no caso (p-p) há um comportamento diferente, que é possível interpretar, considerando a presença da força Coulombiana. A presença de uma força atrativa entre duas partículas caracteriza-se por um aumento do tempo de transito com respeito ao livre e isto acaba se manifestando pelo deslocamento de fase⁽⁵⁷⁾.

O ⁸Be, constitui um exemplo interessante de "núcleo", bem conhecido, com estados excitados determinados, embora não se constitua em um núcleo propriamente estável⁽⁵⁸⁾. Tem sido detectado em reações nucleares, com procedimento engenhoso⁽⁵⁹⁾.

Os estados singletos de dois nucleons, embora simples, foram pouco estudados e utilizados em reações nucleares.

Cabe determinar se é, em geral possível encarar a reação

fica sem resposta



Como ocorrendo em duas etapas, com formação de um estado intermediário, por exemplo, (3-4)*, ou seja:

Discussão + geral do significado de ressonâncias e estados não ligados

tem sido ressonância definida em D

Quais?
?

mas já foi incluído!

Há muitos outros exemplos

V. DA M. S. DE COSTA

$$1 + 2 \rightarrow (3+4) \xrightarrow{+5} 3 + 4 + 5$$

Em termos de reações nucleares os resultados são significativos: Cohen et al., em experiências de pick-up⁽⁶⁰⁾ detectaram os neutrons e protons emitidos na mesma direção como (n-p) Stahei et al.⁽⁶¹⁻⁶³⁾ em experiências de stripping de 2 neutrons do ${}^4\text{He}$ sobre ${}^{12}\text{C}$ produziram o ${}^{14}\text{C}$ no estado fundamental e estados excitados, detectando os 2 protons, constituindo exatamente o sistema (p-p).

A secção de choque que torna-se máxima, para determinadas energias internas, decrescendo fora delas, permite uma caracterização dos estados 1S_0 , análoga a certas situações encontradas, em energias mais elevadas, envolvendo nucleons e pions, por exemplo⁽⁶⁴⁾. Dessa forma, caberia adotar uma nomenclatura individualizando cada estado 1S_0 , possível, e adotamos os nomes de:

(p-p) diproton ou ${}^2\text{He}$

(p-n) deuteron singlete ou deuteron antiligado

(n-n) dineutron

uma fração de proton

já adotados em trabalhos publicados anteriormente.

III.2 - A Interação de Estado Final

Desde que uma reação na qual participam 3 nucleons, ocorra com a formação de um estado intermediário numa primeira etapa, estado intermediário este que decai posteriormente, a curva cinemática, a que nos referimos no Cap. II, reduz-se a um

único ponto, caracterizado no caso pela reação:



onde o estado $(2+3)^*$, supõe-se formado, com uma energia definida. O fato do processo físico, envolvendo dois nucleons não ligados, não ser tão nítido, vai fazer, com que o ponto tenha uma determinada largura e o que acaba aparecendo efetivamente é um pico, refletindo a interação que ocorre entre dois dos nucleons com energia relativa reduzida ou nula. A largura do pico, depende da energia do nucleon incidente e do ângulo de detecção. No sistema de referencia correspondente aos nucleons que interagem esta largura é fixa para cada par de nucleons.

Podemos dizer, que no caso $(n-p)$ e $(n-n)$, subsistem as do estado de 3 nucleons, intuitivamente esperamos que a energia interna nula dos dois nucleons deve corresponder a um máximo da secção de choque pelo fato de que nesta situação a força nuclear deve ter a possibilidade de se manifestar mais intensamente. Experimentalmente, sabemos que no caso do espalhamento $(n-p)$, o máximo da secção de choque corresponde efetivamente aos neutrons de muito baixa energia. Por outro lado no caso $(p-p)$, o comportamento deve diferir, pois para energias reduzidas, a repulsão Coulombiana, impede a força nuclear de se manifestar.

Watson⁽⁶⁵⁾ e Migdal⁽⁶⁶⁾, formularam claramente o problema, introduzindo um fator que deve atingir o máximo valor para energia interna nula $(n-p)$ ou $(n-n)$, e tendendo a unidade quando a energia interna tende a valores elevados. A formu-

lação de Watson-Migdal, é aplicável pois quando a energia relativa de dois nucleons é pequena e a influencia do terceiro nucleon se manifesta sem variações rápidas. Expressando de outra forma: a função de onda do movimento dos 3 nucleons pode ser fatorizada, ou ainda em outros termos podemos afirmar que a seção de choque é igual a um fator de produção multiplicando o termo de Watson-Migdal.

É importante notar no caso de interação de estado final, que o sistema de dois nucleons não decai exponencialmente, pois não há efetivamente uma meia vida definida⁽⁶⁷⁾, embora seja possível considerar um tempo médio em que os nucleons permanecem próximos, e este tempo é uma função da energia interna.

Sobre o fator de Watson-Migdal, este é calculado a partir da função de onda descrevendo o movimento sob a ação da interação e da função de onda considerando a interação ausente, mais exatamente

$$B = \left| \frac{\mu}{\mu_0} \right|_{r=0}^2 \quad (49)$$

onde μ é a função de onda exata, do movimento, dos dois nucleons e μ_0 é a função de onda dos nucleons livres. Como $|\mu_0|^2 = \text{const}$, resulta que:

$$B = \text{const} |\mu|^2 \quad (50)$$

Como $\mu = e^{i\delta} \text{sen}(kr + \delta)/k$ onde k é o número de onda, δ é o deslocamento de fase e r a distância e para $r = 0$, resulta

$$\mu(0) = \frac{e^{i\delta} \operatorname{sen}\delta}{k}, \quad B = \operatorname{const} \frac{\operatorname{sen}^2\delta}{k^2} \quad (51)$$

e vemos que $\mu(0)$ coincide com a amplitude de espalhamento e que, o fator de Watson-Migdal, coincide com a secção de choque; para onda s.

Da teoria de alcance efetivo⁽⁶⁸⁾, temos que:

$$k \cotg\delta = -\frac{1}{a} + \frac{1}{2} r_0 k^2 \quad (52)$$

onde a é o comprimento de espalhamento e r_0 , o alcance efetivo e portanto:

$$\begin{aligned} \mu(0) &= \frac{e^{i\delta} \operatorname{sen}\delta}{k} = \frac{\operatorname{sen}\delta}{e^{-i\delta} k} = \frac{1}{k \cotg\delta - ik} = \\ &= \frac{1}{\left(-\frac{1}{a} + \frac{1}{2} r_0 k^2\right) - ik} \end{aligned} \quad (53)$$

e

$$B = \frac{1}{\left(-\frac{1}{a} + \frac{1}{2} r_0 k^2\right) + k^2} \quad (54)$$

onde omitimos constantes multiplicativas.

Para $k = 0$, resulta:

$$B(k = 0) = a^2 \quad (55)$$

e para $k \rightarrow \infty$

$$B = 0 \quad (56)$$

Não é este o comportamento que se espera, e o fa-

tor de Watson-Migdal \bar{e} é modificado para tender a um para valores elevados do momento relativo de dois nucleons.

A expressão com o comportamento adequado no infinito \bar{e} de acordo com, Zupancic⁽⁶⁷⁾,

$$B = \frac{(r_0^{-1} - a^{-1} + \frac{1}{2} r_0 k^2)^2}{k^2 + (-a^{-1} + \frac{1}{2} r_0 k^2)^2} \quad (57)$$

Goldberger and Watson⁽⁶⁹⁾, sugerem

$$B = \frac{(k^2 + \alpha^2)^2 \frac{1}{4} r_0^2}{(-\frac{1}{a} + \frac{r_0}{2} k^2)^2 + k^2} \quad (58)$$

$$\alpha = \frac{1}{r_0} \left(1 + \sqrt{1 - \frac{2r_0}{a}} \right)$$

pequena variação da anterior. No limite de energias muito baixas todas se comportam como

$$B \approx \frac{1}{\frac{1}{a^2} + k^2} \quad (59)$$

Para o caso (p-p), a presença da força Coulombiana, modifica consideravelmente a fórmula aplicável, pois a teoria do alcance efetivo neste caso dá para a expansão⁽⁷⁰⁾.

$$C^2 k \cotg \delta + \frac{h(n)}{R} = -\frac{1}{a} + \frac{1}{2} r_0 k^2 \quad (60)$$

onde

$$c^2 = \frac{2\pi n}{\exp(2\pi n) - 1} \quad (61)$$

$$h(n) = n^2 \sum_{i=1}^{\infty} \frac{1}{i(i^2+n^2)} - \ln n - \gamma \quad (62)$$

$\gamma = 0,5772\dots$, constante de Euler

e $n = \frac{e^2}{\hbar v}$, fator de Sommerfeld

$$R = \frac{\hbar^2}{2m_p e^2}$$

As expressões (60)e(52) variam linearmente com a energia no chamado limite independente de forma de expansão do alcance efetivo. A expressão correspondente introduzida por Zupancic é:

$$B = \frac{[r_0^{-1} - a^{-1} + \frac{1}{2} r_0 k^2 - \frac{h(n)}{R}]^2}{c^2 k^2 + c^{-2} [-a^{-1} + \frac{1}{2} r_0 k^2 - \frac{h(n)}{R}]^2} \quad (63)$$

$h(n)$, tem o comportamento apresentado na figura 17, em termos de energia relativa.

Nota-se que quando $E_{rel} = 0$, $B = 0$, e que quando $E_{rel} \rightarrow \infty$, $B \rightarrow 1$. O máximo de B se dá na energia $E_{rel} \approx 0,4\text{MeV}$.

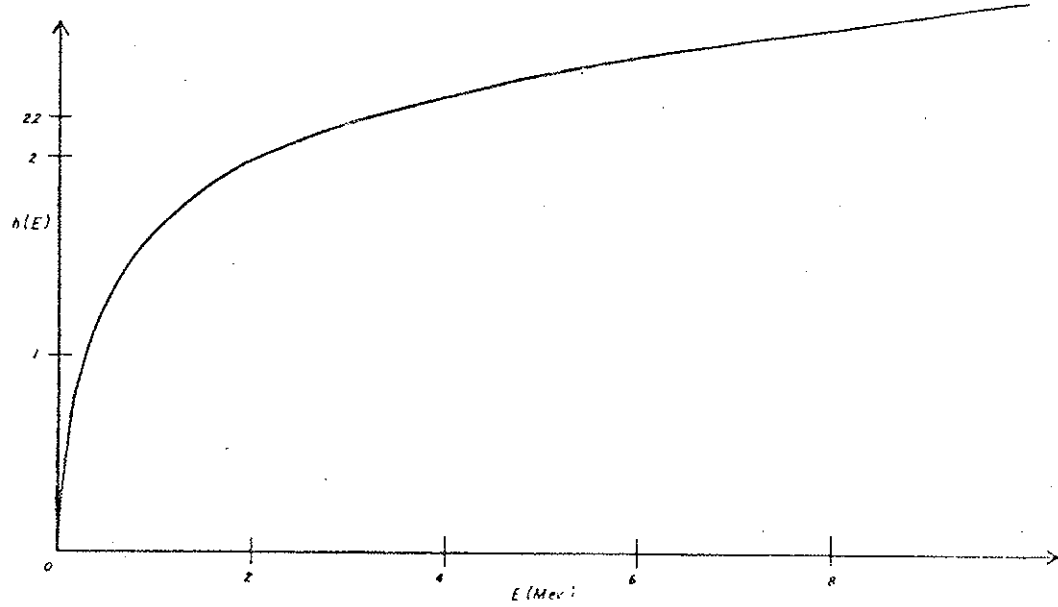


Fig.16 - Variação de $h(n)$ com a energia

Goldberger and Watson⁽⁶⁹⁾ apresenta como fórmula -
 uma onde a função $-h(n)$ é substituída por $\ln r_0/R + 2\gamma - 1$,
 no numerador, temos nesse caso

$$B = \frac{(r_0^{-1} - a^{-1} + \frac{1}{2} r_0 k^2 + \frac{1}{R} (\ln \frac{r_0}{R} + 2\gamma - 1))^2}{c^2(n)k^2 + \frac{1}{c^2(n)} (-a^{-1} + \frac{1}{2} r_0 k^2 - \frac{h(n)}{R})^2}$$

Uma formulação alternativa para a interação estudo
 final foi feita por Phillips⁽⁷¹⁾.

A partir da teoria de Faddeev,⁽²⁾ desenvolveram-se
 técnicas de tratar a interação do estado final, que em princí-
 pio levam em conta a presença dos três nucleons. Cahill⁽⁷²⁾ -
 demonstrou recentemente, que a fatoração introduzida por
 Watson-Migdal, é um caso particular da solução geral quando a
 energia relativa entre dois nucleons é baixa. No caso de expe-
 riências cinematicamente incompletas é necessário levar em con-
 ta outros termos na amplitude de espalhamento além do usual.

III.3 - Experiências para Determinação de Interação de Estado Final

A experiências realizadas com 3 nucleons, relativas
 ao FSI, se destinam principalmente a determinação dos comprimen-
 tos de espalhamento, mais especialmente a a_{nn} , tendo sido medi-

dos também a_{np} e a_{pp} para teste da teoria. Há um número muito grande de experiências cinematicamente incompletas realizadas, em geral com detecção frontal⁽⁷³⁾ ou próxima, procurando melhorar os resultados melhorando a resolução do feixe (muito difícil quando se trata de neutrons) e do sistema de detecção. Nas referências 57 e 74 é feita uma revisão e citadas experiências realizadas. Nas experiências cinematicamente completas, o efeito pode ser estudado selecionando-se a partir dos posicionamento dos detectores as condições cinemáticas mais interessantes. No capítulo II, indica-se como escolher os ângulos de detecção uma vez escolhida a energia interna do sistema de dois nucleons e a energia na qual se deseja fazer a detecção em um dos detectores.

É importante notar que, embora para energias relativas da ordem de centenas de KeV, o pico correspondente a FSI, já fica extremamente atenuado, nas experiências com três nucleons ocorre uma amplificação cinemática⁽⁷⁵⁾. Devido a essa amplificação o pico fica com uma largura razoável, permitindo determinações de grande resolução, mesmo com detectores com pouca resolução, e eventuais medidas de estrutura poderiam ser efetuadas. No caso particular de detecção de neutrons, quando a resolução depende de medidas de tempo, com previsão bastante limitada pela eletrônica, a amplificação cinemática é de grande valia. Também devido a efeitos puramente cinemáticos o diproton apresenta dois picos, que deveriam ser idênticos, mas têm sua forma alterada pelo fator de espaço de fase. Neste caso, o fa-

to da energia correspondente a amplitude ser diferente de zero faz com que, haja duas energias de detecção que correspondem a energia relativa que dá a secção de choque máxima.

Classificamos as experiências, cinematicamente completas realizadas em quatro categorias, que serão descritas a seguir:

- i) estudo do deuteron singlete e do neutron-proton não ligados
- ii) comprimento de espalhamento a_{np}
- iii) comprimento de espalhamento a_{pp}
- iv) comprimento de espalhamento a_{nn}

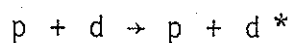
A razão de separar o estudo do deuteron singlete da medida do seu comprimento de espalhamento reside no fato de que as experiências realizadas realmente se destinarem a outros objetivos, entre outros a medida da função de excitação e a distribuição angular. Embora da realização possível dentro da técnica atual, não se conhecem medidas de função de excitação e distribuição angular de $n + d \rightarrow n + d^*$, $n + d \rightarrow p + (n-n)$ e $p + d \rightarrow n + (p-p)$. As duas primeiras reações podem ser medidas com os detectores no mesmo ângulo, detectando os dois nucleons do sistema. Uma comparação entre as duas distribuições angulares do d^* e do $(n-n)$, é interessante, pois a distribuição angular irá refletir diretamente propriedades de antisimetria da função da onda de 3 nucleons.

III.4 - Estudo do Deuteron Singlete e do Neutron-Proton, não ligados.

As experiências cinematicamente completas realizadas para determinação da FSI de dois núcleons, apresentam um número muito maior de determinações referentes ao deuteron singlete, que a qualquer outro caso.

Há uma grande variedade de trabalhos realizados, em diferentes energias e usando com projéteis o próton, o deuteron e o nêutron. Como resultados experimentais existem determinações do comprimento de espalhamento a_{np} , e a caracterização do deuteron singlete, d^* , estudando sua função de excitação e distribuição angular. Em reações $p + d$, o d^* pode ser produzido desde que satisfeita a condição $E_{np} \approx 0$, podendo existir também certa mistura de (n-p), tripleto. Em reações de detecção de 2 prótons de momentos \vec{P}_1 e \vec{P}_2 , $E_{np} = 0$ quando $\vec{P}_3 = \vec{P}_1$ ou $\vec{P}_3 = \vec{P}_2$. Em reações de detecção de um próton, e um nêutron a condição pode ser preenchida na detecção colinear, próton e nêutron detectados no mesmo ângulo, ou fazer, escolhendo os ângulos, que $\vec{P}_3 = \vec{P}_2$, Fig. 17. Na reação $n + d$, podemos aplicar raciocínio idêntico.

Vamos considerar mais detidamente os resultados da função de excitação



e da distribuição angular θ_d^{CM} , em diferentes energias, com a ressalva de que embora pequena e fortemente dependente do ângulo, pode haver certa mistura de (n-p) tripleto no d^* (76).

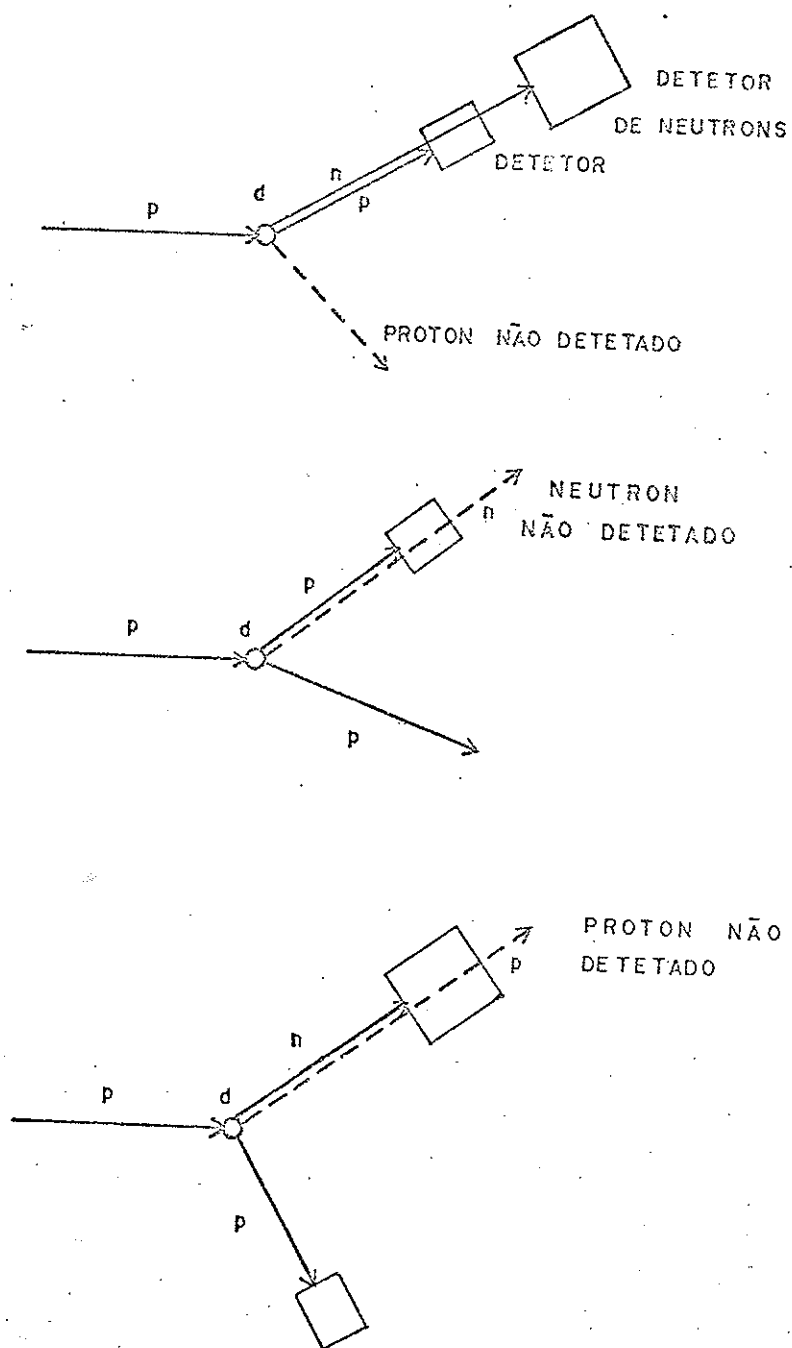


Fig.17 - Diferentes arranjos para detecção do d^* . Em a) o próton e neutrón do d^* são detectados no mesmo ângulo; em b) dois prótons detectados em ângulo apropriado assinalam o d^* ; em c) um próton e um neutrón detectados assinalam d^* . Supõe-se os detectores, com sistema que indica a partícula desejada.

III.4.1 - Medidas de Função de Excitação p + d*

Funções de excitação do deuteron singleto foram medidas por Niiler et al.⁽⁷⁷⁾, van der Weerd et al.⁽⁷⁸⁾ e Braithwaite et al.⁽⁷⁹⁾ Burq et al.⁽⁸⁰⁾, apresenta tabelas de resultados em algumas energias tornando possível comparações em energias baixas.

A medida de Niiler et al.⁽⁷⁷⁾ foi efetuada, detectando os dois protons em ângulos tais que garantiam a condição $E_{pn} = 0$. A faixa de energias percorrida foi de 9 a 13 MeV, *de quem?* escolhendo o ângulo do 2º detector de forma a ter sempre $\theta_{d^*} = 30^\circ$, no Lab. O resultado, reproduzido na Fig. 18, em termos de seção de choque integrada em energia e nos ângulos do 2º detector, apresenta um pico não muito acentuado na energia do feixe incidente de 10,25 MeV, atribuído pelos autores a um estado excitado do ^3He , que teria pois uma estrutura (p-d). Este resultado, embora consistente dentro das flutuações de medida com outros que seguem, não teve o pico confirmado. Resultados em termos de $d^3\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2 dT_1$, são apresentados em figura apenas *ambos?* para 11 MeV, para $\theta_1 = 30^\circ$ e $\theta_2 = -77^\circ$.

Van der Weerd et al.⁽⁷⁸⁾ estudaram a função de excitação da reação de formação do deuteron singleto, em uma faixa mais ampla de energias, de 7 a 17 MeV, detectando o proton e o neutron do d, no mesmo ângulo. A função de excitação, Fig. 18, obtida em um ângulo $\theta_{d^*} = 25^\circ$, Lab depende de forma crítica, como no trabalho anterior da forma de fazer a integração em energia.

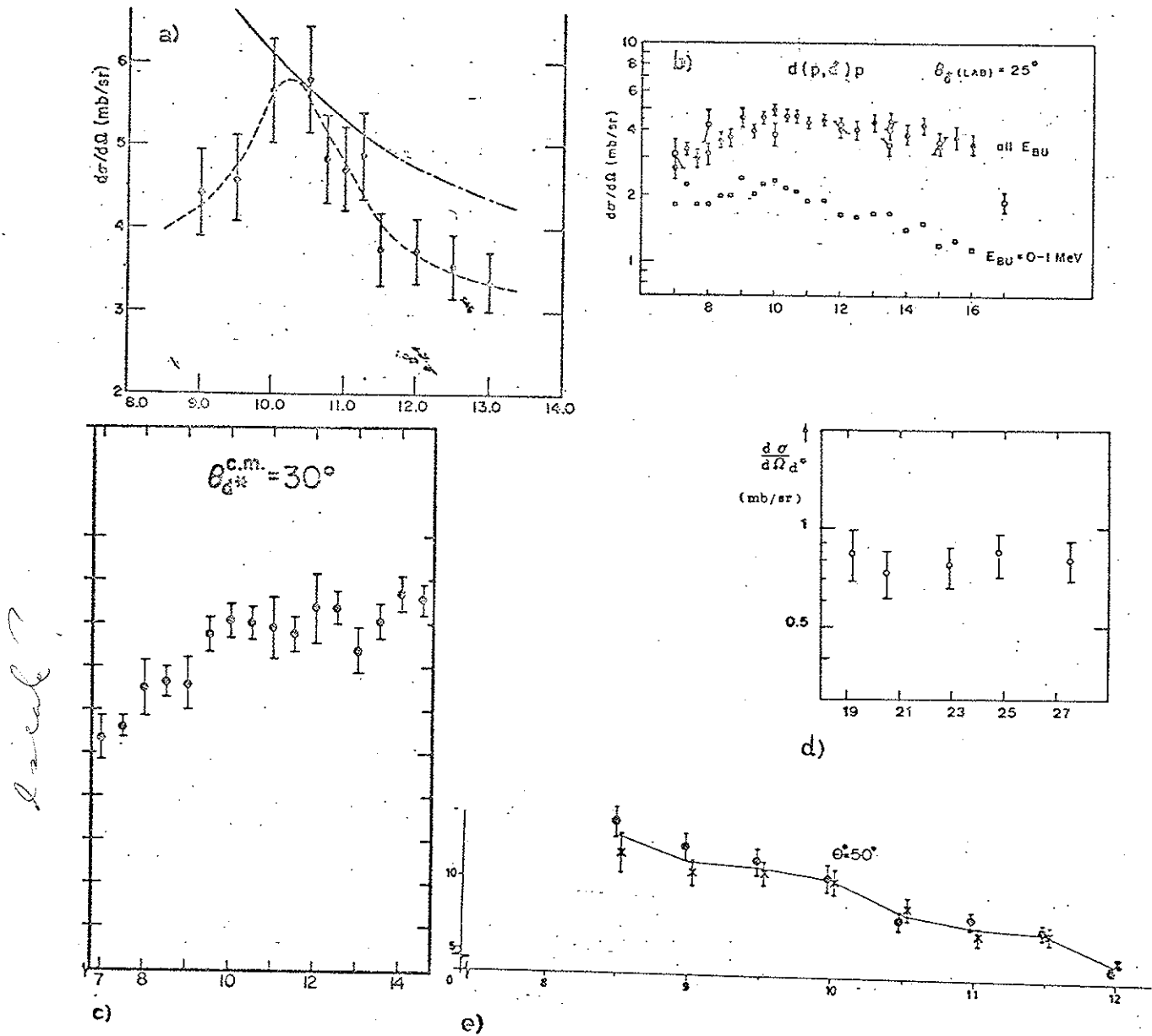


Fig.18 - Função de excitação $p+d \rightarrow p+d^*$: a) Niiler et al⁽⁷⁷⁾, $\frac{d\sigma}{d\Omega}$, $\theta_{\text{Lab}} = 30^\circ$, b) van der Weerd et al⁽⁷⁸⁾, $\frac{d\sigma}{d\Omega}$, $\theta_{\text{Lab}} = 25^\circ$, c) Braithwaite et al⁽⁷⁹⁾, $(\frac{d^2\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2})$, $\theta_{\text{CM}} = 30^\circ$, d) Burq et al.⁽⁸⁰⁾, $(\frac{d\sigma}{d\Omega})$, $\theta_{\text{Lab}} = 11^\circ$, e) Plasek et al.⁽⁸¹⁾, $\frac{d\sigma}{d\Omega}$, $\theta_{\text{CM}} = 50^\circ$. Os critérios de integração não são os mesmos.

Braithwaite et al. (79) cobriram a faixa de 7 a 14,5 MeV detectando os dois prótons e apresentando os resultados para dois ângulos no CM $\theta_d^* = 90^\circ$ e $\theta_d^* = 30^\circ$. Esses resultados não são confrontáveis com os anteriores, pois correspondem a mudanças nas posições dos dois detectores no Lab, os resultados obtidos estão apresentados em termos de $d^2\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2$ na Fig. 18. A possibilidade de que exista a ressonância correspondente ao ^3He , é investigada agora em termos de interação primária, dividindo a secção de choque pelo espaço de fase e pelo fator de Watson-Migdal, nada ficando evidenciado.

Burq et al. (80), usando deuterons sobre prótons com energias de 18 a 27 MeV, e integrando sobre ângulos e energias também não encontraram estrutura, Fig. 18.

Plasek et al. (81), mediram a função de excitação na faixa de 8 a 12 MeV, encontrando um comportamento decrescente.

Em geral notamos variações no comportamento das curvas, embora não sejam inconsistentes. O comportamento diverso da função de excitação obtida em diferentes ângulos é uma decorrência da distribuição angular como iremos ver.

Uniformizando os dados a $\theta_{\text{CM}} = 90^\circ$, Sundqvist (17) apresenta experiências de diferentes procedências com os dados de pico, isto é, a energia $E_{\text{pn}} = 0$, obtendo um pico largo a 10 MeV, $d^3\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2 dT_1 = 8 \text{ mb/sr}^2\text{-MeV}$, decrescendo até próximo de $1 \text{ mb/sr}^2\text{-MeV}$, Fig 19 concluímos que a formação do d^* é uma fração pequena da secção de choque elástica no mesmo ângulo, e crescente. Na tabela 7, a secção de choque d^* das medidas

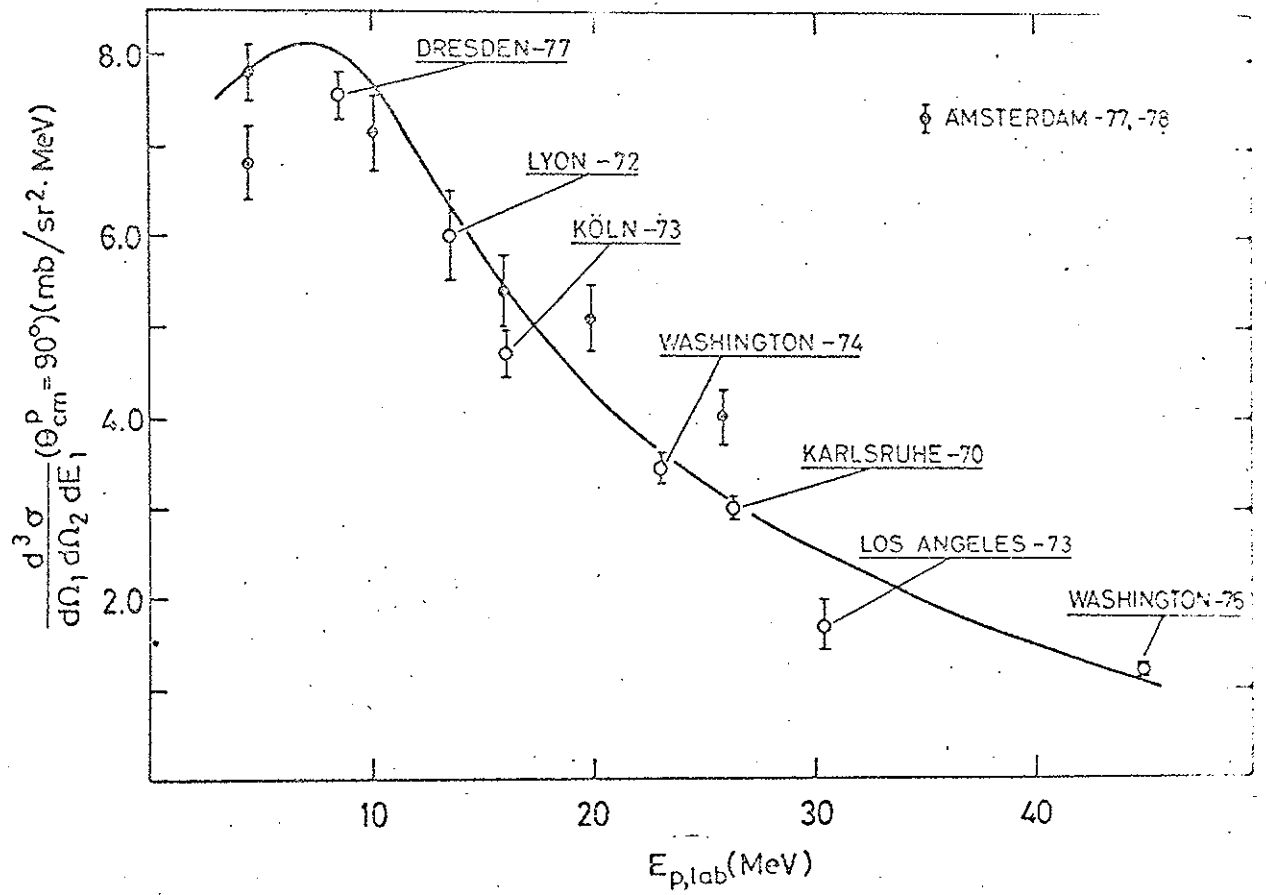


Fig.19 - $\frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dT_1} \bar{a} \theta_{d^*}^{\text{CM}} = 90^\circ$, em função da energia incidente
(Sundqvist⁽¹⁷⁾)

de van der Weerd⁽⁷⁸⁾ com ângulo de CM de 60° , e confronto com elástica.

Tabela 7

d*: medidas de van der Weerd⁽⁷⁸⁾ e comparação com secção de choque elástica $\theta_{CM} = 60^\circ$

Energia (MeV)	$(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{d^*}^{CM}$ (mb/sr)	$(\frac{d\sigma}{d\Omega})_d^{CM}$ (mb/sr)	razão ($\times 10^{-3}$)
7	2,0	1288	1,58
8	3,5	1127	2,66
10	4,0	913	4,38
12	4,0	750	5,33
13,5	3,5	656	5,34
15	3,5	581	6,02
17	2,0	498	4,02

III.4.2 - Distribuição angular do d*

A distribuição angular do d* foi medida em diferentes energias. Na Tabela 8, apresentamos as energias para quais existem resultados disponíveis bem como características das medidas.

Tabela 8

Medidas de distribuição angular do d*
Com feixe de protons

Energia (MeV)	ângulos no CM (graus)	deteccção	Apresentação	Ref.
7	35-70	α	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	(78)
8	25-100	α	$d\sigma/d\Omega$	(78)
8,5	50-80	α e β	$d\sigma/d\Omega$	(81)
8,5	40-154	β	$d^3\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2 dT_1$	(82)

Energia (MeV)	ângulos no CM (graus)	detecção*	apresentação	Ref.
9,0	50-80	α e β	$d\sigma/d\Omega$	(82)
9,5	50-80	α e β	$d\sigma/d\Omega$	(82)
10	50-80	α e β	$d\sigma/d\Omega$	(82)
10	25-100	α	$d\sigma/d\Omega$	(78)
10	62-138	β	$d^2\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2$	
10,5	50-80	α e β	$d^3\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2 dT_1$	(82)
11,0	50-80	α e β	$d^3\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2 dT_1$	(82)
11,5	50-80	α e β	$d^3\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2 dT_1$	(82)
12,0	50-80	α e β	$d^3\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2 dT_1$	(82)
12	25-100	α	$d\sigma/d\Omega$	(78)
13,5	25-100	α	$d\sigma/d\Omega$	(78)
13,5	110-160	α	$d\sigma/d\Omega$	(80)
15	25-100	α	$d\sigma/d\Omega$	(78)
15,9	45-137	β	$d^2\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2$	(83)
17	25-100	α	$d\sigma/d\Omega$	(78)
19,85	48-134	β	$d^2\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2$	(83)
25,8	44-140	β	$d^2\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2$	(83)
30,3	45-125	β	$d^3\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2 dT_1$	(84)
Com feixe de deuterons				
12,8	71-139	β	$d^2\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2$	(83)
12,9		β	s/dados	(85)
22,9	30-70	α	$d\sigma/d\Omega$	(80)
24,8	30-80	α	$d\sigma/d\Omega$	(80)
27,5	20-90	α	$d\sigma/d\Omega$	(80)
52,3	55-152	β	$d\sigma/d\Omega$ e $d^3\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2 dT_2$	(76)

* α - protons e neutrons detectados no mesmo ângulo

β - detecção de dois protons em ângulos apropriados para $E_{pn}=0$

Os resultados de van der Weerd⁽⁷⁸⁾, numa faixa angular restrita apresentam sempre secções de choque maiores para ângulos mais baixos e para a energia de 17 MeV é nítido um crescimento próximo de 90° .

Burq et al.⁽⁸⁰⁾, apresentam espectros com comportamento diferente para 22,9 MeV, 24,8 MeV e 27,5 MeV de energia de deuterons - equivalente respectivamente a 11,4, 12,4 e 13,7 MeV de protons - a sua distribuição mais completa, comendo os dados de protons a 13,5 MeV com os deuterons a 27,5 MeV difere da curva de van der Weerd.⁽⁷⁸⁾

Os dados publicados de Schram⁽⁸⁵⁾ et al., na energia de deuteron de 12,9 MeV. Sua preocupação na apresentação foi comparação com diferentes escolhas de potencial de 2 corpos no código de Ebenhöh⁽⁸⁶⁾. Também foram medidas pelo mesmo grupo, as únicas existentes da distribuição angular do estado singlete (p-p), embora numa faixa angular muito limitada $104-135^\circ$, e comparadas com modelos, sem apresentação dos dados experimentais.

Doornbos⁽⁸³⁾ et al., apresentam os dados experimentais tabelados, sendo que as tabelas estão sujeitas a pequenas alterações dependentes da forma como foi feita a extrapolação para a energia $E_{pn} = 0$. Há dois conjuntos de dados experimentais, dependendo do potencial de dois corpos utilizado. O código usado é uma variante do de Ebenhöh^(86,87), Guratzsch⁽⁸²⁾ et al., numa medida com protons de 8,5 MeV, apresentam um resultado, bastante diferente do obtido por van der Weerd⁽⁷⁸⁾ nas

energias de 8 e 10 MeV.

Margaziotis et al.⁽⁸⁴⁾, com protons de 30,3 MeV determinaram para a distribuição favorecimento dos ângulos menores como na ref. (78).

Bruckmann et al.⁽⁷⁶⁾, com deuterons de 52,3 MeV, conseguiram separar a contribuição do (n-p) tripleto, e a apresentação dos seus dados apresenta as duas distribuições angulares - no mesmo gráfico. Enquanto o estado tripleto segue comportamento análogo ao do espalhamento elástico, o d^* apresenta um comportamento próprio. Enquanto o estado tripleto decresce monotonicamente, com um mínimo próximo de 120° e crescendo para ângulos anteriores, o estado singlete tem um máximo a 110° e um mínimo a 140° .

Plasek et al.⁽⁸¹⁾, determinaram, usando os dois métodos de detecção do d^* , a distribuição angular na faixa $50^\circ - 80^\circ$ em energias de 8,5 a 12 MeV, obtendo resultados que apresentam o mesmo comportamento semelhante embora não consistente com outros resultados experimentais.

Na Fig. 20, apresentamos para comparação os dados da distribuição angular de d^* de van der Weerd⁽⁷⁸⁾ a 10 MeV, os Guratzsch a 8,5 MeV e os de Doornboos a 10 MeV e os de Plasek⁽⁸¹⁾ 10 MeV.

Na Fig. 21, estão apresentados os dados da distribuição angular de van der Weerd⁽⁷⁸⁾ e Burq⁽⁸⁰⁾ nas energias de 13,5 MeV e Plasek⁽⁸¹⁾ na energia de 12 MeV.

Na Fig. 22, apresentamos os dados de van der Weerd⁽⁷⁸⁾ de 17 MeV, e Doornboos⁽⁸³⁾ 15,9 e 19,85 MeV.

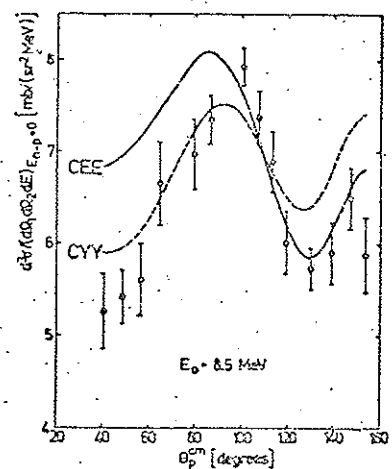
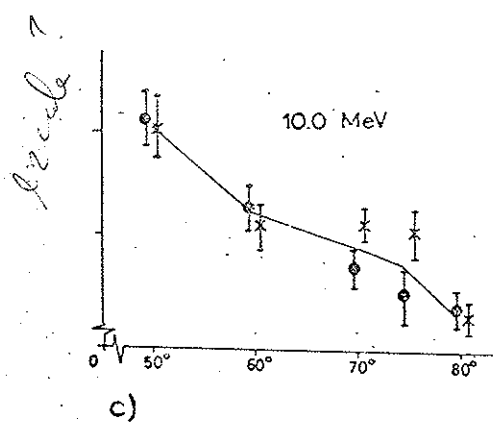
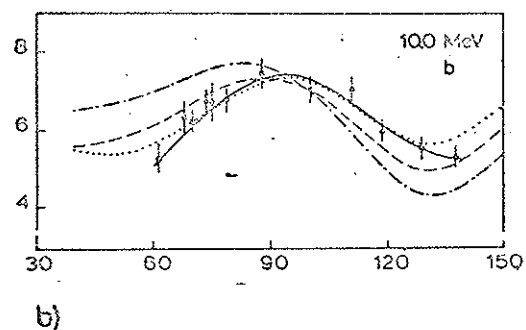
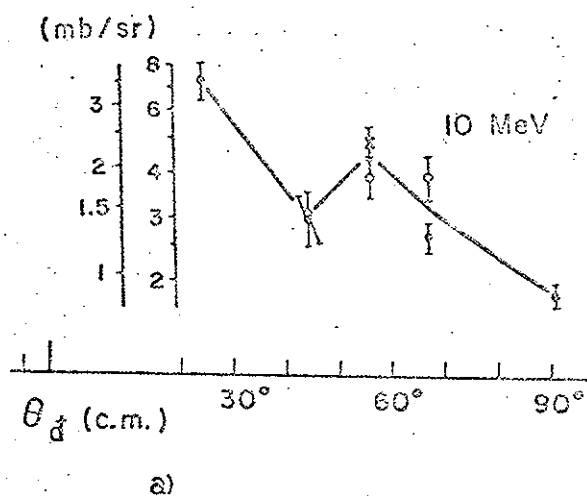
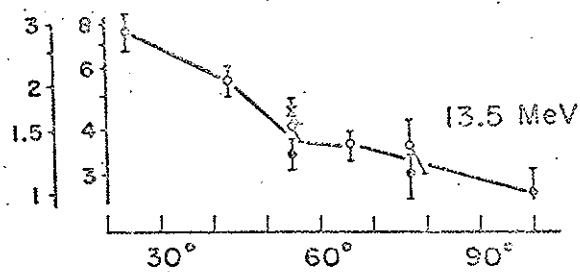
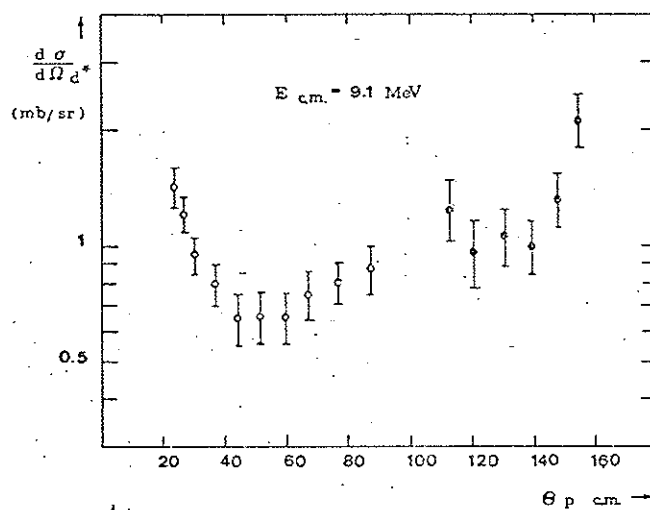


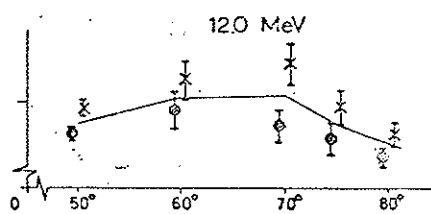
Fig.20 - Distribuição angular d^* a) van der Weerd⁽⁷⁸⁾, 10 MeV; b) Doornboos⁽⁸³⁾, 10 MeV, c) Plasek⁽⁸¹⁾, 10 MeV e d) Guratzsch⁽⁸²⁾, 8,5 MeV.



a)



b)



c)

Fig.21 - Distribuição angular d^* a) van der Weerd⁽⁷⁸⁾, 13,5 MeV;
 b) Burq⁽⁸⁰⁾, 13,5 MeV; Plasek⁽⁸¹⁾, 12 MeV.

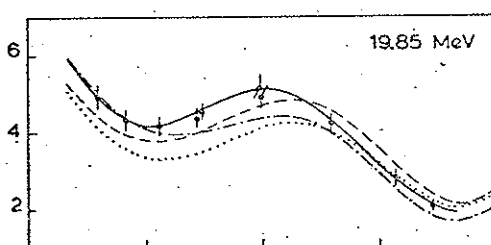
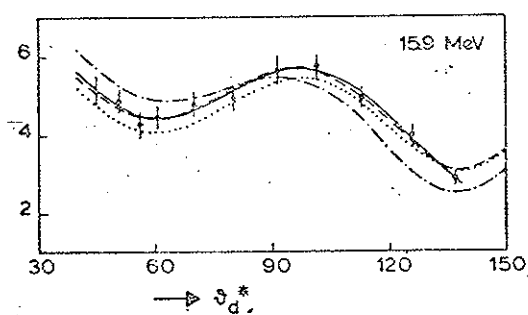
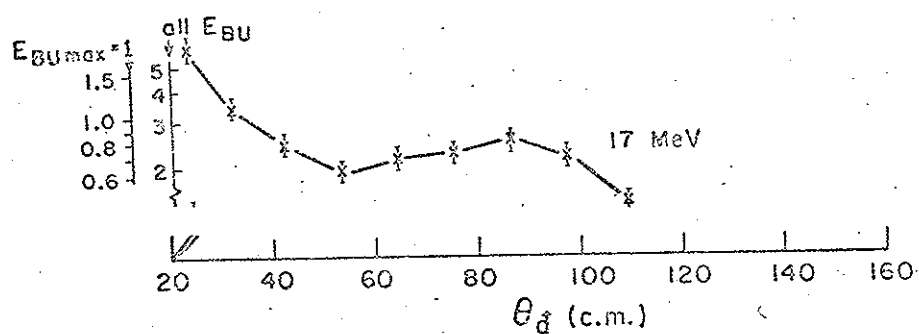


Fig.22 - Distribuição angular d^* a) van der Weerd⁽⁷⁸⁾, 17 MeV;
 b) Doornbos⁽⁸³⁾, 15,9 MeV, c) Doornbos⁽⁸³⁾, 19,85 MeV.

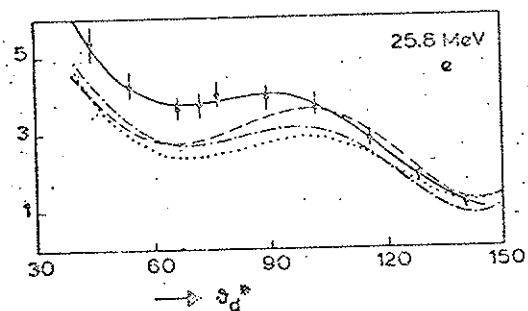
Na Fig. 23, apresentamos os dados, correspondentes a energia de protons de respectivamente 25,8 MeV⁽⁸³⁾ 26,15⁽⁷⁶⁾ MeV e 30,3⁽⁸³⁾ MeV.

Deve-se observar que ocorrem discrepâncias sensíveis que em parte poderiam ser atribuídas ao método de medida: nos casos assinalados α pela detecção dos proton e neutron no mesmo ângulo, e nos casos assinalados β pela detecção dos dois protons em ângulos que favorecem a formação do d^* movimentando-se na direção de um dos detectores. Neste ponto, os dados de Plasek⁽⁸¹⁾, obtidos pelos dois métodos, não apresentam esse gênero de dificuldade.

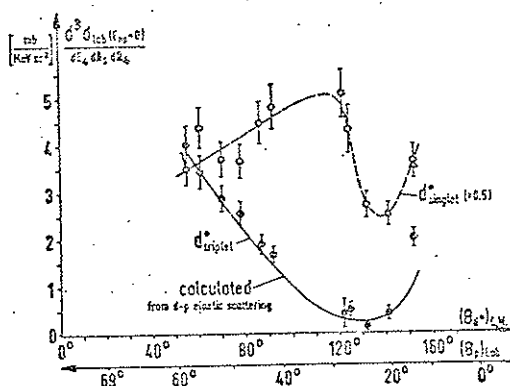
Os resultados de Bruckmann⁽⁷⁶⁾, indicam que para ângulos pequenos a contribuição do tripleto é importante e o erro cometido não efetuada a separação pode alterar a forma da curva de distribuição. Margaziotis⁽⁸⁴⁾, por exemplo nas suas considerações, embora com medidas até 40° no CM, desprezou a contribuição do (n-p) tripleto.

A distribuição angular é um bom teste para cálculos teóricos e estes foram efetuadas, no contexto do formalismo de Faddeev⁽²⁾ em trabalhos mais recentes. Vamos comentar o trabalho de Doornboos⁽⁸³⁾, por abranger uma faixa de energias mais ampla. As discordâncias, chegam a ser consideráveis, até 40%, em alguns casos. As comparações foram feitas usando uma versão modificada do código de Ebenhöh⁽⁸⁶⁾ e diferentes potenciais separáveis: com fatores de forma de Yamaguchi⁽³⁾ e gaussianas. Foram efetuados também cálculo com potenciais separáveis com dois termos. Considerando que em energias baixas há

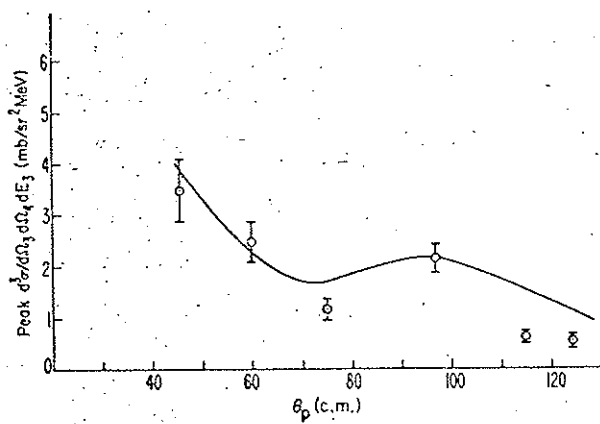
Mar do não deve dependem
da interpretação



a)



b)



c)

Fig.23 - Distribuição angular d^* a) Doornbos⁽⁸³⁾, 25,8 MeV; b) Brückmann⁽⁷⁶⁾, 26,15 MeV; Margaziotis⁽⁸⁴⁾, 30,3 MeV.

razoável acordo dos potenciais, com os deslocamentos de fase, indicando serem esses potenciais "realistas", a discrepância merece maiores estudos.

III.4.3 - Comprimento de espalhamento a_{np} , singleto

O comprimento de espalhamento a_{np} , pode ser determinado com extrema precisão, a partir das medidas da secção de choque de neutrons térmicos e por medidas de espalhamento coerente extremamente refinadas, usando o orto e o para hidrogênio, ou como medidas de ângulos críticos, que permitem determinações, onde o domínio da técnica dá segurança aos resultados. Os valores determinados para o comprimento de espalhamento triplete e singleto, que podem ser obtidos destas medidas tem grande precisão, muito melhor do que as que é possível obter usualmente, empregando as técnicas de medida de Física Nuclear.

Dessa forma devemos considerar a determinação do comprimento de espalhamento nesse caso, não como uma medida em si, mas a partir da comparação com o valor de outras medidas, como um teste da teoria ou modelo envolvido.

Este teste, quando feito em experiências de espalhamento inelástico de três nucleons, pode ser feito em uma vasta faixa de energias, e no caso por exemplo da adoção do modelo de Watson-Migdal, o comprimento de espalhamento obtido, deve concordar com o valor atualmente aceito.

1/9/ dar 2 valores?

$$a_{np}^S = - 23,712 \pm 0,013F \quad (\text{h\u00e1 uma ambigui-} \\ - 23,719 \pm 0,013F \quad \text{dade na determi-} \\ \text{na\u00e7\u00e3o})$$

Nas determina\u00e7\u00f5es do a_{np}^S , em rea\u00e7\u00f5es de quebra - do deuteron com energia baixa, nos ajustes, em geral, os efeitos causados pela presen\u00e7a do 3\u00b0 nucleon n\u00e3o s\u00e3o levados em conta em que pesem as considera\u00e7\u00f5es feitas anteriormente.

A express\u00e3o utilizada, introduzida anteriormente, o fator de Watson-Migdal^(65,66-69), \u00e9 ajustada minimizando o χ^2 , e os resultados para n\u00fameros de onda k , n\u00e3o muito elevados, s\u00e3o pouco sens\u00edveis ao par\u00e2metro de alcance efetivo r_0 , utilizado. Para energias internas mais elevadas, ocorrem varia\u00e7\u00f5es, mas \u00e9 necess\u00e1rio nesse caso, extremo cuidado nas avalia\u00e7\u00f5es, pois podem estar ocorrendo interfer\u00eancias com outros mecanismos.

Concorrendo com o fator de Watson-Migdal, temos o modelo introduzido por Phillips et al.⁽⁷¹⁾, o modelo PGB, que tamb\u00e9m determina o comprimento de espalhamento.

Nos casos em que \u00e9 usado a rea\u00e7\u00e3o ${}^2\text{H}(p,2p)n$, em \u00e2ngulos apropriados para a intera\u00e7\u00e3o do estado final (n-p), n\u00e3o h\u00e1 maiores dificuldades pois o feixe \u00e9 razoavelmente intenso e as efici\u00eancias de detec\u00e7\u00e3o 100%. Os resultados experimentais, obtendo a_{pn}^S , nos ajustes dos dados experimentais, apresenta para a_{pn}^S , valores mais negativos do que 20F.

Bruckmann et al.^(78,89), como parte da experi\u00eancia

já citada, em diferentes ângulos de detecção dos 2 protons, se parou a componente tripleto, obtendo os seguintes valores para comprimentos de espalhamento e alcances efetivos

$$\begin{aligned} a_{np}^s &= -23,2 \pm 0,6F & r^s &= 2,67 \pm 0,02F \\ a_{np}^t &= 5,41 \pm 0,01F & r^t &= 1,750 \pm 0,015F \end{aligned}$$

Em uma primeira versão publicada⁽⁸⁹⁾ o valor obtido havia sido $|a_{np}| = 19 \pm 2,5F$.

Jeremie et al.⁽⁹⁰⁾, com energias entre 5 e 10 MeV, obtiveram $|a_{np}^s| = 24 \pm 1,2F$, utilizando o fator de Watson-Migdal.

Niiler et al.⁽⁹¹⁾, com energias de 9 a 13 MeV, obteve o valor de $-23,9 \pm 0,8$, em uma experiência analisada usando o PGB.

Boyd et al.⁽⁹²⁾, usando protons de 16 MeV e deutrons de 16 MeV e 10 MeV chegou ao valor de $-23,8 \pm 0,5F$, utilizando o fator de Watson-Migdal.

O teste de modelos destinados a extrair o comprimento de espalhamento de 2 nucleons, em experiências com 3 nucleons, se completou com as medidas de Lunke et al.⁽⁹³⁾ com neutrons de 14 MeV, efetuando a reação conjugada, para extrair os dados do (n-p). A detecção de dois neutrons é um problema bem mais complicado devido as dificuldades de discriminar os neutrons em um fundo gama⁽³²⁾ além da eficiência extremamente reduzido de detecção. Nesta experiência, utilizando como alvo um cintilador de benzeno deuterado, foram determinadas 7 gran-

dezas cinemáticas: os 4 ângulos dos detectores de neutrons, as energias dos neutrons (por tempo de voo) e a energia do proton. Esta sobredeterminação permitiu a redução do fundo. A medida - levando em conta diferentes correções, deu $a_{np} = -23,0 \pm 1,7F$, onde foram levadas cuidadosamente em conta possíveis contribuições na região da FSI.

III.5 - Comprimento de espalhamento a_{pp}

O estado 1S_0 , de dois protons, é o único possível. Não foi, como é o caso do d^* objeto de medidas tão detalhadas caracterizando a função de excitação e a distribuição angular. O comprimento de espalhamento proton-proton, pode, analogamente ao caso neutro-proton, ser medido diretamente e ter o valor determinado a partir dos valores obtidos do deslocamento de fase. Embora não seja possível, como no caso do $n-p$ determinações do comprimento de espalhamento em experiências diferentes dos da Física Nuclear, a situação nesse caso é menos complicada: há só o estado 1S_0 . Medidas efetuadas com energias baixas, levaram a se conhecer o comprimento de espalhamento proton-proton com boa precisão, sabemos que:

$$a_{pp} = -7,815F \quad \pm ?$$

Este valor, inclui o efeito do campo Coulombiano, que deve ser levado em conta para obter-se o comprimento de espalhamento puramente nuclear (este problema será objeto da discussão detalhada).

O conhecimento de a_{pp} , novamente coloca o problema de sua determinação em experiências de espalhamento inelástico de 3 corpos como consistindo em teste da teoria. Existem

relativamente poucos resultados experimentais, com essa finalidade, nas reações com 3 nucleons.

Ivanovich et al.⁽⁹⁴⁾, com feixe de protons de 8 a 13 MeV, mantendo o detector de protons fixo a 25° e variando o detector de neutrons, para obter a condição de FSI para (p-p) obtiveram o valor de $|a_{pp}| = 7,7 \pm 0,6F$. Na Fig. 24, apresentamos os dados experimentais e o ajuste a 11 MeV. Foi utilizada uma formulação derivada da de Watson-Migdal.

Bruckmann et al.⁽⁹⁵⁾ apresentaram dados do FSI(p-p) a 52,3 MeV, e numa análise dos dados feitos utilizando um modelo formulado por Matthay and Zeh⁽⁹⁶⁾, obtiveram $a_{pp} = -7,7F$. Neste modelo o momento do CM dos dois protons é levado em conta e a variação deste momento entra como uma função multiplicando o fator de Watson-Migdal, é levada também em conta a influência do quasi-elástico, na região do FSI.

Fora do contexto de 3 nucleons o diproton, também foi estudado com resultados ajustados pelo modelo de Watson-Migdal. Citamos, o trabalho pioneiro de Blackmore and Warren⁽⁹⁷⁾, ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, p){}^4\text{He}$ com energia de 1,5 MeV onde os ângulos foram escolhidos para que os dois protons apresentassem a interação de estado final.

Como características gerais do pico (p-p), nota-se que:

- a) os máximos não são tão pronunciados como no caso (p-p),
- b) a energia interna, $E_{pp} = 0$, aparece um mínimo nítido
- c) a região do pico é mais extensa que no caso (n-p).

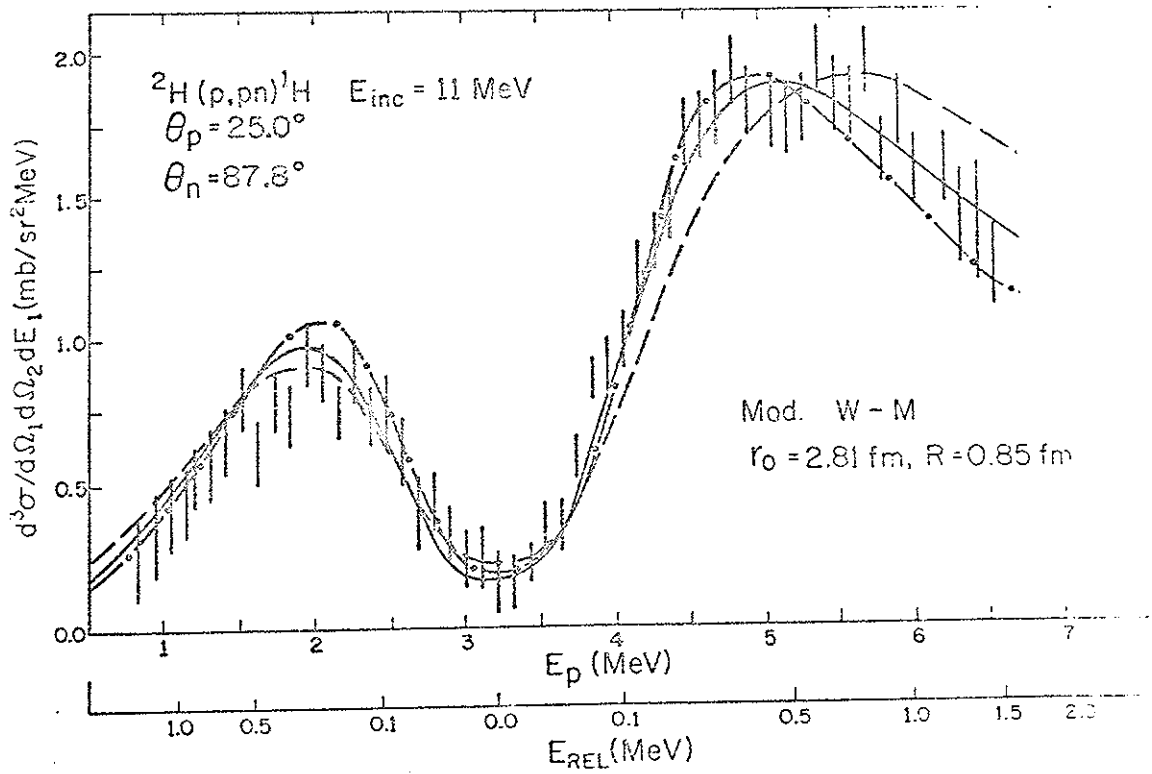


Fig.24 - Experiência de Ivanovich et al.⁽⁹⁴⁾: FSI (p-p) a 11 MeV, vendo-se o deslocamento do pico.

III.6 - O Dineutron

O espalhamento neutron-neutron não têm a possibilidade de ser estudada diretamente, embora as características desse espalhamento possam responder questões fundamentais da Física Nuclear. A condição verificada por Kuckes et al.⁽⁹⁸⁾, a partir das considerações de trabalho de Chew-Low⁽⁵⁵⁾, de que nucleons poderiam ser considerados como livres extrapolando os dados experimentais da colisão de nucleons com deuterons para energias iguais a $\sim 1,113$ MeV, podem se aplicar no caso de energias elevadas. Nesta situação escolhendo para detecção ângulos correspondendo ao espalhamento quasi-elástico, e detectando os dois neutrons, poderíamos obter dados de secção de choque nestas energias.

Se operassemos na forma descrita, com neutrons cobrindo uma vasta faixa de energias poderíamos, desde que possível tratar nosso problema de três corpos de forma simplificada, obter dados completos da secção de choque diferencial neutron-neutron. É claro que quando a energia de incidência é pouco acima do limiar de reação, temos problemas, pois nesse caso não é possível desprezar a presença do proton cuja energia relativa com respeito aos dois neutrons é pequena. Nesse caso, e mesmo para energias mais elevadas o problema é claramente de três corpos e isolar as propriedades de dois corpos só é possível procurando outros procedimentos.

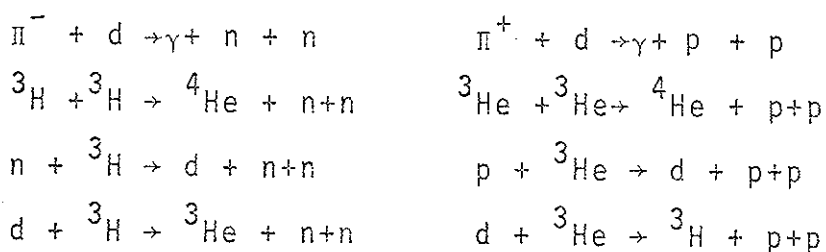
A série de experiências realizadas medindo-se a interação de estado final (n-p) e (p-p), demonstrou a possibili

dade de fatorar a função de onda neutron-neutron, quando $E_{nn} \approx 0$.

As experiências com três nucleons não são as únicas de onde é possível extrair informações sobre a_{nn} , é possível ainda medir a_{nn} nas experiências cinematicamente completas apresentadas na Tab. 9, juntamente com as experiências conjugadas de carga.

Tabela 9

Algumas reações que podem ser utilizadas para fornecer o comprimento de espalhamento e reações espelho.



As experiências espelho, é sempre interessante para testar o valor obtido de a_{nn} . Se a experiência espelho é ajustada com o valor de a_{pp} , conhecido, isso dá indicações de que o procedimento a menos de efeitos Coulombianos é correto. No estado inicial, estes efeitos podem ser importantes e introduzir distorções na função de onda que na experiência de (n-n) podem se atenuar. Embora uma boa determinação de a_{pp} , nas reações espelho seja uma condição de validade para experiência de determinação de (n-n), não é necessário ser tão rigoroso.

Na primeira das experiências da Tab. 9, pions negativos são capturados em repouso e no estado final temos como vantagens sobre todos outros casos que são os neutrons podem interagir com interação forte. A experiência espelho $\pi^+ + d \rightarrow \gamma + p+p$, onde protons apareceriam no estado final, não é possível, pois a repulsão Coulombiana não permite a captura dos pions em repouso.

Os valores obtidos para a_{nn} nessas reações, e os obtidos na reação $n+d$, formam o atual conjunto de dados, que irão permitir estudar a validade de hipóteses ligadas as forças nucleares.

A análise dos dados experimentais pode ser feita utilizando uma expressão idêntica a do caso neutron-proton, observando-se que os ajustes dos dois parâmetros, o comprimento de espalhamento e o alcance efetivo, deve ser livre.

Resultados de experiências $n+d$, cinematicamente completas, podem analogamente ao caso de produção de neutron-proton, em interação de estado final ter ou os dois neutrons detectados no mesmo ângulo, ou detectando o neutron e o proton e escolhendo os ângulos de forma tal que a cinemática permita que em certa energia de detecção haja dois neutrons com $E_{nn} = 0$.

A maior parte dos dados experimentais foram obtidos com energia de neutrons próximos de 14 MeV. O grupo de Zeitnitz et al. (9^a), usa feixes de 18,5 MeV. São duas experiências existentes com energias maiores, ambas em Harwell, McNaughton et al. (33), 130 MeV e Oneil (100) et al. 120 MeV. Na primeira das

Final? McNaughton
Zeitnitz?

experiências foram detectados o neutron e o proton em 40 pares de ângulos correspondentes ao FSI e os resultados ajustados - por uma expressão que leva em conta a presença do QFS, obtendo-se o valor $a_{nn} = -17,1 \pm 0,8F$. Na segunda experiência, neutrons são detectados a 30° (detecção colinear). A aplicação da expressão de Watson-Migdal, dá como resultado $a_{nn} = -17,5 \pm_{-4,5}^{4,0} F$, o pico correspondente deu

$$d^3\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2 dT_1 = 0,041 \pm 0,015 \text{ mb/sr}^2 \cdot \text{MeV.}$$

p. s. citando ?

Na energia de 18,5 MeV, Zeitnitz et al. ⁽⁹⁹⁾, efetuaram duas experiências a primeira com detecção dos dois neutrons em ângulos muito próximos e cinemática coplanar, analisando os dados com a expressão de Watson-Migdal. Na segunda, em cinemática ligeiramente não coplanar.

Com análise dos dados usando o modelo de Ebenhöh ⁽⁸⁶⁾ com modificações introduzidas por Bruisma et al. ⁽¹⁰¹⁾, e utilizando um potencial de dois corpos separável de forma gaussiana. O melhor ajuste dos dados ocorreu com $a_{nn} = -16,3 \pm 1,0F$ para comparação, no mesmo trabalho o valor encontrado com a expressão de Watson-Migdal foi de $a_{nn} = -16,0 \pm 1,0F$.

Em 14 MeV, trabalho de Breunlich et al. ⁽¹⁰²⁾, detectando os neutrons em dois ângulos, próximos da direção frontal e a energia do proton para reduzir o fundo (mesma técnica citada quando referindo-se a Lunke et al. ⁽⁹³⁾) analisaram os resultados com Watson-Migdal e cálculos de três corpos de Ebenhöh ⁽⁸⁶⁾ obtendo respectivamente $a_{nn} = -16,8 \pm 1,3$ e $-16,0 \pm 1,2$. Ainda em 14 MeV, Bouchez et al. ⁽¹⁰³⁾, detectando ambos os neutrons

a 30° e também a $+30^\circ$ e -80° , procuraram ajustar os dados experimentais com o modelo de Aaron and Amado⁽¹⁰⁴⁾, usando os fatores de forma de Yamaguchi. Para estes dados o ajuste melhor foi obtido admitindo $a_{np} = a_{nn} = -23,7F$. *um pouco diferente*

Como técnica experimental diferente temos a de Kecs-kemeti et al.⁽¹⁰⁵⁾, com detecção de neutron a 0° , o ângulo adequado para experiências cinematicamente incompletas e medindo a energia do proton. A análise dos resultados, levou aos valores $a_{nn} = -16,3 \pm 1,6F$ e $r_{nn} = 3,15 \pm 0,7F$.

Desviando pouco desses valores embora com erro grande, $a_{nn} = -18,8 \pm 5,5F$, de Honecker and Grössler⁽³⁵⁾, analisando com a aproximação de Born.

Em geral, vemos que os resultados obtidos a partir de Watson-Migdal, não diferem dos correspondentes aos cálculos mais elaborados.

Levando em conta ainda outros resultados de medidas, Kuhn⁽⁷⁴⁾ sugere $a_{nn} = -16,61 \pm 0,54F$. Experiências mais elaboradas poderão melhorar o resultado em termos de precisão, mas - dificilmente haverá mudanças maiores.

III.7 - Comprimentos de espalhamento,

Simetria de Carga e Independência de Carga.

O comprimento de espalhamento proton-proton, quando se suprime o campo eletromagnético, isto é, o comprimento de espalhamento puramente nuclear do proton-proton pode ser calculado por⁽⁷⁰⁾

$$\frac{1}{a_N} = \frac{1}{a_c} + \frac{1}{R} \left(\ln \frac{r_0}{R} + 0,33 \right)$$

85
 Note depois de Jackson
 e Blatt?

onde R é o raio clássico do próton = 28,2F

e r_0 é o alcance efetivo = 2,8F

Dessa forma obtém-se $a_{pp}^N = -17F$, que confronta bem com $a_{nn} = -16,61 \pm 0,54F$, sugerido por Kuhn⁽⁷⁴⁾, mas está definitivamente afastado de $a_{np} = -23,715 \pm 0,015F$.

Como os comprimentos de espalhamento dos estados de dois nucleons 1S_0 estão relacionados diretamente ao elemento de matriz da transição no limite de energia nula, estes refletem o comportamento das forças nucleares. Note-se que a comparação sugere de imediato que a Simetria de Carga, está dentro do erro experimental, e que é necessário uma certa cautela na Hipótese da Independência de Carga. Ainda em termos de secção de choque, as diferenças chegariam a um fator 2. Na verdade os confrontos das forças nucleares não irão mostrar diferença tão acentuada, pois trata-se de estados quasi-ligados, como vemos, isto é, com energia interna próxima de zero e pequenas diferenças de potencial poderiam produzir grandes diferenças no comprimento de espalhamento. Cálculos mais detalhados⁽¹⁰⁷⁾ mostram que a variação nos potenciais não será maior de que 3% e mesmo no caso do poço quadrado pode ser demonstrado que a diferença é pequena⁽¹⁰⁸⁾. Um problema que deve ser considerado também no caso é que com energias suficientemente baixas entre dois nucleons não deve ser necessário considerar mais do que trocas de pions, como causando as forças nucleares. Entre nucleons de =

o que é?

nel
 L

P-1
 mesmo?

mesma
 A carga podem ser trocados apenas π^0 (massa = 135,0 MeV), entre nucleons de cargas diferentes ocorre a troca de π^+ e π^- , (massa 139,6 MeV) mais pesados⁽¹⁰⁹⁾. A diferença de massas é pouco - mais que 3%. V

Considerações detalhadas tem sido efetuadas desde - e daí?
 que ficou evidenciada que $a_{nn} = a_{pp}^n \neq a_{np}$, e continua admitindo-se como hipótese de trabalho a Independência de carga.

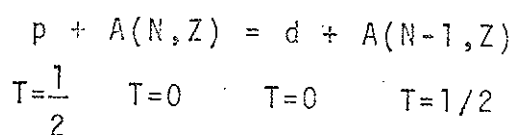
Certas experiências com poucos nucleons, que testam diretamente a conservação do isospin consequência da Independência de Carga, foram realizadas, e os resultados indicam que o isospin não é violado. Chemarin et al.⁽¹¹⁰⁾, estudando as reações $d+d$ e $d+\alpha$, encontraram um limite inferior muito baixo para as reações proibidas por isospin. Com efeito, nas reações $d+d \rightarrow d+d^*$ e $d + \alpha \rightarrow \alpha + d^*$, teríamos $T = 0$ no estado inicial e $T = 1$, no estado final, para elas foi encontrado um limite inferior muito baixo. Pelo contrário, a reação $d+d \rightarrow d^* + d^*$, que não viola o isospin, aparece nitidamente. Na mesma experiência foi observada com razoável intensidade a reação $d + {}^3\text{He} \rightarrow d^* + {}^3\text{He}$, onde não ocorre violação do isospin.

III.8 - O Estado Singlete, 1S_0 , em Reações Nucleares.

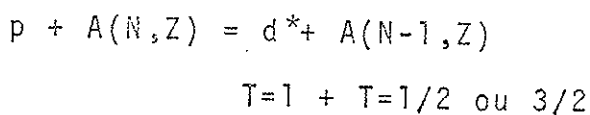
O conhecimento do estado singlete, 1S_0 , de dois nucleons, não se resume atualmente a conhecer apenas as características do espalhamento a baixas energias. No que diz respeito ao d , deuteron singlete, há, experiências em que o mesmo -

participa diretamente não sō em reações com trēs nucleons, com medidas efetuadas de funções de excitação, e distribuições angulares, bem como em reações nucleares com nūcleos mais complexos. O que poderia revelar de novo o d^* ? Observemos em primeiro lugar que o d^* , tēm $T = 1$. Portanto em uma experiēncia de pick-up, incidindo um proton ou neutron, em um nūcleo com isospin T_0 , qualquer, podemos excitar com isospin diferente de $T_0 + \frac{1}{2}$, resultado de detecção do deuteron.

Seja, por exemplo, um nūcleo $A(N,Z)$ com $T_0 = 0$, na reação de pick-up, com proton incidente teriamos:



ou



Em experiēncias de stripping com ${}^3\text{He}$, o mesmo pode acontecer, o d^* acrescentaria as reações o grāu de liberdade em isospin, podendo pois, apesar de sua secção de choque menor, se converter em uma "partícula" ũtil para estudo da estrutura nuclear. A tēcnica de detecção necessariamente deve comportar dois detectores alinhados um de partculas e um de neutrons, permitindo medidas de distribuição angular.

Sobre a detecção de ${}^2\text{He}$ em reações nucleares hā um certo nūmero de trabalhos publicados (61-63,111,112). Estes fo

ram detectados em reações nucleares de $(^3\text{He}, ^2\text{He})$ (111,112) e em reações $(^4\text{He}, ^2\text{He})$ (61-63). Particularmente estas últimas têm interesse por causa da transferência de dois neutrons e de dificuldade do manuseio do trítio, reações $(^3\text{H}, p)$. Resultados de reações $(^4\text{He}, ^2\text{He})$ indicam acentuada predominância por polar spins elevados. As considerações sobre isospin feitas inicialmente podem ser transpostas para esse caso.

Possibilidades de reações nas quais são produzidas dois neutrons com $E_{nn} = 0$, o dineutron, também existem e reações de pick-up, com um neutron incidindo e saída do dineutron, ou reações de transferência de dois protons, em reações induzidas por α poderiam ser estudadas. Este último caso, transferência de 2 protons encontra como reação de realização mais simples a $(^3\text{He}, n)$.

Robson⁽¹¹³⁾, sugeriu o uso de estados ressonantes como uma ferramenta espectroscópica, não incluindo nas suas discussões os estados 1S_0 .

IV - O Espalhamento Quasielástico

IV.1 - Caracterização do processo

O espalhamento Quasi-elástico, |QFS|, caracteriza-se por um pico largo no espectro, que aparece em condições cinemáticas próprias. Estas condições correspondem ao mínimo de energia do nucleon não detectado. Nas reações cinematicamente completas realizadas este pico está presente em uma vasta fai

xa de energias de protons incidentes, de 7,5 MeV⁽¹¹⁴⁾ a 1 GeV⁽¹¹⁵⁾ e apresenta-se em núcleos mais pesados⁽¹¹⁶⁾, constituindo-se em ferramenta espectroscopica extremamente útil. Nos casos de quebra de deuteron este usado, como alvo, o pico quasi elástico o QFS foi determinado usando, além de protons, feixes de neutrons⁽¹¹⁷⁾, deutrons⁽¹¹⁸⁾, ^3He ⁽¹¹⁹⁾ e ^4He ^(120,121).

Em termos de geometria de detecção, foram utilizadas geometrias de detecção coplanares⁽¹¹⁴⁾ e não coplanares⁽¹²²⁾, existindo medidas abrangendo a quase totalidade do espaço de fase^(36,37,123) (geometria 4π).

O espalhamento quasi-elástico, é imaginado como um processo de quasi-dois-corpos, ocorrendo entre dois nucleons, sem a participação do terceiro nucleon, a não ser pela distribuição de momentos. Podemos dizer que a informação física, revelada por inúmeras experiências realizadas a baixa energia, de que o pico continua aparecendo claramente, veio como uma surpresa⁽¹²⁴⁾. Isto se deve ao fato de que em energias muito baixas o comprimento de onda seria da ordem de grandeza da dimensão do deuteron e o tempo de trânsito da ordem de grandeza do período nuclear. A aproximação de impulsão, $|IA|$ ⁽¹²⁵⁾ aplicável em energias mais elevadas, deixaria de ser aplicável nas circunstâncias descritas, pois a 7,5 MeV teríamos $\lambda = 2,0F$ e um tempo de trânsito de 10^{-22} s. Este comprimento de onda, parece excessivamente grande para poder pensar o processo como uma colisão que ocorra apenas com um dos nucleos do deuteron. Para uma compreensão mais ampla do fenômeno, há necessidade pois de estudar

critériosamente as condições de aplicação, não são da aproximação de impulsão, como a base teórica de sua validade.

Valkovic⁽¹¹⁴⁾, em uma série de medidas, em detecção simétrica a 30° , evidência claramente a presença do pico quasi-elástico a partir de 7,5 MeV. Mesmo ^{em} uma medida em energia menor, 5,5 MeV, indícios do pico aparecem, embora de forma não-completamente clara. Neste último caso, a excursão cinemática do nucleon espectador é restrita, e não se espera, que intuitivamente, que a probabilidade de encontrar o espectador em diferentes energias, possa variar o suficiente para diferenciar o pico. Em energias maiores, a excursão em energia do núcleo espectador torna-se maior e o pico aparece não deixando lugar a dúvidas.

Nas reações ${}^2\text{H}(p,2p)n_{\text{esp}}$, onde por n_{esp} , indicamos o neutron não detectado, a secção de choque da reação irá depender da secção de choque proton-proton. Esta última, apresenta um mínimo acentuado na energia de 380 KeV⁽¹²⁶⁾, devido a interferência das forças Coulombiana e Nuclear. Após esse mínimo haverá um crescimento atingindo um valor máximo perto de 1,7 MeV⁽¹²⁶⁾ e posteriormente ocorre uma diminuição de secção de choque a medida que a energia aumenta.

Este efeito, representado pela secção de choque proton-proton que não vai apresentar valores elevados, somado com a excursão em energia limitada do neutron espectador, além de uma atenuação acentuada do pico quasi-elástico, nesse caso, por efeitos causados pela antissimetriação da função de onda total,

acabam por limitar o aparecimento do pico quasi-elástico na reação ${}^2\text{H}(p,pp)n$, na energia referida de 5,5 MeV.

No caso da reação com protons incidentes e detecção de proton e neutron, a secção de choque de colisão a considerar é a de proton-neutron, que é maior. Não há nesse caso a inibição devido a antissimetriação, e o pico quasi-elástico deve se tornar visível em energias menores. A menor energia para qual a reação ${}^2\text{H}(p, pn)p$, têm dados publicados, sobre a forma do pico, é a 9 MeV⁽¹²⁷⁾, e mesmo em ângulos desfavorecidos, o pico é acentuado. Na Fig. 25, são apresentados resultados publicados de picos quasi-elásticos, para as reações citadas, para comparação.

Experimentalmente, foi possível comprovar que mesmo em energias baixas o processo QFS, é bastante importante⁽¹¹⁴⁾ e que em energias mais elevadas é o processo predominante da colisão nucleon-deuteron, superando mesmo, o espalhamento elástico.

Em energias mais elevadas, mesmo em ângulos mais adequados para a detecção do FSI, o pico QFS, supera o primeiro e o efeito se acentua em energias maiores. A 156 MeV⁽²⁸⁾, na reação ${}^2\text{H}(p,2p)n$, em ângulos apropriados para tornar $E_{pn} = 0$, o pico de FSI têm $d^3\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2 dT_1 = 0,09 \text{ mb/sr}^2 \cdot \text{MeV}$ enquanto o QFS, embora em cinemática não favorecida têm $0,25 \text{ mb/sr}^2 \cdot \text{MeV}$.

IV.2 - A Aproximação de Impulsão

A Aproximação de Impulsão admite como hipótese que:

a) A partícula incidente nunca interage fortemente, com dois nu

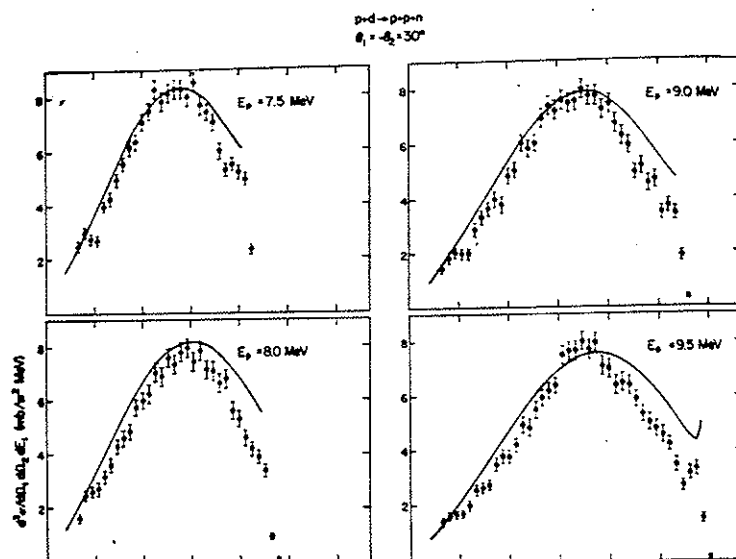
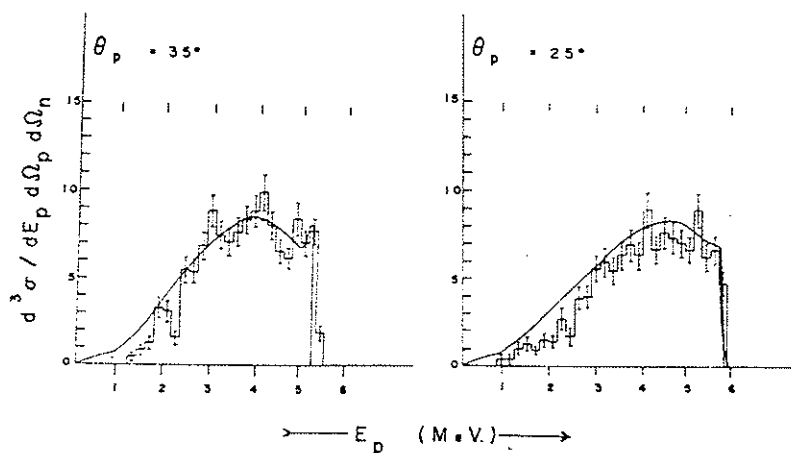

 ${}^2\text{H}(p, pn)p$
 $T_0 = 9.0 \text{ MeV.}$
 $\theta_n = -40^\circ$


Fig.25 - QFS a) ${}^2\text{H}(p, 2p)n$,
b) ${}^2\text{H}(p, pn)p$,

Valkovic et al.(114),
Jackson et al.(127).

cleons do deuteron, ao mesmo tempo;

- b) A amplitude de onda incidente, atingindo o nucleon do deuteron é aproximadamente a mesma que se o nucleon estivesse isolado;
- c) As forças de ligação entre os constituintes do sistema são desprezíveis durante a fase decisiva da colisão quando a partícula interage com o sistema.

Para energias de proton incidente 200 MeV, o alcance das forças nucleares sendo $\approx 1 F$, e a distância média entre proton e neutron no deuteron 3 a 4 F, a probabilidade geométrica de encontrar o proton e neutron a distâncias menores do que o alcance das forças nucleares seria pequena.

Na hipótese b) desprezamos o espalhamento múltiplo. Este poderia modificar sensivelmente os resultados e necessita uma análise cuidadosa. Chew and Wick⁽¹²⁵⁾ chamam-na de hipótese de transparência. A amplitude de onda espalhada por um nucleon, deve quando atinge o outro nucleon, ter-se tornado desprezível em comparação à amplitude de onda incidente. Esta é uma comparação direta da importância dos 2 efeitos: espalhamento múltiplo e espalhamento direto. Desde que o valor obtido para as duas expressões seja bem menor do que 1, o espalhamento múltiplo é desprezível.

Para 200 MeV, o valor da 2ª expressão é 3% e aumenta rapidamente tornando-se 16% a 50 MeV⁽²⁵⁾.

A hipótese c) equivale a substituir o operador do espalhamento ligado, τ de 2 nucleons pelo operador corresponden

te ao espalhamento livre dos 2 nucleons. Kuroda⁽²⁵⁾ estimou a ordem de grandeza do erro, concluindo que este é da ordem de \bar{K}/E onde \bar{K} é a energia cinética média, da partícula no deuteron e E é a energia da partícula incidente.

Expandindo o operador de interação, Everett⁽¹²⁸⁾ mostrou que a forma deste pode ser a seguinte

$$T' = t_2 + t_3 + t_2 g t_3 + t_3 g t_2 + \dots \quad (65)$$

(Série de Watson 1950)

onde os índices 1, 2 e 3 referem-se respectivamente a partícula incidente, o proton e o neutron do deuteron. O 1º termo refere-se a interação da partícula incidente com o proton, o 2º termo a interação da partícula incidente com o neutron, o 3º termo - corresponde a um espalhamento duplo, em primeiro lugar sobre o neutron e depois sobre o proton, o 4º termo também um espalhamento múltiplo, ordem invertida com relação ao anterior.

Em forma de diagramas podemos representar de acordo com a Fig. 26.

A aproximação de impulsão, IA, corresponde a conservar apenas os 2 primeiros termos da série, desprezando os espalhamentos múltiplos. Experimentalmente numa reação de proton sobre deuteron, a distinção entre as reações $D(p,2p)n$ e $D(p,pn)p$ é feita detectando quer 2 protons em coincidência, quer o proton e o neutron em coincidência. Os 2 protons, na IA, devem corresponder ao operador t_2 , e o proton e neutron também na IA, correspondem ao operador t_3 . Os diagramas tem no caso uma interpretação física simples.

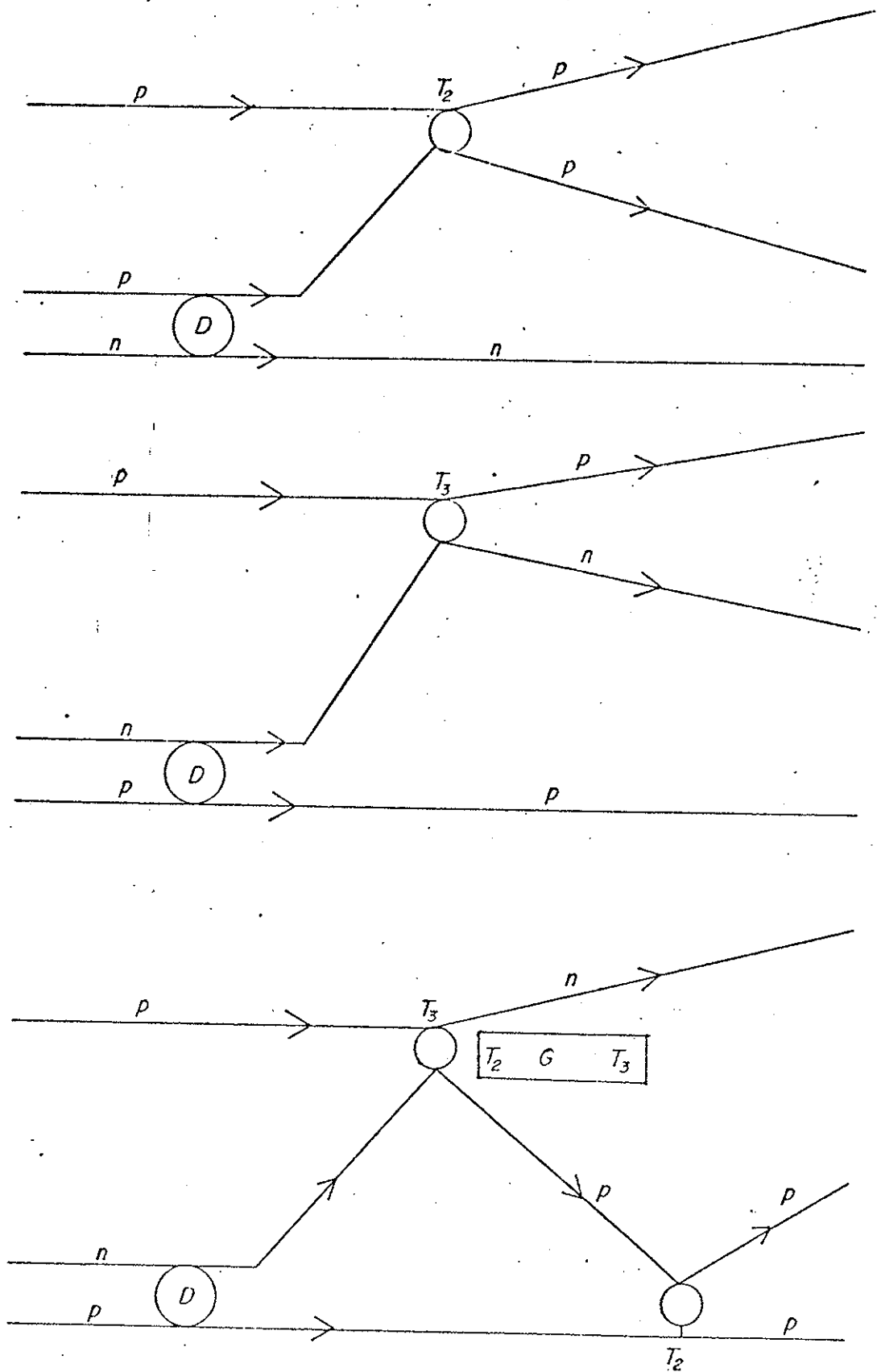


Fig.26 - Expansão do operador da interação $p \pm D$
 a- representa a interação da partícula com o proton, t_2
 b- representa a interação da partícula incidente com o neutro, t_3
 c- representa um espalhamento duplo, em primeiro lugar sobre o neutron e depois sobre o proton

IV.2.1 - A Fôrmla de KWC e sua Interpretaçãõ em Termos de Diagramas Polares

Admitindo a aproximaçãõ de impulsãõ, Kuckes et al. (98), demonstraram que a secçãõ do choque triplamente diferencial pode ser expressa como:

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dT_1} = K |\phi(\vec{P}_3)|^2 \left(\frac{d\Omega}{d\Omega}\right)_{N-N_1 \text{ livre}}^{\text{CM}} \quad (66)$$

Nesta fôrmla, o elemento de matriz fora da camada de energia, foi substituida pelo elemento na camada de energia, o que permitiu a introduçãõ da secçãõ de choque nucleon-nucleon livre, no CM. $\phi(\vec{P}_3)$ é a funçãõ de onda do deuteron, em termos de momento e K é o fator cinemático calculado pela expressãõ (46).

Nesse caso, fatoramos a expressãõ da secçãõ de choque em dois termos um dependente apenas das energias dos nucleons que supomos que colidem, e outro dependente do momento do nucleon espectador.

A funçãõ de onda do deuteron é tomada como de Hulthén ou Moravcsik (129).

$$\phi(r) = e^{-\alpha r} - e^{\beta r} \quad \text{isto é } r \phi \quad (67)$$

com α , dado pela energia de ligaçãõ = $0,232F^{-1}$ e $\beta = 1,202F^{-1}$ ou

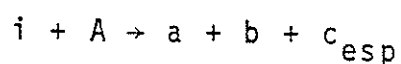
$$\phi(r) = \sum_{i=1} (e^{-\alpha_i r} - e^{-\beta_i r}) \quad (68)$$

dando para transformada de Fourier

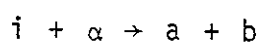
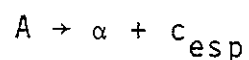
$$\phi(q) = \frac{1}{\alpha^2 + q^2} - \frac{1}{\beta^2 + q^2} \quad (69)$$

ou equivalente para Moravcsik.

Vemos na expressão de KWC, a reação pode ser interpretada como ocorrendo, como se o deuteron liberasse um nucleon com determinado momento, há uma probabilidade para cada momento, que colide com o nucleon incidente, isto é, a reação:



é decomposta nos processos



onde i é a partícula incidente, A o alvo que se decompõe em α e c_{esp} , esta última não toma parte na reação. Finalmente a colisão de i com α , produz as partículas a e b que aparecem no estado final.

Representamos esta reação no diagrama da Fig. 27, que representa a reação ${}^2\text{H}(p,2p)n_{\text{esp}}$

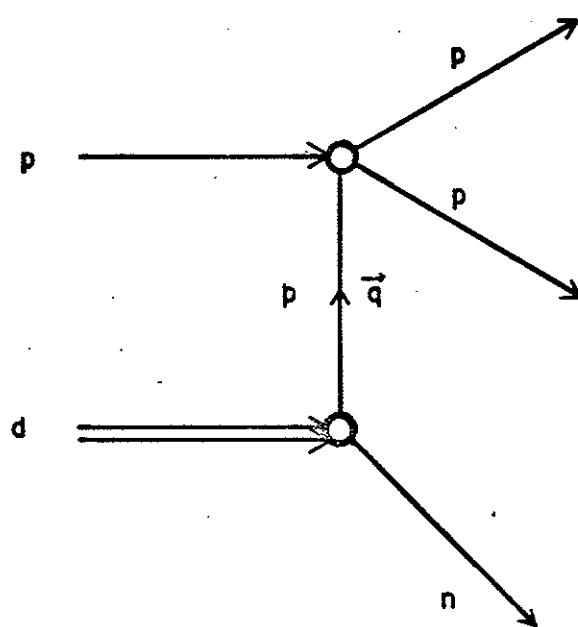


Fig. 27 - Diagrama polar da reação, ${}^2\text{H}(p,2p)$ na região do pico quasi-elástico.

O próton emitido pelo deuteron transporta um momento \vec{q} , igual em módulo ao do nêutron espectador. Este diagrama polar, dentro de certos limites, representa a reação^(130,131).

O elemento de matriz da transição, seria no caso o produto do elemento de matriz da colisão elástica, pelo propagador do próton de momento \vec{q} ⁽¹³²⁾. Temos pois, se T é o operador de transição do processo, i , o estado inicial e f , o esta

do final, que:

$$\langle f|T|i\rangle = \langle e1|t|e1\rangle G(\vec{q}) \quad (70)$$

onde $\langle e1|t|e1\rangle$, representa a colisão elástica e $G(\vec{q})$, o propagador, a probabilidade de decaimento do deuteron, constante, foi omitida.

Vemos que como

$$G(\vec{q}) = \frac{1}{\alpha^2 + q^2} \quad (71)$$

onde α^2 é o polo do propagador e está diretamente relacionado a energia de ligação do deuteron que a menos dos termos, $\frac{1}{\beta^2 + q^2}$ são importantes em grandes momentos transferidos, a secção de choque de KWC coincide com a do diagrama polar. Isto equivale a substituir a função de onda do deuteron, pela aproximação assintótica $\psi(r) \rightarrow e^{-\alpha r}/r$.

Mithra and Laverrière⁽¹³¹⁾, apresentam um cálculo para a aproximação polar onde é levado em conta também o fator de forma do deuteron, que torna-se importante quando se estuda o processo com energias incidentes baixas.

IV.2.2 - O Teste de Treiman-Yang

Um teste que permite concluir sobre a validade da aproximação polar, é o teste de Treiman-Yang⁽¹³³⁾, inicialmente proposto para partículas sem spin e que teve a validade estendida para partículas de spin 1/2 por Shapiro et al⁽¹³²⁾, para par



tículas não relativísticas. O teste constitui uma condição necessária, mas não suficiente, pois existem diagramas triangulares⁽¹³⁴⁾ que satisfazem a condição.

O teste de Treiman-Yang, consiste em efetuar a rotação do plano de colisão, definido pelos dois nucleons participantes da colisão quasi-elástica, em torno do eixo constituído pelo momento transferido, no referencial em que o proton está em repouso. É necessário por um lado, que haja um momento transferido razoável, para definir claramente o eixo, por outro este momento não deve ser grande demais para não se afastar demasiado das condições quasi-elásticas. A geometria de detecção deve ser não coplanar e a Fig. 28, ilustra a posição dos planos de produção e de colisão, respectivamente os determinados pelo feixe incidente e o nucleon espectador e os nucleons do processo QFS. O ângulo entre esses planos é o ângulo de Treiman-Yang, e o teste consiste em verificar que a secção do choque é invariante para diferentes ângulos de Treiman-Yang. Em princípio, no espalhamento QFS, é uso detectar os dois nucleons participantes dos espalhamento. Nesse caso seria necessário efetuar a rotação do plano dos dois detectores o que seria uma operação duplamente trabalhosa. O que se deseja é efetivamente estar próximo das condições QFS para dois dos nucleons, e neste caso detecta-se o nucleon espectador, cuja energia é próxima de $T_d/2$, metade da energia do deuteron incidente, em um ângulo próximo de direção frontal, e um dos nucleons participantes do processo quasi-elástico, Fig. 28. A condição de QFS, fica determinada -

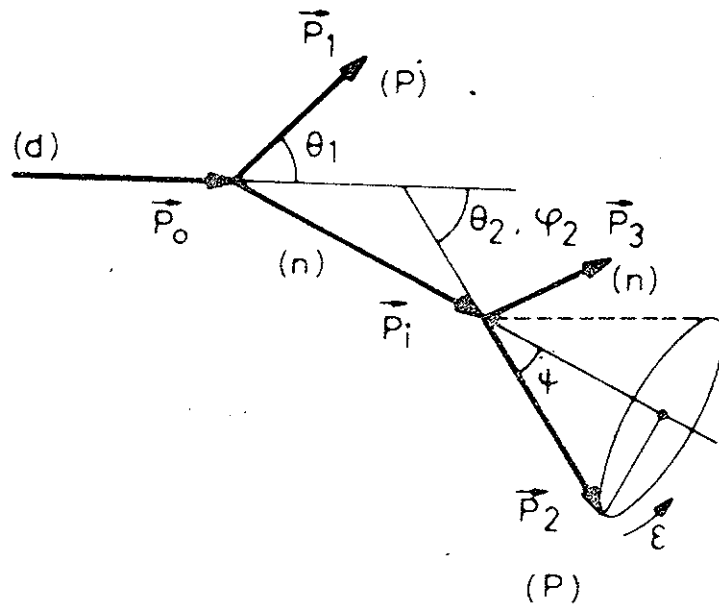
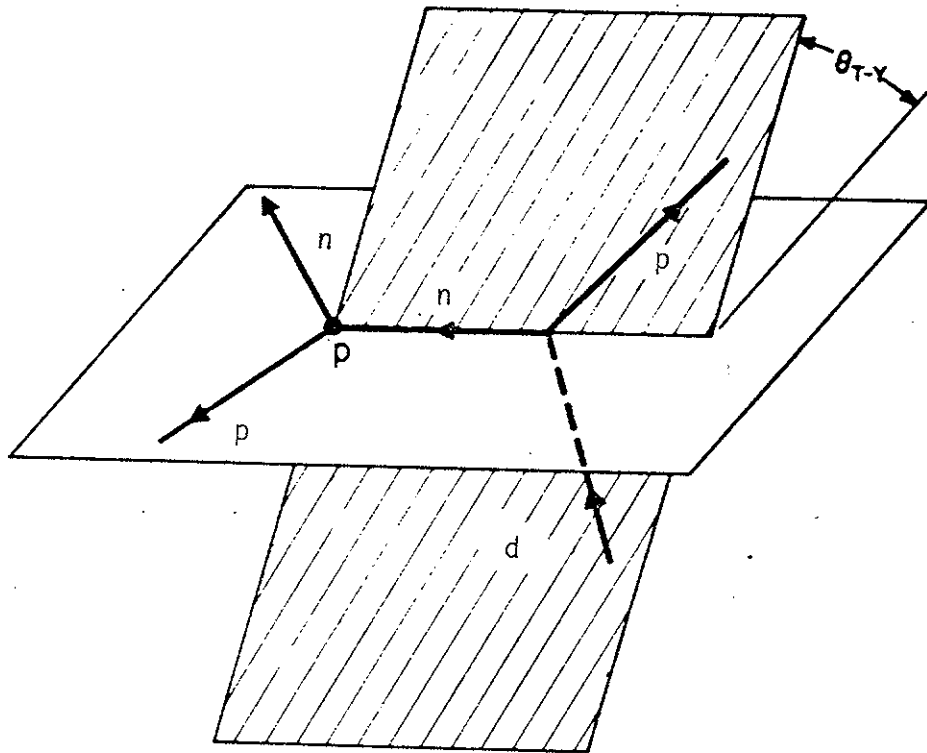


Fig.28 - Teste de Treiman-Yang: a) Os planos de produção e colisão; b) Geometria de detecção.

pelas energias que correspondem ao mínimo de momento transferido.

Apesar da importância do teste, totalmente independente do ajuste dos dados experimentais há poucas medidas e com resultados não concordantes. Na Tab. 10, são apresentadas experiências realizadas para teste de aproxima o polar na rea o ${}^1\text{H}(d,pp)n$

Tabela 10

O critério de Treiman Yang na
rea o $\text{H}(d, 2p)n$

Energia (MeV)	�ngulo de detec�o do espectador (gr�us)	Conclusão	Ref.
12	5	sim	(135)
20	16,5	sim	(136)
20	16,5	não	(137)
20	10	não	(138)

Okumusoglu et al. (135), efetuaram a experiência 12 MeV, detectando o nêutron espectador em condi o que correspondeu a uma transferência de energia $|\vec{q}|^2/2m = 50$ KeV. A medida da sec o de choque em 6 diferentes ângulos de Treiman-Yang deu valores, aproximadamente constante.

Corfu et al. (136,137), em dois trabalhos sucessivos, com $|\vec{q}|^2/2m = 0,9$ MeV, chegaram a resultados contraditórios.

Von Witsch et al. (138) com $|\vec{q}|^2/2m = 0,3$ MeV, obtêm em 5 ângulos de Treiman-Yang espaçados de 45° , grandes flutuações, concluindo não ser válida a aproximação polar.

Embora o teste tenha sido aplicado em outros casos de núcleos leves, (139-144), os poucos trabalhos efetuados com 3 nucleons não esclarecem a situação. Em energias mais elevadas, onde principalmente se espera que a aproximação polar tenha validade nada foi feito.

IV.2.3 - O Diagrama de Chew-Low

Na análise de resultados experimentais, o caráter polar da secção de choque pode ser colocado em evidência, diretamente pois:

$$\alpha^2 + q^2 = \text{const} \left[\frac{1}{K} \frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dT_1} \right]^{-1/2} \quad (72)$$

e em termos de energia

$$E_\alpha + 2T_3 = \text{const} \left[\frac{1}{K} \frac{d^3}{d\Omega_1 d\Omega_2 dT_1} \right]^{-1/2} \quad (73)$$

A expressão transformada da secção de choque, deve cruzar o eixo E_3 , no ponto:

$$T_3 = - \frac{E_\alpha}{2} = - 1,113 \text{ MeV} \quad (74)$$

Para energia não física, $T_3 = - 1,113$ MeV, o nu-

nucleon do QFS, se comporta como livre.

Este procedimento foi utilizado na forma acima descrita por Donovan⁽²⁷⁾, com deuterons de 21,1 MeV, encontrando acordo,

Uma forma alternativa é tomar a razão das secções de choque experimentais e teóricas (KWC) na forma de secção de choque triplamente diferencial, e colocar o resultado em termos da energia do espectador. No ponto extrapolado $E_3 = -E_\alpha/2$, a razão deve ser igual a 1. Este procedimento foi utilizado por Carlson⁽¹⁴⁵⁾, Slaus et al.⁽¹⁴⁶⁾ para protons de 46 MeV, obtendo resultado satisfatório e por Takeutchi et al.⁽¹⁴⁷⁾, com protons de 156 MeV. Neste último caso, para neutrons espectador de energia muito elevada, o resultado não parece ser significativo. Os dados experimentais apresentados vão do pico $d^3\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2 dT_1 = 8 \text{ mb/sr}^2 \text{ - MeV}$, até perto de $0,01 \text{ mb/sr}^2 \text{ - MeV}$. Embora nesta energia o processo QFS, deve predominar largamente, é provável que para secções de choque pequenas não são haja outros efeitos a considerar como também problemas com fundo tornam-se críticos. Na Fig. 29, mostramos dados experimentais obtidos com um dos detectores a 45° e outro variando e o diagrama de Chew-Low⁽⁵⁵⁾.

Como terceira alternativa foi proposta por Kuckes et al.⁽⁹⁸⁾, um procedimento integrado sobre energias e o que é posto em gráfico são as razões das secções de choque duplamente diferenciais para a energia média do nucleon espectador. Resultados experimentais foram analisados dessa forma por Kuckes et

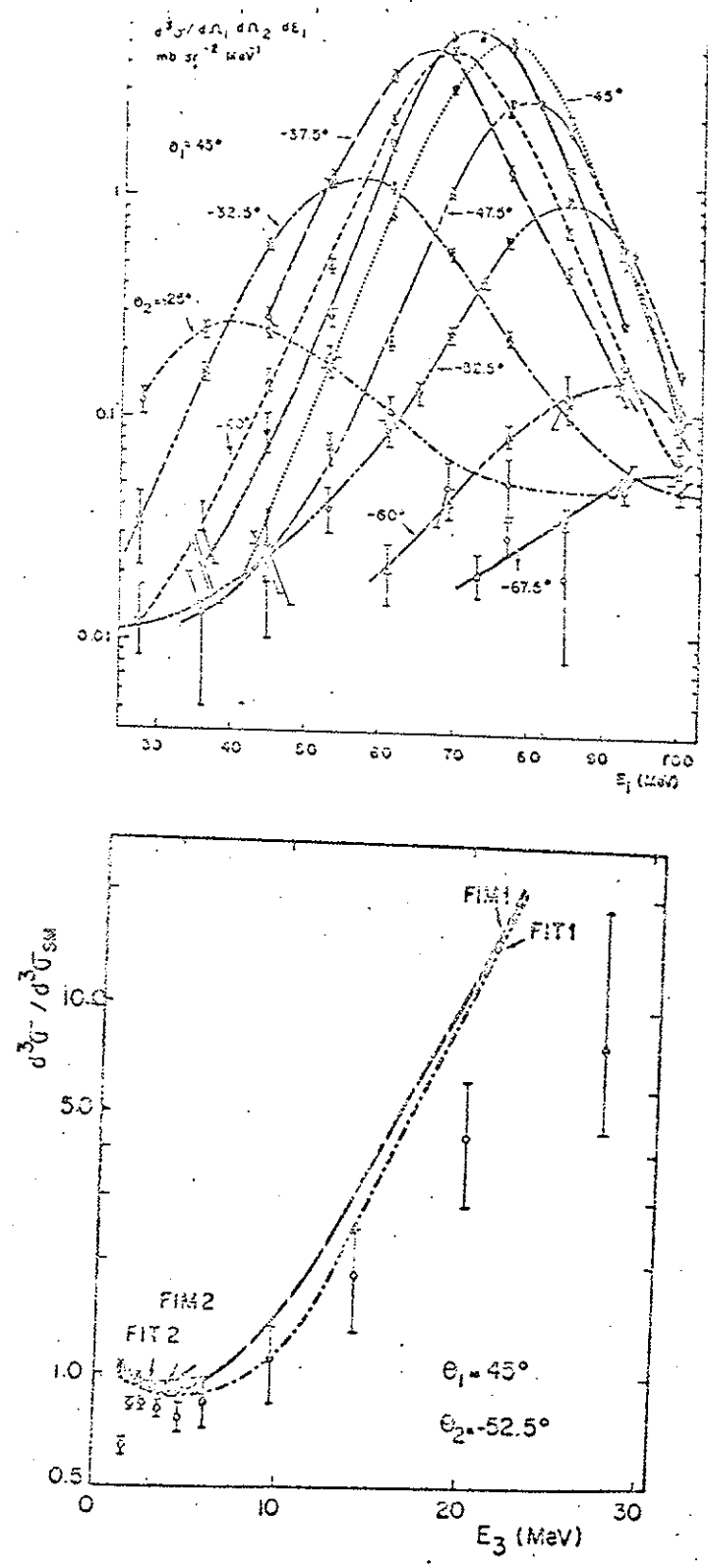


Fig.29 - a) ${}^2\text{H}(p, 2p)n$, a 156 MeV, $\theta_1 = 45^\circ$, $\theta_2 =$ valores assinalados na figura; b) Disgrama de Chew-Low (Takeutchi et al.(147)).

al⁽⁹⁸⁾, com energias de 145 MeV, Takeutchi et al.⁽¹⁴⁷⁾ e Pan - and Crawford⁽¹⁴⁸⁾, com energias de 100 MeV e Petersen et al., 46 MeV. Desde que as energias do nucleon espectador não seja e levada, as razões não fazem muito de 1 para $E_3 = - 1,113$ MeV. (No caso do trabalho de Takeutchi et al.⁽¹⁴⁷⁾, torna-se necessãrio tomar apenas os dados até $E_3 = 5$ MeV), para abertura angular maior que $87,5^0$, os resultados de Petersen et al., não são satisfatórias).

Em geral é o comportamento esperado para energias elevadas, nos ângulos mais abertos a FSI pode interferir e apenas os resultados de Donovan⁽²⁷⁾, energia de proton equivalente - 10,55 MeV, teriam comportamento diverso, se usado o procedimento das razões, pois nessa energia R é bastante atenuado.

IV.2.4 - A Validade Teórica da Aproximação de KWC

A aproximação de impulsão, pode ser considerada como consequência das equações de Faddeev, desde que consideradas - correções convenientes. Cahill⁽¹⁵⁰⁾, demonstrou que a função - de onda do deuteron, que deve ser considerada na aproximação de impulsão deve ter a forma

$$\psi(\vec{r}; \vec{k}) = \psi(\vec{r})D(\vec{r}; \vec{k}) \quad (75)$$

onde $\psi(\vec{r})$ é a função de onda do deuteron e $D(\vec{r}; \vec{k})$ é um fator de distorsão, que provoca uma diminuição na amplitude da função de onda para distâncias pequenas distâncias do centro. 0

efeito desta distorsão, é produzir uma expansão na função de onda, isto é, a função de onda efetiva do deuteron é tal que, o deuteron apareceria com uma extensão maior do quando livre. O fator de distorsão foi calculado para Cahill⁽¹⁵⁰⁾ a 14 MeV, e a apresentado na Fig. 30.

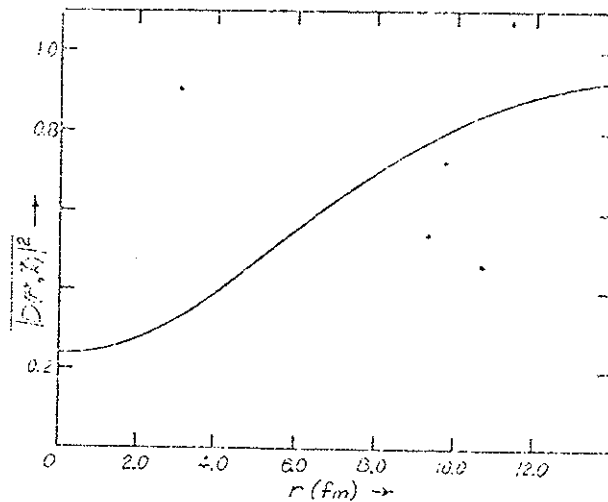


Fig. 30 - Função de corte do deuteron para energias de neutrons de 14 MeV.

Em outra formulação, partindo da teoria das ondas - distorcidas, Baur⁽¹⁵¹⁾ explicita o "mecanismo espectador" de-

monstrando que o elemento de matriz \bar{e} é proporcional a transformada de Fourier da função de onda do deuteron.

IV.2.5 - Considerações sobre a Aplicação do Modelo de KWC

A aproximação feita no modelo de KWC, passando para o elemento de matriz, envolve problemas sobre como deve ser considerada a energia e ângulos na avaliação de $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{N-N}^{CM}$. Passamos de um elemento de matriz de transição entre estados inicial e final, onde a energia não se conserva, para estados na camada de energia, que podemos associar diretamente as secções de choque nucleon-nucleon. Estas últimas são já os resultados experimentais medidos, e $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{N-N}^{CM}$ é um resultado onde fisicamente é considerado o potencial real, deixando de haver necessidade de um complicado cálculo envolvendo as equações de Lippmann-Schwinger⁽¹⁵²⁾ no caso de potenciais locais além da escolha desses potenciais ou o uso de potenciais separáveis que devem ser escolhidos cuidadosamente. $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{N-N}^{CM}$ contém também diretamente as ondas parciais necessárias. O quanto efeitos fora da camada de energia podem estar alterando os resultados foi objeto de discussões, entre outros por McCarthy and Tandy⁽¹⁵³⁾, encontrando diferenças pequenas. Vamos admitir que não haja necessidade de considerar esses efeitos.

Na escolha das energias e ângulos surgem novos problemas. Há uma energia de canal de entrada, e outra do canal de saída na colisão dos dois nucleons quasi-elásticos. Com respeito ao ângulo, deve se considerar que para energias menores a

onda s domina o espalhamento e este é praticamente isotrópico, mas para energias de 100 MeV, a anisotropia é considerável. Nas proximidades do pico QFS vemos que o problema fica naturalmente separado em duas partes,

a) baixa energia, ocorrem diferenças consideráveis na energia do canal de entrada e saída dos dois nucleons, mesmo para pequenas excursões de partícula espectador, os ângulos embora sejam agudos não apresentam dificuldades, pois o espalhamento é isotrópico;

b) alta energia, não ocorrem diferenças acentuadas entre a energia do canal de entrada e dos dois nucleons para excursões razoáveis do espectador e ocorre pequena diferença na abertura angular quando comparada ao processo elástico. É possível tomar como ângulo de espalhamento no CM, o dobro do ângulo no Lab.

Em geral para afastamentos maiores das condições quasi-elásticas, é necessário cuidados na escolha da energia e do ângulo.

Petersen⁽¹⁴⁹⁾, sugere tomar a energia do canal de saída, calculando a energia disponível para a colisão no CM do sistema de dois nucleons, e sugere tomar o ângulo como 90° . Nos espalhamentos a baixa energia e os de alta energia simétricos, não haverá problema, mas espalhamentos não simétricos de energias mais elevadas, fora do QFS, exigem mais atenção, há prescrições relativas ao assunto^(25,154), mas sugerimos simplesmente

te o ângulo do CM como sendo o ângulo que o vetor diferença $\vec{P}_1 - \vec{P}_2$, forma com \vec{P}_0 .

IV.3 - Resultados Experimentais QFS

Hã um número muito grande de experiências realizadas, com cinemática determinada completamente. A maior parte dos resultados foram obtidos em energias menores do que 100 MeV.

No que se refere a experiências com neutrons, sã há resultados até 21,5 MeV.

Uma apreciação dos aspectos relevantes do QFS, obtidos experimentalmente será feito a seguir.

IV.3.1 - Experiências em energias maiores que 200 MeV

Experiências nesta faixa de energias destinam-se principalmente a determinação da distribuição de momentos dos núcleos alvo.

Simpson et al.⁽¹¹⁵⁾ com protons de 1 GeV e detectando os protons em ângulos quasi-simétricos $\theta_1 = 38,5^\circ, \theta_2 = -39,5^\circ$, correspondendo ao mínimo do momento do espectador = 0, determinaram o espectro, $d^3\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2 dT_1$, e evidenciando que a função de onda de Hulthén⁽¹²⁸⁾, ajustou relativamente bem os dados até um momento transferido ao espectador de $q = 0,5F^{-1} \approx 100 \text{ MeV}/c$ (5.3 MeV), correspondendo a uma redução de secção de choque de um fator da ordem de 20. A secção de choque medida no pico foi de $d^3\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2 dT_1 = 3 \text{ mb}/\text{sr}^2\text{-MeV}$, barra de erro considerável.

Felder et al.⁽¹⁵⁶⁾, efetuaram a experiência com detecção de dois prótons e próton e nêutron, variando o ângulo para garantir a energia nula do espectador, e em energias de 800 e 580 MeV. Para a reação ${}^2\text{H}(p, 2p)n$ o acordo é bom no pico e a função de onda do deuteron está de acordo com a sugestão de Gartenhaus⁽¹⁵⁵⁾, até momentos do espectador da ordem de 200 MeV/c, correspondendo a energia de espectador de perto de 20 MeV. Na reação ${}^2\text{H}(p, np)p$, há problemas, que podem ser causados pelo fundo.

Witten et al.⁽¹⁵⁷⁾, com energias de 585 MeV e detecção de dois prótons em ângulos simétricos apontam também bom acordo, com a função de Hulthén⁽¹²⁹⁾, introduzindo também a onda D. Nesta experiência foi também medida a interação de estado final em ângulos de detectores respectivamente 41° e 61° .

Perdrisat et al.⁽¹⁵⁸⁾ efetuaram a reação ${}^2\text{H}(p, 2p)n$ a 600 MeV em ângulos simétricos indo de 28° a 56° com intervalos de 2° . A secção de choque de colisão nucleon-nucleon sofreu variações consideráveis, no correr dos ângulos. A distribuição de momentos é consistente com a função de onda de Hulthén⁽¹²⁹⁾.

Em geral as experiências realizadas nesta faixa de energia confirmam a validade do modelo de KWC, embora com diferentes funções de onda de deuterons usados que não trazem alterações substanciais no pico, mas são sensíveis para transferências de momentos mais elevados ao nucleon espectador.

O propósito de experiências em energias mais elevadas

têm sido o de testar a função de onda do deuteron. Em experiências mais antigas, e por exemplo Leksin et al.⁽¹⁵⁹⁾ a 660 MeV, com detectores em coincidência, mas não cinematicamente completa foi possível estabelecer que o processo quasi-elástico proton-proton tinha secção de choque que diferia levemente da secção de choque elástica, mostrando que nessas energias a reação p+d pode ser vista como ocorrendo separadamente com os nucleons do deuteron (base experimental da Aproximação de Impulsão).

Cálculos efetuados por Wallace⁽¹⁶⁰⁾ com espalhamento múltiplo, foram realizados e ajustam os dados de Perdrisat et al.⁽¹⁵⁸⁾

IV.3.2 - Experiências com $100 \leq T_0 \leq 200$ MeV

As experiências realizadas nesta faixa, abrangem as experiências de Orsay^(28,147,161,162), 156 MeV, Kuckes et al.⁽⁹⁸⁾, 145 MeV, Brown and Thorndike⁽¹⁶³⁾, 200 MeV e Pan and Crawford⁽¹⁴⁸⁾ 100 MeV.

Os resultados de Brown and Thorndike⁽¹⁶³⁾, representam um trabalho sistemático com experiências realizadas em geometrias de detecção simétricas e não simétricas em uma faixa angular extensa, e efetuando medidas não coplanares. Entre os resultados temos: medidas de $d^2\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2$ e $d^3\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2 dT_1$ em diferentes pares de ângulos simétricos e assimétricos. O acordo com o modelo KWC, é razoável, razão entre as secções de choque duplamente diferenciais $0,82 \pm 0,03$, para os ângulos mais favoráveis e a confirmação de que $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{pd} = (\frac{d\sigma}{d\Omega})_{pp} + (\frac{d\sigma}{d\Omega})_{pn}$ para ângulos entre 20 e 54°.

Para ângulos correspondentes a aberturas maiores a discrepância é muito grande, fato já verificado em outras medidas.

Experiência de Didelez et al.⁽²⁸⁾, com detecção em coincidência de p-p e n-p. No que se refere ao QFS, revelou - nos picos em diferentes ângulos, alguns apropriados para detecção de FSI, que a razão da secção de choque triplamente diferencial, para a do modelo KWC está em torno de 0,8. Embora o objetivo da experiência não tenha sido só medir o QFS, o ajuste com KWC, é razoável até transferências de momento ao espectador suficientes para redução de secção de choque de um fator próximo de 50. Houve, no conjunto de resultados experimentais tentativas teóricas de entender as razões das divergências, as vezes não muito grandes, com a aproximação de impulsão. Cálculos efetuados por L'Huillier⁽¹⁶⁴⁾, incluindo espalhamentos de segunda ordem, acusam divergência quando estendidos a todo espectro. A inclusão da força Coulombiana,⁽¹⁶⁵⁾ não melhora os resultados. Cálculos de Wallace usando potenciais separáveis e contribuições de espalhamento múltiplo, indicaram melhor acordo com espalhamento até segunda ordem do que incluindo outros termos. Estes cálculos, no contexto da teoria de Faddeev,⁽²⁾ com aproximações adequadas, se resentem, entre outros problemas da inexistência de potenciais adequados.

Takeutchi et al.⁽¹⁴⁷⁾, com detecção de dois prótons em coincidência. Aspectos da experiência, já analisados.

Morlet et al.⁽¹⁶¹⁾, observou para diferentes condições angulares um bom ajuste dos dados experimentais com o mode

1o KWC, para momentos transferidos ao espectador pequenos (~ 5 MeV).

Morlet et al.⁽¹⁶²⁾, nesta experiência foram medidas secções de choque em condições de grandes momentos do núcleo espectador, foram medidas secções de choque $d^3\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2 dT_1 = 10\mu\text{b}/\text{sr}^2 - \text{MeV}$, 3 ordens de grandeza abaixo do pico QFS. O modelo de KWC não é aplicável. Cálculos foram efetuados com espalhamentos de segunda ordem, com diferentes potenciais⁽¹⁶²⁾.

Pan and Crawford⁽¹⁴⁸⁾, já comentado.

Como panorama geral das experiências efetuadas em energias mais elevadas, conclue-se que há problemas nos cálculos mesmo no contexto da teoria de Faddeev. No que diz respeito a região do QFS o ajuste parece ser satisfatório, embora persista uma discrepância de perto de 20% entre os dados experimentais e teóricos. O QFS, é o efeito predominante, e como iremos demonstrar contém, para energias mais elevadas a maior parte da secção de choque.

IV.3.3 - Experiências $60 < T_0 < 100$ MeV

Nesta faixa e para energias menores a tentativa de separação é relativamente arbitrária, e dessa forma apenas separamos a experiência de Cheng e Roos⁽¹⁶⁸⁾ realizada com energias de 65, 85 e 100 MeV, das outras. Esta experiência, é feita em uma região de energia onde o acordo com o modelo de KWC⁽⁹⁸⁾, mesmo na região de QFS começa a se tornar pouco satisfatório. Fo-

ram efetuadas diferentes medidas, que devido a importância dos resultados vamos comentar.

a) ${}^2\text{H}(p, 2p)n$ - 65 MeV, em ângulos ideais para o QFS, ocorre acentuada diminuição da secção de choque $d^3\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2 dT_1$, para ângulos não simétricos, KWC⁽⁹⁸⁾ - não explica essa diferença, $R = 0,56$, para ângulos simétricos.

b) ${}^2\text{H}(p, pn)p$ - 65 MeV, mesmo comportamento, embora irregularidades de medida possam ter prejudicado o resultado. Para ângulo simétricos $R = 0,86$, e há indicações de haver uma assimetria nas secções de choque - conforme o detector de protons ou neutrons tenham o menor ângulo.

c) ${}^2\text{H}(p, pn)p$ - 85 MeV, variações de menor amplitude e $R = 0,85$.

d) ${}^2\text{H}(p, pn)p$, 100 MeV variações ainda menores e $R = 1,0$.

Cálculos usando potencias separáveis sugeridos por Wallace⁽¹⁶⁶⁾ levando em conta espalhamento múltiplo, têm o mesmo andamento que os dados experimentais, embora não reproduzam os dados experimentais. Este comportamento, indica que efeitos de espalhamento múltiplo são importantes e devem ser melhor entendidos. Da diminuição da secção de choque com ângulos não simétricos poder-se-ia concluir que a situação de energia igualmente dividida entre as partículas do QFS, é a que provoca a menor interação com o nucleon-espectador. Divisões

desiguais de energia; provocam aumento da interação com o espectador, atenuando mais a secção de choque, Tab. 11.

Tabela 11
(Resultados da ref.168)
Energia 65 MeV

θ_1 (graus)	θ_2 (graus)	$d^3\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2 dT_1$ (mb/sr ² - MeV)
43,6	-43,6	4,93 \pm 0,16
40,0	-46,9	4,60 \pm 0,23
36,0	-50,9	4,00 \pm 0,21
33,0	-53,8	3,70 \pm 0,21
30,0	-56,8	3,70 \pm 0,22
27,0	-59,6	3,00 \pm 0,21
24,0	-62,5	2,10 \pm 0,21

O mesmo argumento usado para ${}^2\text{H}(p, pn)p$, sugere que como a secção de choque $\sigma_{np} > \sigma_{pp}$ para energias em torno de 50 MeV, a detecção de neutrons com maior ângulo, isto é, neutrons com menos energia, deve ser mais atenuada.

Nesta experiência é promissora a possibilidade aberta experimentalmente com a exploração de diferenças que possam existir, mantendo constante, uma das grandezas, no caso T_3 , incluindo o valor zero. Neste caso, temos a contra partida da idéia de Jain et al.⁽⁵⁰⁾, onde é sugerido manter energias rela-

tivas constantes.

IV.3.4 - Experiências com $T_0 \leq 60$ MeV

O número de experiências detectando quer os dois protons quer o neutron e proton com informações sobre QFS é muito grande, concentrando-se principalmente em energias mais baixas. Em experiências realizadas mais recentemente o modelo de KWC, serve agora apenas como uma referência e os cálculos são efetuados dentro da teoria de Faddeev. Haftel et al. (169), na energia em que a experiência ${}^2\text{H}(p, 2p)n$, foi realizada, 45 MeV, não usaram potenciais separáveis simples, que têm se mostrado inadequados mas recorreram a expressões corretoras, normalmente contidas nos códigos de computação mais utilizados (86). Procura-se ajustar os parâmetros do potencial separável, às secções de choque $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{pp}$ e $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{pn}$ e o potencial com os parâmetros ajustados é usado como dado de entrada no programa.

Os resultados dependem, mesmo na região QFS, dos potenciais de entrada.

Na Fig. 31, indicamos o resultado experimental e ajustes.

Em energias mais baixas, 23 MeV, Petersen et al, realizaram medidas em diferentes ângulos incluindo ângulos de QFS. Foram usados também diferentes códigos de computação. Os ajustes nesse caso são melhores do que os citados a 45 MeV, pois para energias mais baixas as secções de choque são bem melhor ajustadas pelos diversos potenciais.

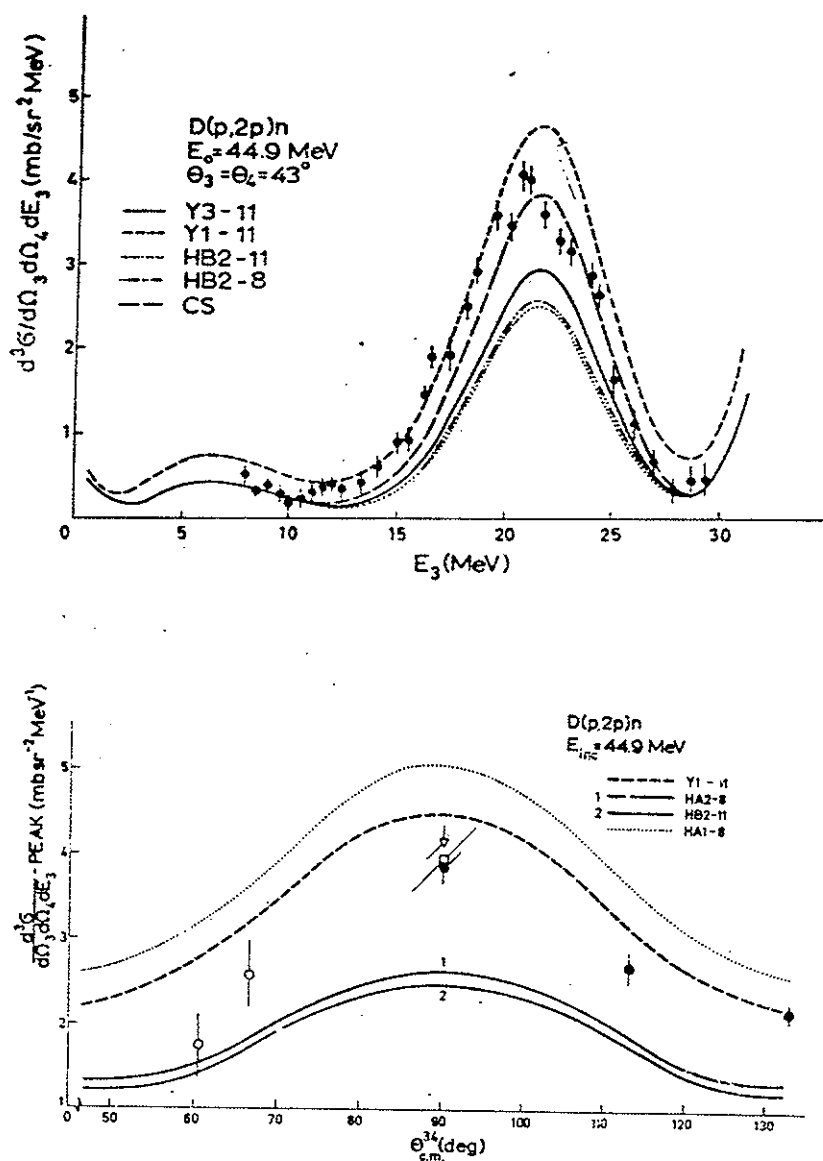


Fig.31 - Experiência de Haftel et al. (169), $T_0 = 45$ MeV
 a) Espalhamento simétrico $\theta = 43^\circ$ e ajustes teóricos;
 b) Variação da secção de choque com a distribuição angular do QFS.

Já em experiências realizadas em menor energia, Ebenhöh et al. (171), $^2\text{H}(p, 2p)n$ a 10 MeV há indicações de que a inclusão da correção Coulombiana, Fig. 32, parece ter importância.

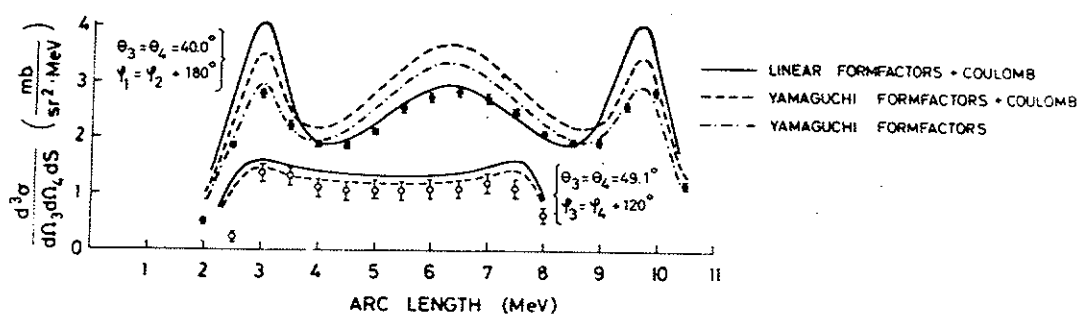


Fig. 32 - Medidas da reação $^2\text{H}(p, 2p)n$ a 10 MeV com ângulos indicados.

As medidas com neutrons como projéteis na região do QFS, são raras, temos as medidas de Slaus et al. (172), Bovet et al. (117,173), Cameron et al. (174) e Valkovic et al. (175).

A de Bovet et al. (117), ${}^2\text{H}(n, 2n)$, Com $E_n = 14,1\text{MeV}$ e detecção em ângulos simétricos de 30° e 40° , foi comparada - aos cálculos do código de Ebenhöh (86), com fatores de forma de Yamaguchi (3) e gaussianos além de inclusão de forças tenso-riais (176). O Resultado dos três cálculos pouco diferem entre si e parecem ajustar os dados experimentais (melhor os de 40°). Este resultado está de acordo, com o que apontamos de que em energias menores, excluídos os efeitos Coulombianos, o acordo é bom.

Como conclusões que podemos tirar das experiências - de baixa energia (177-186), ${}^2\text{H}(p, 2p)n$ e ${}^2\text{H}(p, pn)p$, na região do QFS, temos:

- 1 - o processo QFS, mesmo em energias baixas é predominante (91)
- 2 - não há diferenças entre as formas das curvas de secção de choque ${}^2\text{H}(p, pp)n$ e ${}^2\text{H}(p, pn)p$, embora as secções de choque sejam muito diferentes (175).
- 3 - ocorre uma diminuição de R nas secções de choque das reações de quebra do deuteron, para energias mais baixas, muito mais acentuada para a reação ${}^2\text{H}(p, 2p)n$ do que ${}^2\text{H}(p, np)p$ (187).
- 4 - o modelo de KWC, multiplicado por uma constante de normalização, muito menor do que a unidade, ajusta bem os resultados experimentais em energias mais baixas, deixando lugar a dúvidas sobre a diminuição da largura do pico, e em que proporção esta ocorre (114, 177-186).

5 - a diferença de atenuações com respeito ao modelo KWC, encontrada nas reações com detecção de 2 prótons e detecções de próton-neutron em geometria simétrica, pode ser entendida - simplesmente como uma consequência da antissimetria da função de onda no estado final, Cahill⁽¹⁸⁸⁾, demonstrou que a igualdade dos ângulos e momentos dos prótons detectados - tem efeito sobre a amplitude da matriz de transição, o que não ocorre na detecção de próton e neutron em ângulos simétricos. A grandeza do efeito é uma consequência do potencial de dois corpos adotado. Cálculos efetuados a 14 MeV - deram valores satisfatórios.

IV.4 - Modelos para QFS no Contexto da Aproximação de Impulsão

Cálculos "exatos" baseados na teoria de Faddeev⁽²⁾, estão se desenvolvendo, e os potenciais utilizados para energias mais elevadas, devem com o tempo ajustar melhor os dados a energias mais elevadas. No entanto o modelo de KWC⁽⁹⁸⁾, apesar das limitações apontadas, dá uma visão física do processo, perdida nos cálculos mais complicados. Diversos modelos^(179,182) foram desenvolvidos, tendo em vista uma intuição sobre o processo físico, permitindo conservar a simplicidade da interpretação do modelo KWC.

Sobre como podemos imaginar o processo físico, observamos o seguinte:

Nucleons que sofrem colisões mais próximas do centro, têm maior probabilidade de sofrer novo choque com o núcleo es-

pectador, portanto, se encontrarmos formas de excluir parte do núcleo mais próxima do centro das colisões do QFS, será possível calcular o efeito QFS, com a secção de choque correta. Esta fundamentação, encontra apoio nos cálculos efetuados por Cahill⁽¹⁵⁰⁾, com a teoria de Faddeev, que confirmou a existência dessa atenuação (V. secção 2.4 do capítulo).

Modelos que de uma forma ou outra excluem a parte central, que podem ser utilizados:

a) o de Paič et al.⁽¹⁷⁹⁾, Aproximação de Impulsão Modificada, onde é introduzido um raio de corte na transformada de Fourier da função de onda do deuteron. A parte da função de onda compreendida nesse volume não participa de QFS. Corte abrupto.

b) o de McIntyre et al.⁽¹⁸²⁾, onde é introduzida uma função de onda efetiva do deuteron. Isto equivale a diminuir a amplitude de função de onda do deuteron próxima do centro. Corte suave.

c) levando em conta o processo de colisões múltiplas temos o modelo de Rogers and Saylor⁽¹⁸⁹⁾, desenvolvido mais completamente por Haracz and Lim^(187,190-192).

Vamos apresentar o essencial de cada um dos modelos introduzir uma função atenuação de função de onda. Vamos demonstrar também que podemos usar a derivação usada no modelo de Paič et al.⁽¹⁷⁹⁾, para o modelo de McIntyre et al.⁽¹⁸²⁾.

IV.4.1 - A Aproximação de Impulsão Modificada |MIA|

Quando na aproximação de impulsão a integração (da transformada de Fourier) é feita até um raio R raio de corte, a função de onda de Hulthén transformada fica sob a forma:

$$|\phi(E_3)|^2 = \frac{\sqrt{E_\alpha} E_\beta (\sqrt{E_\alpha} + \sqrt{E_\beta})}{E_3 \sqrt{E_0} (\sqrt{E_\alpha} - \sqrt{E_\beta})^2} \times$$

$$\frac{e^{-\sqrt{E_\alpha} \gamma R}}{E_\alpha + 2E_3} (\sqrt{2E_3} \cos(\sqrt{2E_3} \gamma R) + \sqrt{E_\alpha} \sin(\sqrt{2E_3} \gamma R) -$$

$$- \frac{e^{-\sqrt{E_\beta} \gamma R}}{E_\beta + 2E_3} (\sqrt{2E_3} \cos(\sqrt{2E_3} \gamma R) + \sqrt{E_\beta} \sin(\sqrt{2E_3} \gamma R))^2 \quad (76)$$

que no limite de $R = 0$ dá o resultado já obtido. As constantes têm valores.

$$E_\alpha = 2.226 \text{ MeV}$$

$$E_\beta = 59,8 \text{ MeV}$$

$$\gamma = \frac{\sqrt{M}}{\hbar} = 0.155 \text{ MeV}^{-1/2} \text{ F}^{-1} \text{ e } R \text{ é dado em F.}$$

A atenuação no pico é dado pelo termo exponencial - que só depende do raio do corte. Um pequeno estreitamento de curva de QFS ocorre devido as funções trigonométricas envolvidas. Um raio de corte de $5F$ é suficiente para reduzir o raio da secção de choque a metade.

A exclusão da parte central do deuteron da participação do QFS, neste modelo significa aceitar que somente os nucleons na condição periférica participam do processo. Os da parte central, que sofrem colisões múltiplas irão dar ou uma distribuição angular diferente, eventualmente isotrópica, ou podem acabar não saindo do deuteron constituindo parte do choque elástico.

IV.4.2 - A Função de Onda Efetiva do Deuteron

McIntire et al.⁽¹⁸²⁾ propuzeram o uso de uma função de onda efetiva para o deuteron, de forma tal que o parâmetro β , da função de onda de Hulthén⁽¹²⁸⁾, possa ser modificada. No ajuste dos dados de medidas da secção de choque ${}^2\text{H}(p, 2p)n$ a 39,5 MeV, são indicados os parâmetros dos ajustes obtidos e as funções de onda do deuteron para esses parâmetros.

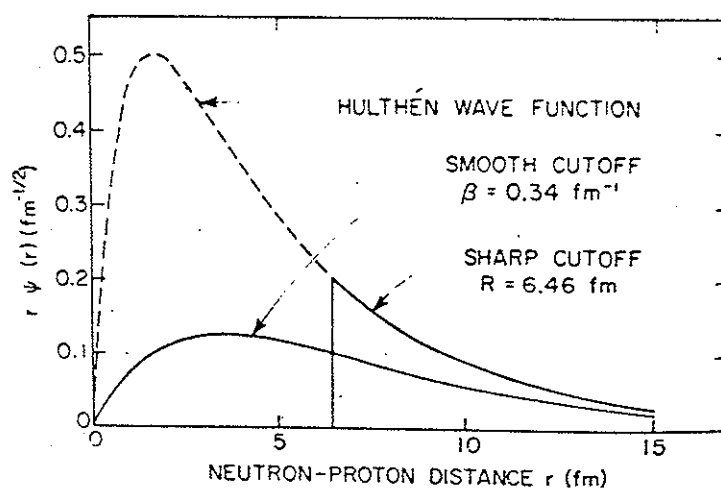
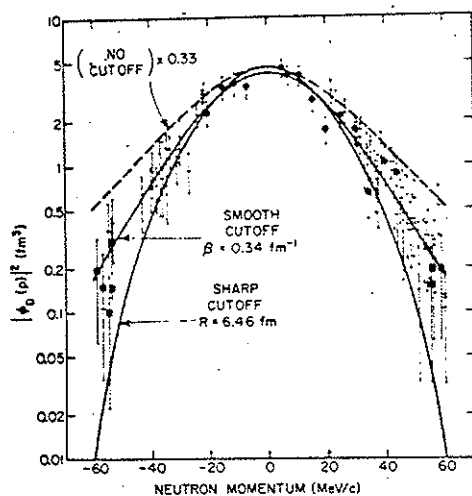


Fig. 33 - a) Ajuste dos dados experimentais com $\mu = e^{-\alpha r} - e^{-\beta r}$ onde β , \bar{e} variado e \bar{e} feita comparação com o modelo MIA;

b) A função de onda do deuteron

IV.4.3 - Função Probabilidade e Identificação dos Modelos

Cahill⁽¹⁵⁰⁾, demonstrou a possibilidade de fatorar a função de onda do deuteron, introduzindo um termo dependente da energia, expressão 75. Interpretando o quadrado desta expressão como sendo uma probabilidade de ocorrer a colisão quasi-elás

tica, podemos dizer pois que, a função de onda efetiva do deuteron é o produto de função de onda de Hulthén, por uma função, dependente da energia incidente, que irá dar a probabilidade de ocorrer a colisão quasi-elástica:

$$\mu_{ef}(T_0, r) = \mu(r) \rho(T_0, r) \quad (77)$$

onde para energias suficientemente elevadas ou para $r \rightarrow \infty$:

$$\rho(T_0, r) \rightarrow 1$$

Para baixas energias $\rho(T_0, r)$, deve excluir a parte mais central do deuteron, portanto $\rho(T_0, r)$ deve ser uma função com valores reduzidos para $r \approx 0$, tendo a 1 para r , grande. Fazemos

$$\rho(r) = 1 - e^{-\gamma(T_0)r} \quad (78)$$

onde o comportamento de γ deve ser crescente com a energia.

Dessa forma a transformada de Fourier da função de onda efetiva do deuteron, dá como resultado:

$$\phi_{ef}(q) = \text{const} \left[\frac{1}{\alpha^2 + q^2} - \frac{1}{(\alpha + \gamma)^2 + q^2} - \frac{1}{\beta^2 + q^2} + \frac{1}{(\beta + \gamma)^2 + q^2} \right] \quad (79)$$

Para energias suficientemente baixas

$$\alpha + \gamma \ll \beta = 1,202 \text{ F}^{-1}$$

e para energias do nucleon espectador reduzidas podemos fazer:

$$\phi_{ef}(q) = \text{const} \left[\frac{1}{\alpha^2 + q^2} - \frac{1}{\delta^2 + q^2} \right] \quad (80)$$

$$\text{com} \quad \delta = \alpha + \gamma$$

Esta é a função de onda efetiva de McIntire et al (182).

A Aproximação de Impulso Modificada, MIA, de Paič et al. (179), corresponde a função $\rho(r)$, estepe, isto é:

$$\begin{aligned} \rho(r) &= 0 & r < R \\ &= 1 & r \geq R \end{aligned} \quad (81)$$

Como no trabalho de Cahill (150), no resultado apresentado a função $D(\vec{k}, r) \neq 0$ para $r = 0$, poderíamos ainda - conservando o comportamento exponencial, fazer

$$\rho(r) = 1 - Ae^{-\gamma r} \quad (82)$$

$$\text{onde} \quad A < 1$$

que daria para função de onda efetiva do deuteron

$$\phi_{ef}(q) = \text{const} \left[\frac{1}{\alpha^2 + q^2} - \frac{A}{(\alpha + \gamma)^2 + q^2} + \frac{1}{\beta^2 + q^2} - \frac{A}{(\beta + \gamma)^2 + q^2} \right] \quad (83)$$

onde na aproximação para pequenas energias do nucleon espectador teriamos:

$$\phi_{ef}(q) \approx \text{const} \left[\frac{1}{\alpha^2 + q^2} - \frac{A}{\delta^2 + q^2} \right] \quad (84)$$

É importante notar em todos esses casos que a normalização continua sendo a da função de onda de Hulthén⁽¹²⁸⁾ com $\alpha = 0,232 F^{-1}$ e $\beta = 1,202 F^{-1}$, pois o que ocorre é que uma parte, a central da distribuição de matéria do deuteron deixa de participar do processo QFS.

Nos ajustes para energia do espectador nula, a secção de choque será proporcional, a respectivamente,

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dT_1} = \text{const} \left[\frac{1}{\alpha^2} - \frac{1}{\delta^2} \right]^2 \quad (80')$$

ou

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dT_1} = \text{const} \left[\frac{1}{\alpha^2} - \frac{A}{\delta'^2} \right]^2 \quad (84')$$

que podem ser tornadas iguais desde que

$$\delta'^2 = \frac{\delta^2}{A} \quad \text{e} \quad A < 1 \quad (85)$$

para $q \neq 0$, é fácil ver que a expressão (84'), dá secções de choque que diminuem mais lentamente que a forma de McIntire⁽¹⁸²⁾,

para energias de espectador crescentes.

IV.4.4 - Estimativas Semi-clássicas da Atenuação

Rogers and Saylor⁽¹⁸⁹⁾ propõe uma forma de calcular a atenuação que ocorre na QFS, estimando diretamente a probabilidade de um dos núcleos da colisão quasi-elástica se chocar com o nucleon espectador. Esta segunda colisão removeria o nucleon emergente da região cinemática de QFS. O modelo consiste no seguinte⁽¹⁸⁹⁾:

Um evento QFS ocorre em algum ponto do deuteron com uma probabilidade dada pela aproximação de impulsão. Se P é a probabilidade de colisão com o nucleon espectador, os eventos que sofrem a colisão ficam excluídos de QFS, logo:

$$T = 1 - P \quad (86)$$

é a probabilidade da QFS. A probabilidade de choque é dada, levando em conta a energia relativa entre os nucleons e o espectador e a distância e temos:

$$P(r, T_{13}, T_{23}) = \frac{\sigma(T_{13}) + \sigma(T_{23})}{4\pi r^2} \quad (87)$$

o que dá para transmissibilidade

$$T(r, T_{13}, T_{23}) = 1 - \frac{\sigma(T_{13}) + \sigma(T_{23})}{4\pi r^2} \quad (88)$$

e Rogers and Saylor aproximam essa expressão para a exponencial:

$$T(r, T_{13}, T_{23}) = \exp \left[- \frac{\sigma(T_{13}) + \sigma(T_{23})}{4\pi r^2} \right] \quad (89)$$

que tem a vantagem de ter variação suave e os limites $T = 0$ para $r = 0$ e $T = 1$, $r \rightarrow \infty$.

Para cada momento do espectador as separações são desconhecidas mas o valor observável de T é a transmissibilidade calculada sobre a função de onda do deuteron

$$T(T_{13}, T_{23}) = \int \psi_d^*(r) T(r, T_{13}, T_{23}) \psi_d(r) d^3r \quad (90)$$

de (89) e (90) segue que $T(T_{13}, T_{23})$, depende apenas do parâmetro $\sigma_t = \sigma(T_{13}) + \sigma(T_{23})$,

$$T(T_{13}, T_{23}) \equiv T(\sigma_t) \quad (91)$$

Este modelo, introduz a atenuação não em função de um parâmetro ajustável, caso do MIA e da função de onda efetiva do deuteron ou da nossa proposta alternativa, mas diretamente da secção de choque. Além disso a expressão de σ_t para espalhamentos simétricos nas reações ${}^2\text{H}(p, pp)n$ e ${}^2\text{H}(p, np)p$, nos mesmos ângulos e mesmas energia incidente prevê:

$$\sigma_t(pp) = 2\sigma_{np} \quad (92)$$

$$\sigma_t(np) = \sigma_{pp} + \sigma_{np}$$

logo conclue-se que $\sigma_t(pp) > \sigma_t(np)$, isto é, a secção de cho-

que com detecção de dois prótons é maior, o que dá como consequência uma transmissibilidade menor, em acordo portanto com os dados experimentais. O comportamento do modelo também é o experimental com a distribuição angular do QFS⁽¹⁶⁸⁾.

Note-se que o levar em conta a segunda colisão é a contrapartida clássica da expansão do operador de interação⁽¹²⁹⁾ como na expressão (65), e indicado no último diagrama da Fig. 26.

Lim⁽¹⁹⁰⁾ e Haracz and Lim^(187,190-192), em uma série de trabalhos retomaram o modelo de Rogers and Saylor⁽¹⁸⁹⁾, propondo modificações no cálculo de secção de choque e substituindo a função de onda, por uma que represente efetivamente o sistema do nucleon do QFS e do nucleon espectador. A forma proposta na referência (187) é:

$$\begin{aligned}
 T &= T_{13} T_{23} = \\
 &= \int \psi^*(\vec{r}_{13}) T(\sigma_{13}, \vec{r}_{13}) \psi(\vec{r}_{13}) d^3 r_{13} \times \\
 &\quad \int \phi^*(\vec{r}_{23}) T(\sigma_{23}, \vec{r}_{23}) \psi(\vec{r}_{23}) d^3 r_{23} \quad (93)
 \end{aligned}$$

onde ψ e ϕ as funções de onda de 1 e 3 e 2 e 3 e $\sigma_{13}(T_{13})$ e $\sigma_{23}(T_{23})$ as secções de choque respectivas. A sugestão para a transmissibilidade é:

$$T(\sigma_{i3}, \vec{r}_{i3}) = \frac{1}{2} \left[1 + \left(1 - \frac{\sigma_{i3}}{4\pi r_{i3}^2} \right)^{1/2} \right] \quad (94)$$

$$i = 1, 2$$

e

$$T = 0 \quad \sigma_{i3} \geq 4\pi r_{i3}^2$$

IV.4.5 - Comentários sobre o Mecanismo Quasi-elástico e os Modelos Fenomenológicos

A importância do mecanismo quasi-elástico⁽¹¹⁶⁾ para obtenção de informações espectroscópicas em núcleos leves e pesados dá bem a importância de estudar aproximações adequadas. Os três nucleons, onde em princípio, podemos resolver o problema exatamente⁽²⁾ constituem o melhor sistema para verificação das aproximações. Além das aproximações fenomenológicas já citadas, e as puramente quânticas, por exemplo^(164,167), temos também aproximações que consideram o carácter periférico da transição, introduzindo um raio de corte e o espalhamento duplo tratado quanticamente⁽¹⁹³⁾.

IV.5 - A Contribuição do Espalhamento Quasi-elástico, no Total da Reação Nucleon-Deuteron

Em experiências cinematicamente completas de quebra do deuteron foi possível demonstrar que mesmo em energias de 9 MeV, o processo QFS predomina sobre o FSI⁽⁹¹⁾. O valor obtido, considerando as integrações sobre todo o pico em ângulos que fornecem o FSI, um dos detectores mantido a 30° e o QFS no espalhamento simétrico, de:

$$\frac{\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2}\right)_{\text{FSI}}}{\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2}\right)_{\text{QFS}}} = 0,25$$

indicando pouca variação para energias até 11,5 MeV.

Para energias mais elevadas, mesmo em ângulos que maximizam o FSI, o QFS é predominante (V. Fig. 5 e dados de FSI, do trabalho de Didelez et al.⁽²⁸⁾ referida na secção 2.3 do capítulo).

O comportamento do QFS é menos decrescente, Fig. 34, Sundqvist⁽¹⁷⁾. Há claras indicações, além disso, de que nenhum outro processo compete acentuadamente, com o QFS em reações de quebra do deuteron e dados publicados em regiões cinemáticas afastadas da QFS, indicam um decréscimo de secção de choque, com respeito a QFS acentuado e no caso de energia mais elevadas a razão é de algumas ordens de grandeza⁽¹⁶²⁾.

Pode-se demonstrar que no limite da validade de aproximação de impulsão toda a secção de choque está contida no pico quasi-elástico. Com efeito, integrando em energia e ângulo, a expressão de KWC, temos que:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_2} = \int \frac{d^3\sigma}{d\Omega_2 d\Omega_1 dT_1} d\Omega_1 dT_1 = \int K |\phi(T_3)|^2 \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{N-N}}^{\text{CM}} d\Omega_1 dT_1 \quad (95)$$

Notamos que:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{N-N}}^{\text{CM}} \text{ secção de choque nucleon-nucleon livre no}$$

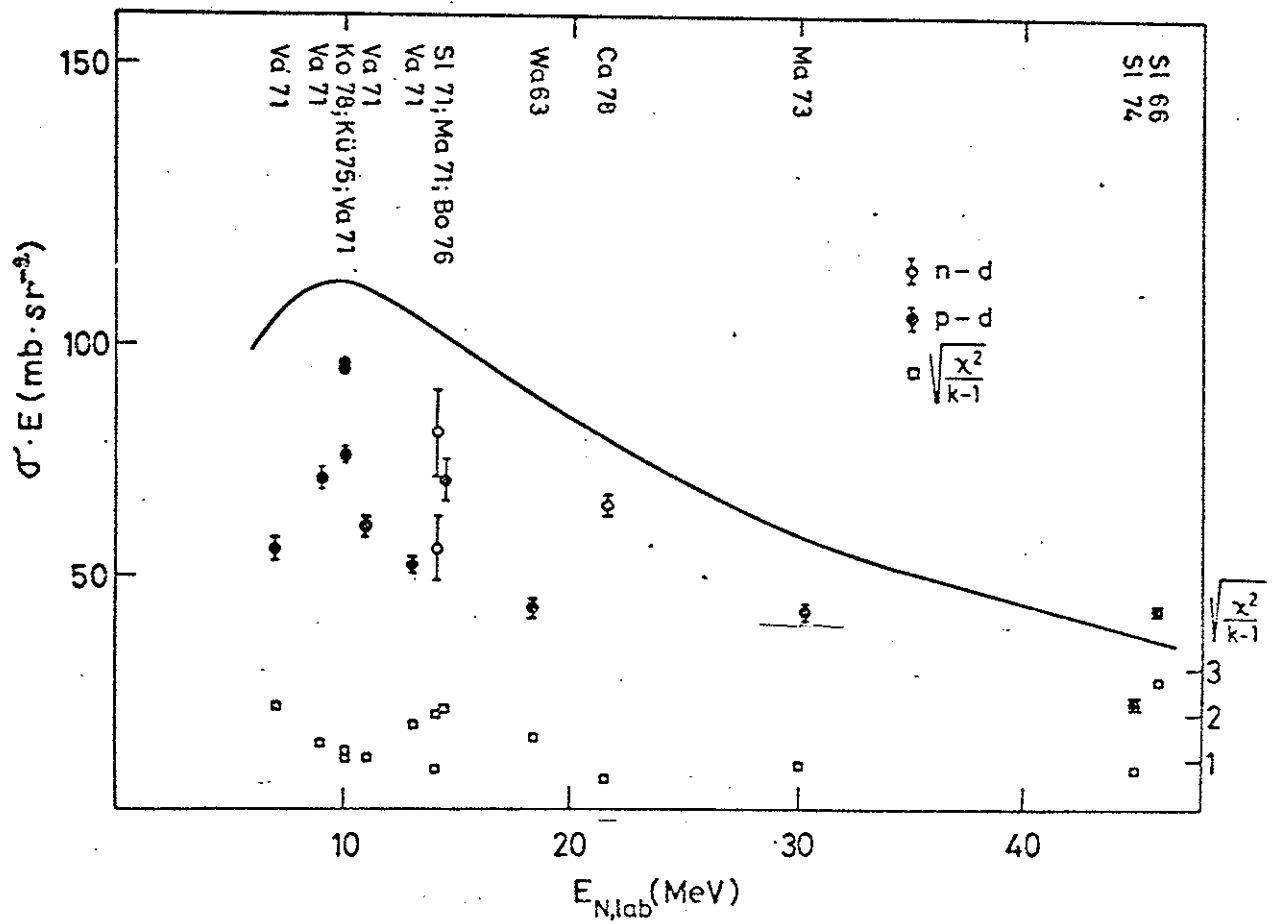


Fig.34 - Pico QFS com ângulos de detecção simétricos a 30° , de Sundsvist⁽¹⁷⁾.

CM, não deve sofrer grandes variações.

O fator cinemático, incluindo o momento inicial P_0 é:

$$K = \frac{P_1 P_2^2}{P_0 (2P_2 - P_0 \cos \theta_2 + P_1 \cos \theta_{12})} \quad (96)$$

Como a cinemática é completamente conhecida poderíamos fazer a integração não sobre o espaço \vec{P}_1 , mas sobre o espaço \vec{P}_3 , temos:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega_2} &= \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{N-N}^{CM} \int \frac{P_3 P_2^2}{P_0 (2P_2 - P_0 \cos \theta_2 + P_3 \cos \theta_{23})} |\phi(P_3)|^2 d\Omega_3 dT_3 = \\ &= \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{NN}^{CM} \int \frac{P_2^2}{P_0 (2P_2 - P_0 \cos \theta_2 + P_3 \cos \theta_{23})} |\phi(P_3)|^2 d^3P_3 \end{aligned} \quad (97)$$

O argumento físico usado para substituição está relacionado a igualdade⁽⁴⁷⁾

$$d^3P_1 d^3P_2 \equiv d^3P_2 d^3P_3 \equiv d^3P_1 d^3P_3 \quad (98)$$

onde os Jacobianos da transformação são 1.

Com respeito a integral sobre \vec{P}_3 notamos que embora a integração não se faça até o infinito, $|\phi(P_3)|^2$ para T_3 da ordem de alguns MeV, já pouco contribue, portanto podemos supor que se as energias incidentes são razoavelmente elevadas teremos

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_2} \approx \frac{P_2^2}{P_0 (2P_2 - P_0 \cos \theta_2)} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{NN}^{CM} \quad (99)$$

mas no pico quasi-elástico

$$P_2 = P_0 \cos \theta_2 \quad (100)$$

e resulta que:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_2}\right)^{\text{Lab}} = \cos \theta_2 \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{\text{CM}}_{\text{NN}} \quad (101)$$

que é exatamente a expressão de transformação da CM para Lab para nucleons de mesma massa, portanto concluímos que:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_2}\right)_{\text{QFS}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{NN}} \quad (102)$$

Esta aproximação continua válida mesmo para energias de algumas dezenas de MeV mas não o resultado da expressão (93). A integração, equivale a detecção sem coincidência no ângulo θ_2 .

Na hipótese do detector 2 utilizado detectar neutrons produzidos numa reação p+d, os eventos que são detectados pertence principalmente a reação quasi-elástica ${}^2\text{H}(p, np)n$. Se ao contrário no detector 2 fizermos a detecção de protons, vemos que serão somados os picos quasi-elásticos das reações ${}^2\text{H}(p, pp)n$ e ${}^2\text{H}(p, np)n$, portanto, nesse caso teríamos:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_2}\right)_{\text{pd}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{pp}} + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{pn}} \quad (103)$$

Para todo espaço teríamos pois

$$\sigma_{\text{pd}} = \sigma_{\text{pp}} + \sigma_{\text{pn}} \quad (104)$$

Esta expressão é válida até energias em que efeitos de interferência ou outros⁽¹⁹⁴⁾, começam a ser importantes. Representa uma boa aproximação mesmo para energias tão baixas - quanto 30 MeV⁽¹⁹⁵⁾, até perto de 1. GeV⁽¹⁹⁴⁾.

Embora a expressão no que se refere a secção de choque total tenha validade mesmo para energias baixas, observamos que a secção de choque de desintegração para a total é reduzida para energias baixas crescendo a medida que a energia aumenta⁽¹⁶⁾. Em energias de até 40 MeV o processo de espalhamento elástico - predomina sobre o processo de quebra do deuteron. Se tomarmos os dados existentes para atenuação do pico quasi-elástico⁽¹⁸⁷⁾, e compararmos com os da razão da secção de choque de desintegração do deuteron para a secção de choque total⁽²⁰⁾. Tabela 3., no Cap. I, vemos que, embora a precaridade das medidas não permita conclusões, existe uma certa correlação.

A atenuação para o processo quasi-elástico proton-neutron e proton-proton, a acompanham a curva das razões dos processos de quebra para o total. A Fig. 35 apresenta os dados citados, onde se nota que os dados para detecção n-p são sistematicamente maiores e os de detecção p-p, sistematicamente menores.

Valkovic⁽¹⁷⁵⁾ provou numa experiência realizada com protons de 12 MeV de energia que embora as atenuações sejam diferentes os formatos das curvas do espalhamento quasi-elástico não diferem e podem eventualmente diferir pouco da curva de KWC, normalizada. Se o valor de atenuação fosse um valor médio, po-

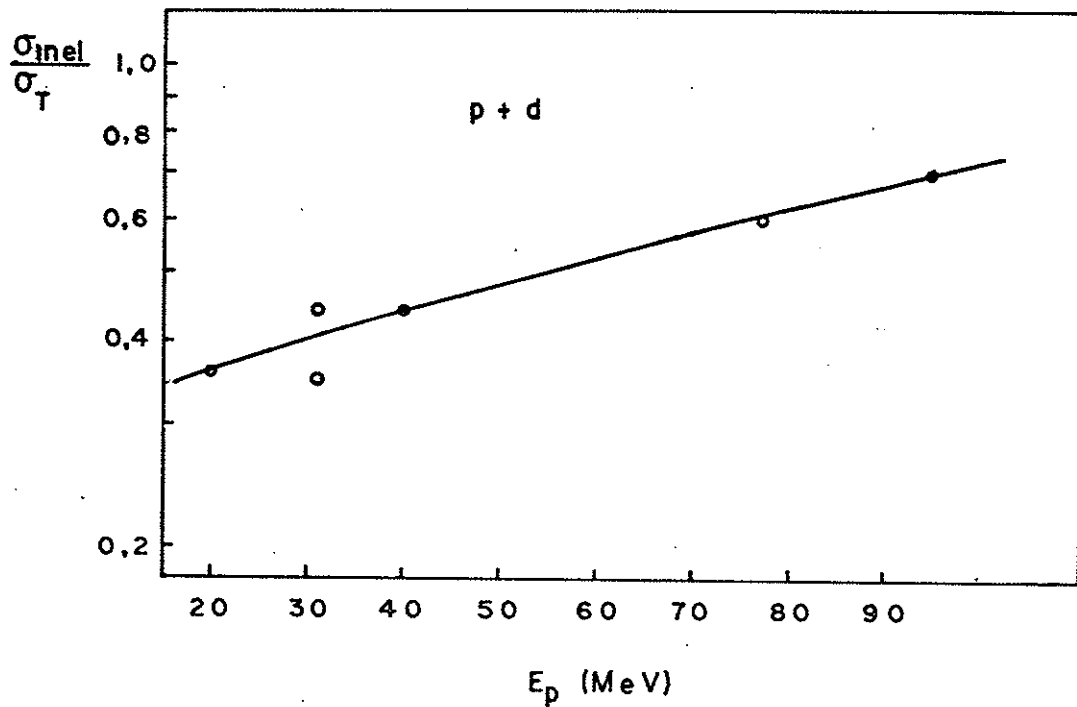
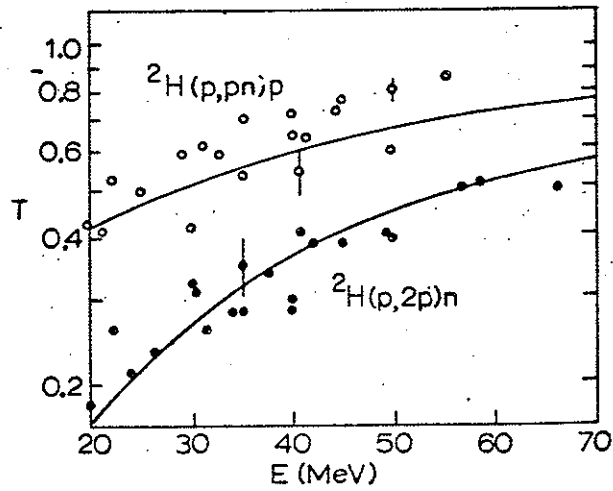


Fig.35 - a) A atenuação da secção de choque experimental, QFS, relativa ao KWC, Figura de Haracz and Lim⁽¹⁸⁷⁾
 b) Razão da secção do choque de desintegração para a total, (V.Tab.3).

deríamos ter com boa aproximação que se α_{np} e α_{pp} são os coeficientes de atenuação médios sobre todas posições angulares - que:

$$\alpha_{np}\sigma_{np} + \alpha_{pp}\sigma_{pp} = (\sigma_{pd})_{des} \quad (105)$$

Isto é, como o processo quasi-elástico constitue o processo de quebra do deuteron mais importante, multiplicando as secções de choque pelos coeficientes de atenuação médios deveríamos ter a equação 105 satisfeita. Em energias mais elevadas 65-100 MeV Cheng and Roos⁽¹⁶⁸⁾ provaram que a atenuação do espalhamento QFS assimétrico é bem maior do que a simétrica.

Na secção ${}^2\text{H}(p, 2p)n$ a 30,3 MeV, Anzelon et al.⁽¹⁸⁴⁾, sumarizam resultados em tabelas que reproduzimos parcialmente, Tab. 12 onde nota-se uma secção de choque menor para ângulos não simétricos. Com os resultados apresentados na figura 36, se referem a espalhamentos simétricos, os valores médios seriam menores. Isto indicaria que expressão (105) seria aproximadamente satisfeita, com certo erro proveniente da FSI.

Observamos finalmente na teoria de Faddeev, com potencias adequados os resultados, quanto a secção de choque - seriam calculados de forma "exata", encontrando-se as atenuações médias sem dificuldade, bem como todos os resultados estimativos que fizemos, dependendo dos potenciais tomados como dados de entrada.

Tabela 12

Secção de choque QFS na reacção ${}^2\text{H}(p,2p)n$ a 30 MeV

θ_1 (graus)	$-\theta_2$ (graus)	$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dT_1}$ (mb/sr ² - MeV)
24	60	$2,7 \pm 0,3$
37	47	$2,7 \pm 0,3$
42,5	42,5	$3,5 \pm 0,3$

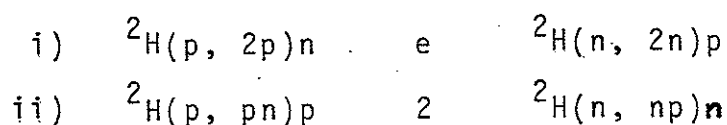
IV.6 - Simetria de Carga no Espalhamento Quasi-elastico

Dados publicados de secções de choque elásticos, indicam que a menos de pequenos ângulos de espalhamento, a secção de choque $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{n+d}$ e $p+d$, são as mesmas Fig. 2. A partir daí, é razoável concluir que a menos do efeito Coulombiano, presente para pequenas deflexões, a secção de choque total elástica, deve ser a mesma para estas reacções. Com respeito a secção de choque de desintegração total, dados publicados por Carlson et al.⁽¹⁶⁾ e Sundqvist⁽¹⁷⁾, indicam que na faixa de 8 a 25 MeV, as secções de choque, para as reacções $n+d$ e $p+d$ são as mesmas.

Estes resultados, mais os resultados obtidos em energias mais elevadas de secção de choque total (elástica + inelástica) $n+d$, onde os valores obtidos calculando-se as secções de choque σ_{nn} , coincidem com os valores obtidos a partir dos deslocamentos de fase do espalhamento proton-proton, indicam que $\sigma_{nn} = \sigma_{pp}$. Estes resultados, estendem os já obtidos

no limite de energia nula, comprimentos de espalhamento, com respeito a simetria de carga.

Reações conjugadas de carga, são um bom teste da simetria de carga. Tomemos as reações espelho:



Nestas reações, se fizermos a detecção em ângulos simétricos, iguais para todos os casos, e na situação em que os detectores estejam em ângulos favorecendo o espalhamento - quasi-elástico, tem o seguinte:

a) Nas reações i) a secção de choque depende das secções de choque proton-proton e neutron-neutron respectivamente;

b) Nas reações ii) das secções de choque neutron-proton, nos dois casos.

O efeito de atenuação ligado a antisimetrização da função de onda deve se manifestar igualmente no caso: i) quando as partículas detectadas são idênticas e têm mesma energia ocorre uma diminuição no elemento de matriz de transição, devido ao princípio de Pauli⁽¹⁸⁸⁾ e no caso ii) quando são detectadas partículas diferentes e não ocorre a redução do elemento de matriz da transição⁽¹⁸⁸⁾.

Os dados de espalhamento quasi-elástico de reação

${}^2\text{H}(n, 2n)p$, são raros e somente existem publicados dados a 14 MeV, Bovet et al.^(117,173) e Slaus et al.⁽¹⁷²⁾ e a 21,5 MeV, Cameron et al.⁽¹⁷⁴⁾. Dados da reação ${}^2\text{H}(n, np)n$ a essa energia ou bem próxima sã existem publicados os dados de Valkovic et al.⁽²⁰⁵⁾, a 14 MeV.

Para as reações ${}^2\text{H}(p, pp)n$ e ${}^2\text{H}(p, pn)p$ existem dados. Na tabela 13 indicamos os trabalhos publicados, ângulos e o "pico" obtido dos dados somando sobre uma faixa de energia de 3 MeV. As figuras 36 e 37 reproduzem os espectros utilizados. Este critério, foi utilizado para suavizar as flutuações dos dados experimentais, mas é importante notar que em alguns casos quando existem diferentes medidas a diferença chega a ser de ordem de 50%. Os ângulos não são os mesmos para todas as medidas a 14 MeV e houve necessidade de recorrer a dados com pequenas variações de energia. A comparação de ${}^2\text{H}(p, 2p)$ e ${}^2\text{H}(n, 2n)$, as 4 primeiras linhas da tabela dão indicação de certa consistência, bem como as 3 seguintes, ${}^2\text{H}(p, pn)$ e ${}^2\text{H}(n, np)$

Pelo menos há refletida uma semelhança de comportamento nas reações ${}^2\text{H}(p, pp)n$ e ${}^2\text{H}(n, nn)p$ de um lado e ${}^2\text{H}(p, pn)p$ e ${}^2\text{H}(n, pn)n$, de outro.

Quanto a 21,5 MeV falta a medida de ${}^2\text{H}(n, pn)$ para comparação. A medida de ${}^2\text{H}(n, 2n)$ foi obtida com procedimento diferente do usual. Não foi feita a projeção sobre o eixo T_1 , mas medindo ao longo da curva cinemática, o arco de curva no eixo energia. Como trata-se de espalhamento no pico quasi-elástico, temos $\frac{dT_2}{dT_1} = 1$, e portanto resulta $\frac{ds}{dT_1} = \sqrt{2}$ e

Tabela 13

Secções de choque $\frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dT_1}$ para reações conjugadas de carga

Reação	Energia (MeV)	Ângulos Simétricos	Pico*	Ref.
${}^2\text{H}(p, 2p)$	14,45	30°	4,70	(180)
${}^2\text{H}(n, 2n)$	14,1	30°	5,0	(172)
	14,1	30°	7,3	(117)
	14,1	40°	4,1	(117)
${}^2\text{H}(p, pn)$	13	30°	10,2**	(114)
	14	39°	14,5	(196)
${}^2\text{H}(n, np)$	14,4	30°	10,4	(205)
${}^2\text{H}(p, 2p)$	23	$42,5^\circ$	2,9	(170)
	21,5	43°	3,9	(181)
${}^2\text{H}(n, 2n)$	21,5	30°	2,2***	(174)
	21,5	35°	2,2***	(174)
${}^2\text{H}(p, pn)$	20	41°	15,3	(196)
	23	42°	15,5	(196)
	21,5	43°	10,5	(183)

* Tomada a média sobre uma largura de 3 MeV

** Reproduzido a Tabela de Resultados da ref. (114)

*** Dados expressos em comprimento do arco cinemático, média tomada sobre uma largura de 4 MeV.

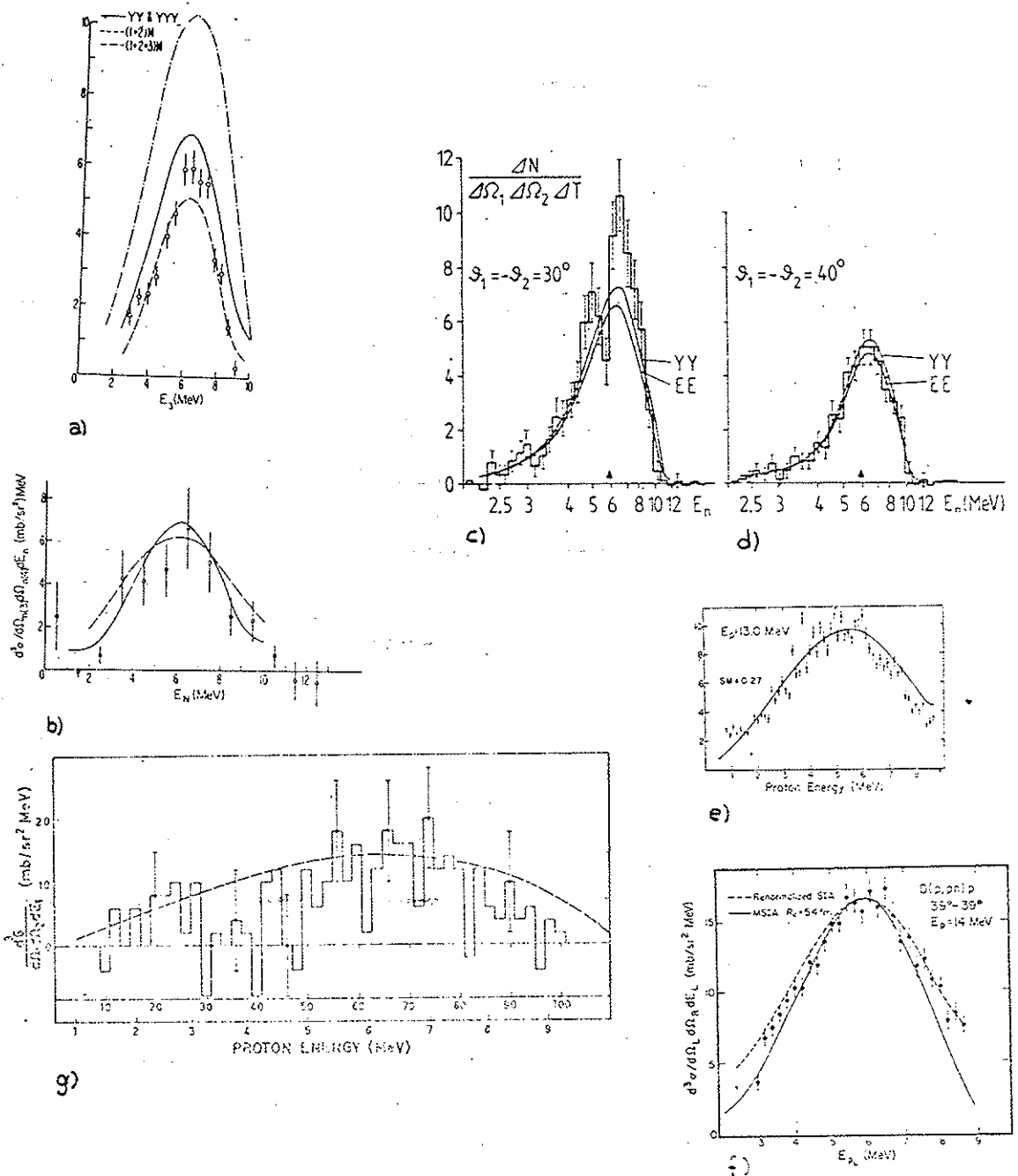


Fig.36 - $T_0 = 14$ MeV - Comparação de reações conjugadas
 a) ${}^2\text{H}(p,2p)$ 14,45 MeV, $\theta=30^\circ$ ⁽¹⁸⁰⁾, b) ${}^2\text{H}(n,2n)$ 14,1 MeV
 $\theta=30^\circ$ ⁽¹⁷²⁾, c) ${}^2\text{H}(n,2n)$ 14,1 MeV, $\theta=30^\circ$ ⁽¹¹⁷⁾,
 d) ${}^2\text{H}(n,2n)$ 14,1 MeV, $\theta=40^\circ$ ⁽¹¹⁷⁾, e) ${}^2\text{H}(p,np)$ 13 MeV,
 $\theta=30^\circ$ ⁽¹¹⁴⁾, f) ${}^2\text{H}(p,np)$ 14 MeV, $\theta=39^\circ$ ⁽¹⁹⁶⁾, g) ${}^2\text{H}(n,pn)$
 14,4 MeV, $\theta=30^\circ$ ⁽²⁰⁵⁾.

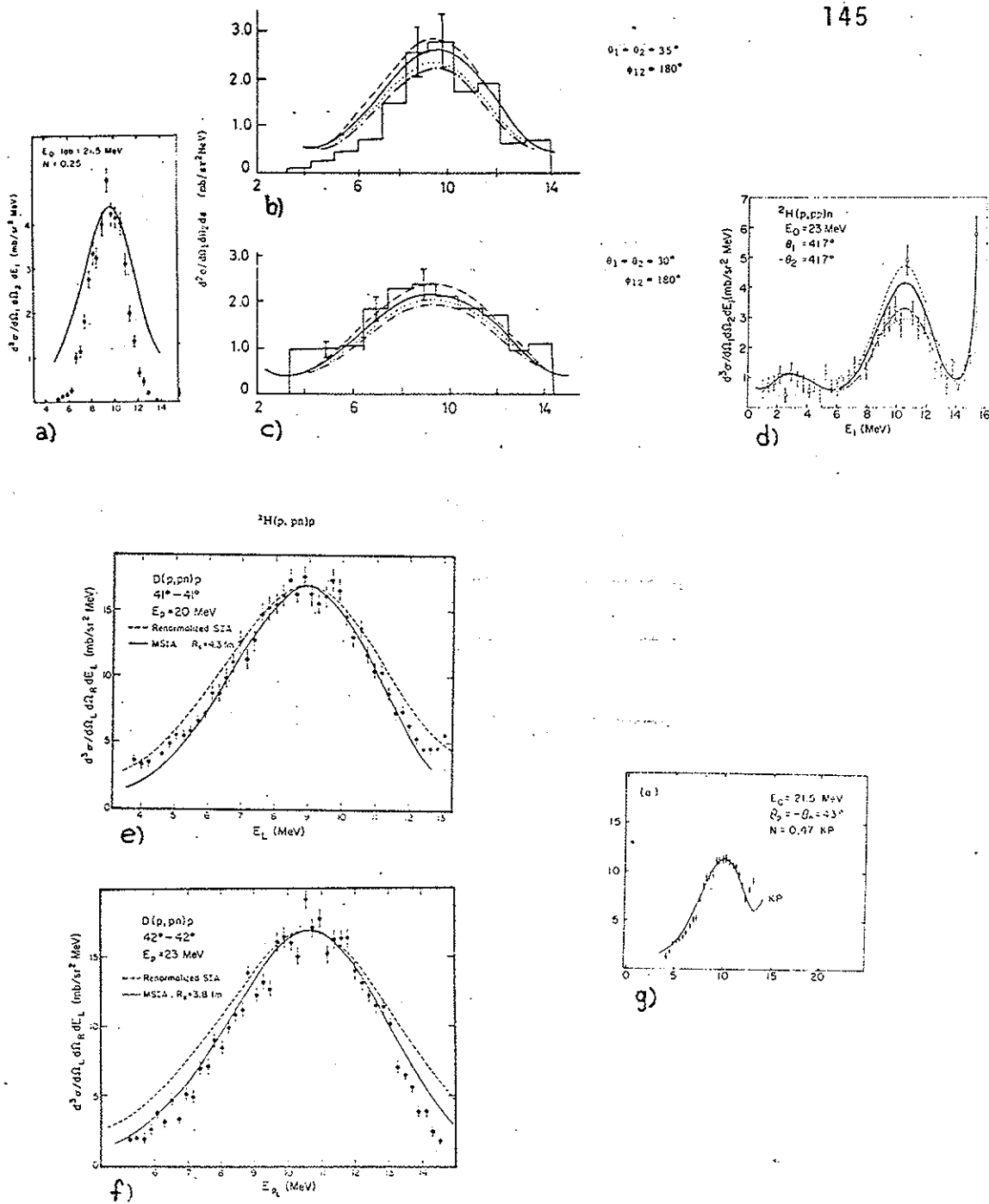
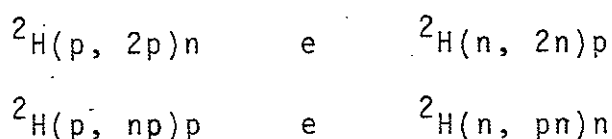


Fig.37 - $T_0 = 21,5 \text{ MeV}$, comparação de reações conjugadas,
 a) $^2\text{H}(p,2p)$ 21,5 MeV, $\theta=43^\circ$ ⁽¹⁸¹⁾, b) $^2\text{H}(n,2n)$ 21,5 MeV,
 $\theta=30^\circ$ ⁽¹⁷⁴⁾, c) $^2\text{H}(n,2n)$ 21,5 MeV. $\theta=35^\circ$ ⁽¹⁷⁴⁾,
 d) $^2\text{H}(p,2p)$ 23 MeV, $\theta=41,7^\circ$ ⁽¹⁸¹⁾, e) $^2\text{H}(p,pn)$ 20 MeV,
 $\theta=41^\circ$ ⁽¹⁹⁶⁾, f) $^2\text{H}(p,pn)$ 23 MeV, $\theta=42^\circ$ ⁽¹⁹⁶⁾, g) $^2\text{H}(p,pn)$
 21,5 MeV, $\theta=43^\circ$ ⁽¹⁸³⁾.

teríamos para secção de choque o valor $\frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dT_1} = 3,1 \text{mb/sr}^2\text{-MeV}$ que confronta bem com o valor de Petersen et al. (170), mas não com o de Durand et al. (181).

Efeitos Coulombianos não devem ser importantes nas energias citadas, de maneira que podemos conjecturar que as reações conjugadas de carga



apresentando as mesmas secções de choque, refletem não só a igualdade de

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{pp} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{nn}$$

secções de choque diferenciais p-p e n-n, como também a igualdade de comportamento dos dois protons e neutron e do proton e e os dois neutrons, no estado final.

Medidas mais consistente tornam-se necessárias para estabelecer em que ponto as divergências dos resultados são efetivamente físicas, ou um problema relacionado a diferentes métodos experimentais.

Há um limite a ser assinalado, onde estas medidas tornam-se interessantes: - a energia não pode se tornar muito baixa, pois efeitos Coulombianos podem mascarar os resultados

e por outro lado não podem ser muito elevadas pois o papel da antisimetria da função de onda total fica diminuída a partir do momento em que outras ondas parciais além da s tornam-se importantes.

A energia superior está associada a diferentes atenuações sofridas pelas reações com detecção de 2 prótons e nêutron na comparação com o modelo KWC. Perto de 50 MeV, diferenças entre as duas atenuações já não é grande, e este seria um possível limite superior.

V - CONCLUSÃO

Alguns aspectos do problema nuclear de 3 corpos foram abordados, principalmente os referentes aos processos mais importantes e a aplicação de modelos fenomenológicos. Este é apenas um dos muitos aspectos sobre os quais se pesquisa atualmente em três corpos.

Sob o ponto de vista experimental, não incluímos na apresentação experiências com quatro corpos ou mais que podem fornecer informações sobre três corpos, particularmente as referentes a buscas de estados excitados ⁽¹⁹⁷⁻²⁰⁰⁾ de três núcleons.

Sob o ponto de vista teórico, foram citados alguns resultados gerais da teoria de Faddeev ligados a resultados experimentais e certos resultados de condições limites, que, consideramos, constituem base de sustentação de modelos fenomenológicos, sem uma apresentação sistemática.

Assinalar determinados resultados do sistema de 3 núcleons que mostram certas peculiaridades próprias, em particular o efeito Efimov ⁽²⁰¹⁾, onde ficou demonstrado que em processos com múltiplos canais, onde os limiares se deslocam quando a interação é variada, um grande número de estados ligados aparecem e desaparecem de forma surpreendente ⁽²⁰²⁾. Este exemplo apesar do carácter académico do problema mostram o quanto 3 núcleons ainda podem revelar. Há ainda um vasto trabalho experimental pela frente. Entre outros, a aplicação do teste de Treiman-Yang, onde experiências mais conclusivas precisam ser

realizadas, experiências de espalhamento quasi-elástico com neutrons como projéteis, em várias energias, detectando os dois neutrons ou um dêstes e o proton, estudo de distribuição angular no espalhamento quasi-elástico e nos estados 1S_0 e sobretudo medidas mais sistemáticas abrangendo todo espaço de fase. A função de onda do deuteron é relativamente satisfatória em baixas energias mas precisa ser investigada mais criticamente em energias mais elevadas. Podem servir para essa finalidade, bombardear deuterons com diferentes projéteis, e em particular o ^4He parece bastante adequado, devido a apresentar como único canal aberto para energias de α até 42 MeV, a quebra de deuteron e ligar esses resultados aos do espalhamento de eletrons.

A medida da intensidade da força de três corpos, é um ponto que deve nos próximos anos mobilizar o trabalho de experimentais e teóricos. Devido ao possível efeito se manifestar distante das regiões cinemáticas dos efeitos principais há necessidade de desenvolvimentos teóricos e experimentais para alargar o nível de certeza. Possíveis interferências apontadas em experiências recentes^(117,203), tem que ser melhor entendidas e medidas, para não mascarar resultados positivos.

Mitra⁽²⁰⁴⁾, aponta com propriedade o que eventualmente pode ter se tornado um ponto de estrangulamento do estudo do problema de três corpos: devido a formidável estrutura do aparato matemático a disposição, os potenciais de entrada

são suficientemente simples para permitir manipulações matemáticas e estas escolhas têm a desvantagem de não fornecer nenhuma informação nova sobre as que se obteriam com técnicas - mais simples.

BIBLIOGRAFIA

151

- 1) W.H.Barkas and M.G.White, Phys.Rev. 56(1939)288.
- 2) L.D.Faddeev, JETP 12(1961)1014.
- 3) Y.Yamaguchi, Phys.Rev. 95(1954)1628.
- 4) R.T.Cahill and I.H.Sloan, Nucl.Phys.A165(1971)161.
- 5) J.M.Wallace, Phys.Rev. C8(1973)1275.
- 6) W.M.Kloet and J.A.Tjon, Annals of Physics 79(1973)407.
J.J.Benayon, J.Chauvin, C.Gignoux and A.Laverne, Phys.Rev. Lett. 36(1976)1438.
- 7) E.O.Alt, W.Sandhas, H.Zankel and H.Ziegelmann, Phys.Rev. Lett. 37(1976)1537.
- 8) O.A.Yacubovsky, Sov.J.Nucl.Phys. 5(1967)1312.
- 9) R.C.Haight, S.M.Grimes and J.D.Anderson, Phys.Rev. 5(1967)97.
- 10) G.Pauletta and F.D.Brooks, Nucl.Phys.A255(1975)267.
- 11) F.D.Brady, W.B.Broste, J.C.Wang, J.L.Romero and P.Martens, Phys.Rev. C9(1974)1784.
- 12) R.S.Christian and J.L.Gammel, Phys.Rev. 91(1953)100.
- 13) Y.E.Kim and Tubis, Ann.Rev.Nucl.Sci. 24(1974)69.
- 14) R.Wilson, "The Nucleon-Nucleon Interaction" - John Wiley & Sons, New York,(1963).
- 15) S.Fiarman and S.S.Hanna, Nucl.Phys.A251(1975)1.
- 16) R.F.Carlson, Proceedings of the "International Conference on

- Few Particle Problems in the Nuclear Interaction", Los Angeles(1972)475.
- 17) B.Sundqvist, Proceedings of the "International Conference on Few Body Systems and Nuclear Forces", Graz (1978)vol.II 267.
 - 18) A.Horsley, Nuclear Data A4(1968)321.
 - 19) F.P.Brady, W.J.Knox, R.L. Walraven and J.L.Romero, Phys.Rev. C6(1972)1150.
 - 20) W.T.H. van Oers and K.W.Brockman,Jr., Nucl.Phys. 92(1967)561.
 - 21) J.C.Davis, J.D.Anderson, S.M.Grimes and C.Wong, Phys.Rev. C8 (1973)863.
 - 22) S.Shirato, K.Saitoh, N.Koori and R.T.Cahill, Nucl.Phys. A215 (1973)277.
 - 23) V.K.Voitovetskii, I.L.Korsunski and Yu.FPazhin, Nucl. Phys. 69L9(1965)513.
 - 24) V.J.Howard, Nucl.Phys. A218(1974)140.
 - 25) K.Kuroda, Thèse Orsay(1967).
 - 26) R.E.Warner, Phys.Rev. 132(1963)2621.
 - 27) P.F.Donovan, Rev.Mod.Phys. 37(1965)501.
 - 28) J.P.Didelez, I.D.Goldman, E.Hourani, H.Nakamura, F.Reide and T.Yuasa, J.Phys.(Paris) 33(1972)129.
 - 29) M.R.E.Morlet, Thèse Orsay(1972). *non publiée?*
 - 30) M.J.Esten, T.C.Griffith, G.J.Lush and A.J.Metheringham, Nucl.

- Phys. 86(1966)289.
- 31) B.S. Aladashvili et al., Nucl. Phys. B86(1975)461.
 - 32) H. Nakamura, F. Reide and T. Yuasa, Nucl. Inst. Meth. 108(1973) 509.
 - 33) M.W. McNaughton, R.J. Griffiths, I.M. Blair, B.E. Bonner, J.A. Eddington, M.P. May and N.M. Steward, Nucl. Phys. A239(1975)29.
 - 34) Ph. Narboni, Thèse Orsay (1972). *New for public?*
 - 35) R. Honecker and H. Grässler, Nucl. Phys. A107(1968)81.
 - 36) J.G. Rogers, M. Jain and J.D. Bronson, Phys. Rev. C8(1973)961.
 - 37) B.J. Wielinga, J.R. Balder, R. van Dantzig, I. Slaus, W.M. Kloet and J.A. Tjon, Lett. N. Cim. 11(1974)655.
 - 38) J.M. Lambert, P.A. Treado, R.G. Allas, L.A. Beach, R.O. Bondelid and E.M. Diener, Phys. Rev. C13(1976)43.
 - 39) G.E. Brown, A.M. Green and W.J. Gerace, Nucl. Phys. A115(1968) 435.
 - 40) Shin-Nan Yang, Phys. Rev. C10(1974)2067.
 - 41) H. Primakoff and T. Holstein, Phys. Rev. 55(1938)128.
 - 42) N. Fujiwara, E. Hourany, H. Nakamura-Yokota, F. Reide and T. Yuasa Phys. Rev. C15(1977)14.
 - 43) J. Birchall, M.S. de Jong, M.S.A.L. Al-Ghazi, J.S.C. McKee, W.D. Ramsay and N. Videla, Proceedings of the "International Conference on Few Body Systems and Nuclear Forces". Graz (1978) vol. I 203.

- 44) Shinsho Oryu, Proceedings of the "International Conference on Few Body Systems and Nuclear Forces". Graz (1978)vol. I 206.
- 45) T.H.Berlin and G.E.Owen, Nucl.Phys.5(1958)669.
- 46) P.A.Assimakapoulos, N.H.Gangas and S.Kossionides, Nucl.Phys. 81(1966)305.
- 47) G.G.Ohsen, Nucl.Inst.Meth. 37(1965)240.
- 48) W.D.Simpson, W.R.Jackson and G.C.Phillips, Nucl.Phys. A103 (1967)97.
- 49) B.Kuhn, H.Kumpf, K.Möller and J.Mösner, Nucl.Phys. A210(1968) 285.
- 50) M.Jain, J.G.Rogers and D.P.Saylor, Phys.Rev.Lett. 31(1973) 838.
- 51) E.Byckling and K.Kajantie, "Particle Kinematics".- John Wiley & Sons, New York (1964).
- 52) R.Hagedorn, "Relativistics Kinematics", W.A.Benjamin, New York (1964).
- 53) I.D.Goldman, Notas de Aula: "Cinemática de Poucas Partículas" (1977).
- 54) R.H.Dalitz, Phil.Mag. 44(1953)1068.
- 55) G.F.Chew and F.E.Low, Phys.Rev. 113(1959)1640.
- 56) M.Widgoff Shapiro, A.M.Cormack and A.M.Koehler, Phys.Rev. 138 (1965)B823.
- 57) R.J.Slobodrian, Reports on Progress on Physics 34(1971)175.

- 58) C.M.Lederer, J.M.Hollander and I.Perlman, "Table of Isotopes" - John Wiley & Sons, New York, 6a. edição (1967).
- 59) R.E.Brown, J.S.Blair, D.Bodanski, N.Cue and C.D.Kowalowski, Phys.Rev, 138(1965)1394.
- 60) B.L.Cohen, E.C.May, T.M.O'Keefe and C.L.Fink, Phys.Rev. 179 (1969)962.
- 61) D.P.Stahel, R.J. de Meijer, A.N.Bice and J.Cerny, Annual Report, Lawrence Berkeley Laboratory (1977-1978)10.
- 62) R.Jahn, G.J.Wozniak, D.P.Stahel and J.Cerny, Phys.Rev.Lett. 37(1976)812.
- 63) R.Jahn, D.P.Stahel, G.J.Wozniak, R.J. de Meijer and J.Cerny, Phys.Rev. C18(1978)9.
- 64) A.Rittenberg et al., Rev.Mod.Phys. 43(1971)S1.
- 65) K.M.Watson, Phys.Rev. 88(1952)163.
- 66) A.B.Migdal, Soviet Physics JETP 1(1955)2.
- 67) Č.Zupancic, Rev.Mod.Phys.37(1965)330.
- 68) R.R.Roy and B.P.Nigam, "Nuclear Physics" - John Wiley & Sons New York (1967).
- 69) M.C.Goldberger and K.M.Watson, "Collision Theory" - John Wiley & Sons, New York (1964).
- 70) J.D.Jackson and J.M.Blatt, Rev.Mod.Phys. 22(1950)77.
- 71) G.C.Phillips, T.A.Griffy and L.C.Biedenharn, Nucl.Phys. 21 (1960)237.

- 72) R.T.Cahill, Phys.Rev. C9(1974)473.
- 73) E.Bar-Avraham, R.Fox, Y.Porath, G.Adam and G.Frieder, Nucl. Phys. B1(1967)49.
- 74) B.Kuhn, Sov. J.Part.Nucl. 6(1976)139.
- 75) I.D.Goldman, Tese de Doutorado, IFUSP(1972).
- 76) H.Bruckmann, W.Kluge, H.Matthäy, L.Shänzler and K.Wick, Nucl. Phys. A157(1970)209.
- 77) A.Niiler, W.von Witsch, G.C.Phillips, C.Joseph and V.Valkovic, Phys.Rev. C1(1970)1342.
- 78) J.C.van der Weerd, T.R.Canada, C.L.Fink and B.L. Cohen, Phys. Rev. C3(1971)66.
- 79) W.J.Braithwaite, J.M.Cameron, D.W.Storm and T.A.Tombrello, Phys.Rev. C4(1971)1476.
- 80) J.P.Burq, J.C.Cabrillat, M.Chemarin, B.ILLE and G.Nicolai, Nucl.Phys. A179(1972)371.
- 81) R.Plasek, V.Valkovic and G.C.Phillips, Nucl.Phys. A256(1976) 189.
- 82) H.Guratsch, B.Kühn, H.Kumpf, J.Mösner, W.Neubert, W.Pilz, G.Schmidt and S.Tesch, Nucl.Phys. A293(1977)106.
- 83) J.Doornbos, W.Krijgsman, R.van der Wey and C.C.Jonker, Nucl. Phys. A297(1978)412.
- 84) D.J.Margaziotis, M.B.Epstein, I.Slaus, G.Anzelon, J.L. Perrenoud, R.F.Carlson and W.Ebenhöh, Phys.Rev. C8(1973)870.
- 85) P.H.Schram, J.Doornbos, W.Krijgsman and C.C.Jonker, Nucl.

- Phys. A291(1977)413.
- 86) W.Ebenhöh, Nucl.Phys. A191(1972)17.
- 87) J.Bruinsma, W.Ebenhöh, J.H.Stuivenberg and R.van Wageningen, Nucl.Phys. A228(1974)52.
- 88) J.H.Stuivenberg, J.Bruinsma and R.van Wageningen, Czech. J. Phys. B24(1974)1243.
- 89) H.Brückmann, W.Kluge and L.Schänzler, Phys.Lett. 24B(1967) 649.
- 90) H.Jeremie and T.Grandy, Nucl.Phys. A132(1969)571.
- 91) A.Niiler, C.Joseph, V.Valkovic, W.von Witsch and G.C. Phillips, Phys.Rev. 182(1969)1083.
- 92) D.P.Boyd, F.P.Donovan and J.F.Mollenauer, Phys.Rev. 188 (1969)1544.
- 93) C.Lunke, J.P.Egger and J.Rosset, Nucl.Phys. 158(1970)278.
- 94) M.Ivanovich, W.von Witsch, E.V.Hungerford and G.C.Phillips, Nucl.Phys. A156(1970)616.
- 95) H.Brückmann, W.Gehrke, W.Kluge, H.Matthäy and K.Wick, Proceedings of the "Conference on the Three Body Problem", Birmingham(1969)320.
- 96) H.Matthäy and H.D.Zeh, Nucl.Phys. A192(1972)39.
- 97) E.W.Blackmore and J.B.Warren, Can.J.Phys. 46(1968)233.
- 98) A.F.Kuckes, R.Wilson and Paul F.Cooper, Jr., Annals of Physics 15(1961)193.

- 99) B.Zeitnitz, R.Maschuw and P.Suhr, Phys.Lett. 28B(1969)420
and Nucl.Phys.A149(1970)449.
B.Zeitnitz, R.Maschuw, P.Suhr, W.Ebènhöh, J.Bruinsma and
J.H.Stuivenberg, Nucl.Phys. A231(1974)13.
- 100) Y.Onel, R.C.Brown, J.A.Edgington, N.M.Stewart and I.M.
Blair, Nucl.Phys. A304(1978)51.
- 101) J.H.Stuivenberg, J.Bruinsma and R.van Wageningen, Proc.
"International Conference on Few Body Problems", Quebec,
1975,505.
- 102) W.H.Breunlich, S.Tagesen, W.Berth and A.Chalupka, Nucl.
Phys. A221(1974)269.
- 103) R.Bouchez, S.Desreumaux, J.C.Gondrand, C.Perrin and P.
Perrin, Nucl.Phys. A185(1972)166.
- 104) R.Aaron and R.D.Amado, Phys.Rev. 150(1966)857.
- 105) J.Kecskemeti, C.Czibök and B.Zeitnitz, Nucl.Phys. A254
(1975)110 and Phys.Rev.Lett. 32(1974)1063.
- 106) I.Slaus, Rev.Mod.Phys. 39(1967)575.
- 107) D.R.Harrington, Phys.Rev. 139(1965)B691.
- 108) M.A.Preston and R.K.Bhaduri, "Structure of the Nucleus",
Addison-Wesley, Reading(1975)51.
- 109) H.P.Noyes, Annual Rev.Nucl.Phys. 22(1972)465.
- 110) M.Chemarin, J.P.Burq, J.C.Cabrillat et B.Ille, Nucl.Phys.
A202(1973)71.
- 111) R.van Dantzig, Nucl.Inst.Meth. 92(1971)205.

- 112) D.M.Stupin, R.A.Ristinen and P.Schwandt, Nucl.Phys. A123 (1971)286.
- 113) D.Robson, Nucl.Phys. A204(1973)523.
- 114) V.Valkovic, D.Rendic, V.A.Otte, W.von Witsch and G.C. Phillips, Nucl.Phys. A166(1971)547.
- 115) W.D.Simpson, J.L.Friedes, H.Palevski, R.J.Sutter, G.W. Bennet, B.Gottschalk, G.Igo, R.C.Stearns, N.S.Wall, D.M. Corley and G.C.Phillips, Nucl.Phys. A140(1970)201.
- 116) G.Jacob and Th.Maris, Rev.Mod.Phys. 45(1973)6 and Rev. Mod.Phys. 38(1966)121.
- 117) E.Bovet, F.Fouroggi and J.Russel, Helv.Physica Acta 48 (1975)137 and Nucl.Phys. A304(1978)29.
- 118) E.Andrade, V.Valkovič, D.Rendič and G.C.Phillips, Nucl. Phys. A183(1972)145.
- 119) I.Slaus, R.G.Allas, L.A.Beach, R.O.Bondelid, E.L. Petersen, J.M. Lambert, P.A.Treado and R.A.Moyle, Nucl. Phys. A286(1977)67.
- 120) H.Nakamura and H.Noya, Nucl.Phys. A309(1978)115.
- 121) K.Sagara, T.Motobayashi, N.Takashi, Y.Hashimoto, M.Hara, Y.Nogami, H.Nakamura and H.Noya, Nucl.Phys. A299(1978)77.
- 122) Shannon, W.Breunlich, I.Slaus, J.W.Sunier, G.Anzelon, E. Tin, W.T.H. van Oers, M.B.Epstein and W.Ebenhöh, Nucl. Phys. A218(1974)381.
- 123) B.J.Wielinga, J.R.Balder, G.J.F.Blommestijn, R.van Dantzig, W.M.Kloet, J.Å.Tjon and I.Slaus, Nucl.Phys. A261(1976)13.

- 124) I.Slaus, Acta Phys.Ac.Sc.Hungaricae 32(1973)191.
- 125) G.F.Chew, Phys.Rev. 80(1950)196.
- 126) J.E.Brolley,Jr., J.D.Segrave and J.G.Beery, Phys.Rev. 135(1964)B1119.
- 127) W.R.Jackson, V.Valkovič, S.T.Emerson, W.D.Simpson, C.Joseph, Y.S.Chen, M.C.Taylor and G.C.Phillips, Nucl.Phys. A166(1971) 525.
- 128) A.Everett, Phys.Rev. 126(1962)831.
- 129) L.Hulthén and M.Sugavara, Handbuch der Physik 39(1957)1
M.J.Moravcsik, Nucl.Phys. 7(1958)113.
- 130) I.S.Shapiro, "Select Topics in Nuclear Theory", IAEA, Vienna (1963)85.
- 131) B.Mithra and R.Laverrière, Nucl.Phys. A184(1972)321.
- 132) I.S.Shapiro, V.M.Kolybasov and G.R.Augst, Nucl.Phys.61(1965) 353.
- 133) S.B.Treiman and C.N.Yang, Phys.Rev.Lett. 8(1962)140.
- 134) V.M.Kolybasov, Soviet J.Nucl.Phys. 5(1967)288.
- 135) N.T.Okumusoglu, C.O.Blyth, P.B.Dunscombe, N.Berovič and J. S.McKee, Nucl.Phys. A231(1974)391.
- 136) R.Corfu, J.-P.Egger, C.Lunke, C.Nussbaum, J.Rosset, E. Schwarz, J.L.Durand et C.Perrin, Helv.Phys.Acta 43(1970) 443.
- 137) R.Corfu, J.-P.Egger, C.Lunke, C.Nussbaum, J.Rosset, E. Schwarz, J.L.Durand and C.Perrin, Phys.Rev.Lett. 27(1971)

1661.

- 138) W.von Witsch, W.Viefers, H.Monsmsen, P.David and F. Hinterberger, Nucl.Phys. A195(1972)617.
- 139) J.L.Beveridge, R.Corfu, J.-P.Egger, F.Foroughi, J.Piffareti, J.Rosset, E.Schwarz, J.Arvioux, J.L.Durand and C.Perrin, Helv.Phys.Acta 47(1974)211.
- 140) R.B.Liebert, K.H.Purser and R.L.Burman, Nucl.Phys. A216 (1973)335.
- 141) P.G.Roos, H.Him, J.Jain and H.D.Holmgren, Phys.Rev.Lett. 22(1969)242.
- 142) H.B.Pugh, J.W.Watson, D.A.Goldberg, P.G.Ross, D.I.Bonbright and R.A.J.Riddle, Phys.Rev.Lett. 22(1969)408.
- 143) A.O.Aganyants et al., Nucl.Phys. B11(1969)79.
- 144) Yu.D.Bayukov, V.B.Fedorov, V.Khovansky, V.M.Kolybasov, G.A. Leksin, V.L.Stolin and L.S.Rorobyev, Phys.Lett. 33B(1970) 416.
- 145) R.F.Carlson, Rev.Mod.Phys. 37(1965)501.
- 146) I.Šlaus, J.W.Verba, J.R.Richardson, R.F.Carlson, L.S.August and E.L.Petersen, Phys.Lett. 23(1966)358.
- 147) F.Takeuchi, T.Yuasa, K.Kuroda and Y.Sakamoto, Nucl.Phys. A152(1970)434.
- 148) P.J.Pan and J.E.Crawford, Nucl.Phys. A150(1970)216.
- 149) E.L.Petersen, R.Bondelid, P.Tomaš, G.Paič, J.R.Richardson and J.W.Verba, Phys.Rev. 188(1969)1497.

- 150) R.Cahill, Phys.Lett. 49B(1974)150.
- 151) G.Baur, Z.Physik A277(1976)147.
- 152) R.G.Newton, "Scattering Theory of Waves and Particles", McGraw Hill (1966).
- 153) I.E.McCarthy and P.C.Tandy, Nucl.Phys. A178(1971)1.
- 154) P.Benoist-Guental, Phys.Lett. 13(1964)68.
- 155) S.Gartenhaus, Phys.Rev. 100(1955)900.
- 156) R.D.Felder et al., Nucl.Phys. A264(1976)397.
- 157) T.R.Witten et al., Nucl.Phys. A254(1975)269.
- 158) C.F.Perdrisat et al., Phys.Rev. 187(1967)1201.
- 159) G.A.Leksin, Soviet Physics JETP 5(1957)371.
- 160) J.M.Wallace, Phys.Rev. C5(1972)609.
- 161) M.R.E.Morlet, R.Frascaria, B.Geoffrion, N.Marty and A. Willis, Nuc.Phys. 129(1969)177.
- 162) M.R.E.Morlet, R.Frascaria, N.Marty and A.Willis, Nucl.Phys. A191(1972)385.
- 163) C.N.Brown and E.H.Thorndike, Phys.Rev. 177(1969)2067.
- 164) M.L'Huillier, Thèse Orsay (1973).
- 165) F.Takeutchi and Y.Sakamoto, Nucl.Phys. A185(1972)366.
- 166) J.M.Wallace, Phys.Rev. C7(1973)10.

- 167) M.L'Huillier, Nucl.Phys. A129(1969)196.
- 168) V.K.C.Cheng and P.G.Roos, Nucl.Phys. A225(1974)397.
- 169) M.I.Haftel, I.Slaus, D.L.Shannon, M.B.Epstein, W.T.H. van Oers, G.Anzelon, E.L.Petersen and W.Breunlich, Nucl.Phys. A269(1976)359.
- 170) E.L.Petersen, M.I.Haftel, R.G.Allas, L.A.Beach, R.O. Bondelid, P.A.Treado, J.M.Lambert, M.Jain and J.M.Wallace, Phys.Rev. C9(1974)508.
- 171) W.Ebenhöh, B.Sundqvist, A.Johansson, L.Amtén, L.Glantz, L. Gönczi and I.Koersner, Phys.Lett 49B(1974)137.
- 172) I.Slaus, J.W.Sunier, G.Thompson, J.C.Young, J.W.Verba, D.J. Margaziotis, P.Doherty and R.T.Cahill, Phys.Rev.Lett. 26 (1971)789.
- 173) E.Bovet, F.Foroughi and J.Rossel, Helv.Phys.Acta 48(1975) 137.
- 174) J.M.Cameron, H.W.Fieding, S.T.Lam, G.C.Neilson and J. Soulkup, Proceedings of the "International Conference on Few Body Systems and Nuclear Forces", Graz(1978) vol. 1,197.
- 175) V.Valkovic, D.Rendic, V.A.Otte and G.C.Phillips, Phys.Rev. Lett. 26(1971)394.
- 176) J.Bruinsma and R.Wageningen, Nucl.Phys. A282(1977)1.
- 177) E.L.Petersen, R.G.Allas, R.O.Bondelid, A.G.Pieper and R.B. Theus, Phys.Lett. 31B(1970)209.
- 178) D.J.Margaziotis, G.Pajić, J.C.Young, J.W.Verba, W.J. Braithwaite, J.M.Cameron, D.W.Storm and T.A.Cahill, Phys. Rev. C2(1970)2050.

- 179) G.Paič, J.C.Young and D.J.Margaziotis, Phys.Lett 32B(1970) 437.
- 180) D.J.Margaziotis, J.C.Young, I.Slaus, G.Anzelon, F.P.Brady and R.T.Cahill, Phys.Lett. 37B(1970)263.
- 181) J.L.Durand, J.Arvioux, A.Fiore and Cl.Perrin. Phys.Rev. C4 (1971)1957.
- 182) J.A.McIntyre, P.H.Beatty, J.D.Bronson, R.J.Hastings, J.C. Rogers and M.S.Shaw, Phys.Rev. C5(1972)1796.
- 183) J.L.Durand, J.Arvioux, A.Fiore, C.Perrin and M.Durand, Phys. Rev. C6(1972)393.
- 184) G.Anzelon, I.Slaus, D.J.Margaziotis and M.B.Epstein, Nucl. Phys.A202(1973)593.
- 185) J.L.Durand, O.M.Bilaniuk and C.Perrin, Nucl.Phys. A224(1974) 77.
- 186) J.Arvioux, J.L.Durand, J.C.Faivre, D.Garreta, A.Papineau, J.Sura and A.Tarrats, Nucl.Phys. A150(1970)75.
- 187) R.D.Haracz and T.K.Lim, Phys.Rev. C11(1975)634.
- 188) R.T.Cahill, Nucl.Phys. A185(1972)236.
- 189) J.G.Rogers and D.P.Saylor, Phys.Rev. C6(1972)734.
- 190) T.K.Lim, Phys.Rev.Lett. 31(1973)1258.
- 191) R.D.Haracz and T.K.Lim, Phys.Rev.Lett. 31(1973)1263.
- 192) R.D.Haracz and T.K.Lim, Phys.Rev. C10(1974)431.
- 193) J.Meboniya, Phys.Lett. 48B(1974)196.

- 194) R.J.Glauber, Phys.Rev. 100(1955)242.
- 195) R.A.Riddle, A.Langsford, P.H.Bowen and G.C.Cox, Nucl.Phys. 61(1965)457.
- 196) W.J.Braithwaite, J.R.Calarco, J.M.Cameron and D.W.Storm, Nucl.Phys. A166(1971)515.
- 197) C.C.Kin, S.M.Bunch, D.W.Devins and H.H.Forster, Phys.Lett. 22(1966)314.
- 198) S.A.Harison, F.G.Kingston, A.R. Johnston and E.A.McClatchie, Nucl.Phys. A108(1968)478.
- 199) M.B.Epstein, I.Slaus, D.L.Shannon, H.H.Forster, M.Furic, C.C.Kin and D.Y.Park, Nuc.Phys. A199(1973)225.
- 200) J.-P.Didelez, R.Frascaria, N.Fujiwara, I.D.Goldman, E. Hourany, H.Nakamura-Yokota, F.Reide and T.Yuasa, Phys.Rev. C12(1975)1974.
- 201) V.N.Efimov, Phys.Lett 33B(1970)563, Nucl.Phys. A210(1973) 157.
- 202) A.C.Phillips, Rep.Prog.Phys. 40(1977)1905.
- 203) A.M.McDonald, D.I.Bonbright, W.T.H. van Oers, J.W.Watson, J.G.Rogers, J.M.Cameron, J.Soukup, W.M.Kloet and J.A.Tjon, Phys.Rev.Lett 34(1975)488.
- 204) A.N.Mitra, Adv. in Nucl.Phys. 3 (1969)1.
- 205) V.Valkovic, M.Furić, D.Mijanić and P.Tomaš, Phys.Rev. C1 (1970)1221.

ARTIGOS DE REVISÃO

- 1) A.N.Mitra, *Advances in Nuclear Physics* 3(1969)1.
- 2) H.Pierre Noyes, *Prog.Nucl.Phys.* 10(1969)355.
- 3) R.D.Amado, *Ann.Rev.Nucl.Sci.* 19(1969)1.
- 4) L.M.Delves and A.C.Phillips, *Rev.Mod.Phys.* 41(1969)497.
- 5) R.J.Slobodrian, *Rep.Prog.Phys.* 34(1971)175.
- 6) J.S.C.McKee, *Acta Phys.Hungaricae* 33(1973)167.
- 7) I.Slaus, *Acta Phys.Hungaricae* 33(1973)191.
- 8) J.S.Levinger, *Springer Tracts in Modern Physics* 71(1974)88.
- 9) I.Slaus, *Czech.J.Phys.* B24(1974)1255.
- 10) Y.E.Kim and A.Tubis, *Ann.Rev.Nuc.Sci.* 24(1974)69.
- 11) S.Fiarman and S.S.Hanna, *Nuc.Phys.* A251(1975)1.
- 12) A.C.Phillips, *Rep.Prog.Phys.* 40(1977)905.