

800,06

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL
INSTITUTO DE FÍSICA

ESPALHAMENTO QUASE-LIVRE
COM PRÓTONS INCIDENTES POLARIZADOS
E ESTRUTURA NUCLEAR

Cesar Augusto Zen Vasconcellos

5.40. (Pens.)

Tese realizada sob a orientação do Dr. Th.A.J. Maris e do Dr. C. Schneider, apresentada ao Instituto de Física da UFRGS em preenchimento final dos requisitos para obtenção do Grau de Doutor em Ciências.

* Trabalho parcialmente financiado pelas seguintes instituições: Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq), Financiadora de Estudos e Projetos (FINEP), Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado do Rio Grande do Sul (FAPERGS) e German Agency for Technical Cooperation (GTZ).

Porto Alegre, 1987

UFRGS
Instituto de Física
Biblioteca

AGRADECIMENTOS

Aos Drs. Theodor A.J. Maris e Claudio Schneider agradeço pelos conhecimentos transmitidos, interesse e dedicação demonstrados e pelo incentivo constante durante o desenrolar desta tese.

Ao Dr. Claudio Schneider agradeço em especial pelo auxílio indispensável no trabalho de computação.

À Dra. Victoria E. Herscovitz sou grato por sugestões críticas apresentadas.

Agradeço ainda, aos colegas Claudio Scherer, Horacio O. Girotti, Horacio A. Dottori, João Goedert, José R. Iglesias, Maria B. Gay Ducati, Paulo H. Dionisio, Paulo M. Mors, Rafael A. Caldela, Rejane R. Teixeira e Sergio R. Teixeira.

À Zuleika Berto pelo auxílio durante as pesquisas bibliográficas.

Aos senhores Cleto Tartarelli e Paulo Amaral, pela cuidadosa confecção dos desenhos.

A Waldomiro da S. Olivo por diversos serviços prestados.

Ao Sr. Girley Simões, pelo eficiente trabalho de dactilografia.

A Marcos Antonio Zen Vasconcellos pelo apoio e pela amizade.

Oferecimento

À

Dione, Helena e Márcio

RESUMO

Predições teóricas, experimentalmente confirmadas, mostraram que o nêucleon ejetado em um processo quase-livre encontrava-se, em geral, polarizado no nêucleo.

Esta polarização, que pode ser quase completa, depende fortemente da estrutura dos nêucleos inicial e residual. Medições desta polarização podem, desta forma, ser usadas para discriminar diferentes modelos destes estados.

Inicialmente consideramos o caso no qual o modelo de camadas com acoplamento jj é uma boa aproximação mas as subcamadas j são misturadas. Se o nêucleo inicial tem spin nulo, o spin do estado nuclear final define a componente j da partícula arrancada e sua polarização efetiva. Neste caso se pode expressar sua polarização efetiva como uma combinação linear das polarizações efetivas associadas a ejeções quase-livres de estados j de partícula única, permitidos pela álgebra de momentum angular, balanceada pelas probabilidades relativas destas ejeções, as quais podem ser calculadas.

Consideramos, também, um modelo no qual o nêucleo inicial é modelado como consistindo de um caroço inerte e de um agregado do tipo dêuteron; este modelo tem sido usado frequentemente para o ${}^6\text{Li}$, ${}^{14}\text{N}$, e outros nêucleos.

Oferecimento

À

Dione, Helena e M̄rcio

ABSTRACT

Theoretical predictions which have been experimentally confirmed have shown that the nucleon which is knocked-out in quasi-free scattering was in general polarized in the nucleus.

This polarization which can be nearly complete, depends strongly on the structure of the initial and residual nuclei. Measurements of this polarization may therefore be used to discriminate between different models of these states.

We first considered the case where the jj coupling shell model is a good approximation but where the j subshells are mixed. If the initial nucleus is spinless, the spin of the final nuclear state defines the j component of the knocked-out particle which, in turn, determines its effective polarization. In this case we can express its effective polarization as a linear combination of the effective polarizations for the single-particle j -state knock-outs allowed by angular momentum algebra and weighted by their relative probabilities which can be calculated.

We also considered the case for which the initial nucleus is modeled as consisting of an inert core surrounded by a deuteron cluster; such model has often been used for ${}^6\text{Li}$, ${}^{14}\text{N}$, and other nuclei.

Calculamos as polarizações efetivas para as reações $^{14}\text{N}(p,2p)^{13}\text{C}$ e $^6\text{Li}(p,2p)^5\text{He}$ usando estes modelos e os quatro casos extremos do modelo de camadas com acoplamento LS:

$$\text{a) } L = 0 \quad S = 1,$$

$$\text{b) } L = 1 \quad S = 1,$$

$$\text{c) } L = 2 \quad S = 1,$$

$$\text{d) } L = 1 \quad S = 0.$$

As polarizações efetivas calculadas são em geral muito diferentes, ocasionalmente até mesmo em sinal.

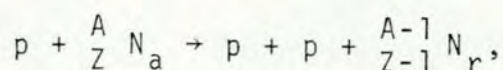
SUMÁRIO

	Página
I - INTRODUÇÃO	10
II - PROCESSO QUASE-LIVRE (p,2p)	24
II.1 - Cinemática	25
II.2 - Relações Cinemáticas	26
II.3 - Seção de Choque de Correlação	30
II.4 - Erros e Correções Possíveis	49
III - INFORMAÇÃO NUCLEAR ATRAVÉS DE ESPALHAMENTO QUASE-LIVRE COM PRÓTONS POLARIZADOS	59
III.1 - Polarização Efetiva e Estrutura Nuclear	60
III.2 - Polarização Efetiva no Modelo de Camadas ...	66
IV - POLARIZAÇÃO EFETIVA E O MODELO DE AGREGADOS NUCLEARES	87
V - RESULTADOS	100
V.1 - Cálculos	101
V.1.1 - Funções de Onda	101
V.1.2 - Ondas Distorcidas	105
V.1.3 - Polarização Efetiva	107
V.1.4 - Procedimento Computacional	108
V.2 - Resultados e Discussão dos Resultados	116
CONCLUSÕES E OBSERVAÇÕES	137
APÊNDICE A	142
APÊNDICE B	146
BIBLIOGRAFIA	163

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

Consideremos o processo "direto" de arrancamento de um próton nuclear de um núcleo-alvo ${}^A_Z N_a$ por um próton incidente com energia entre 150 e 1000 MeV



sendo que ${}^{A-1}_{Z-1} N_r$ representa o núcleo residual do processo. Estamos interessados, em particular, em uma reação nuclear na qual o próton incidente sofre uma interação predominantemente de dois corpos com o próton-alvo e sem que ocorram, portanto, interações adicionais "violentas" entre as partículas incidente e emergentes com os demais núcleons do núcleo, o qual permanece em um estado de um buraco após o arrancamento. Este processo (p,2p) é denominado de espalhamento próton-próton quase-elástico ou quase-livre [CHM52, CS52, CW52, Ma58/59]. A diferença básica entre um processo quase-livre do tipo (p,2p) e um espalhamento livre entre dois prótons é que em um processo quase-livre o próton-alvo está ligado ao núcleo e apresenta uma distribuição de momentum e uma energia de ligação. Os demais núcleons do núcleo se comportam, em certo sentido, como espectadores da reação; têm, entretanto, como se verá mais tarde, uma influência significativa no processo.

Experimentalmente medem-se, em um processo quase-livre, as energias e os momenta das duas partículas emergentes, em coincidência (Figura I.1).

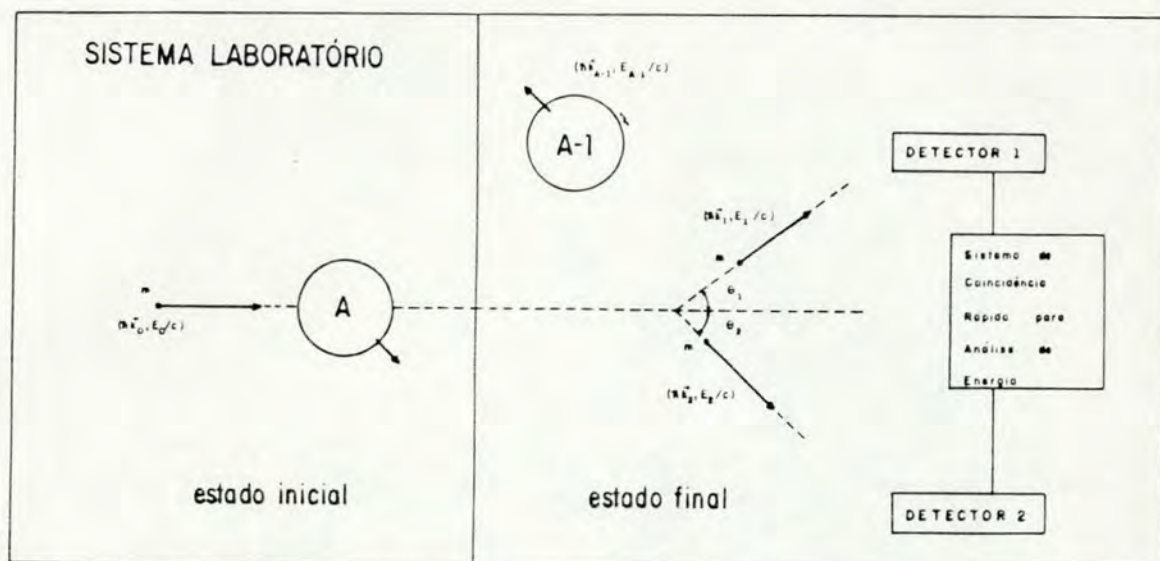


FIGURA I.1 - Esquema de um possível arranjo experimental de um processo quase livre (p,2p). Os prótons incidente, emergentes e alvo e o núcleo residual (A-1) (de massa M_{A-1}) são caracterizados, respectivamente, por tetra-vetores energia-momento $(h\vec{k}_i, E_i/c)$, onde $i = 0, 1, 2, 3, A-1$; o núcleo-alvo (A), neste esquema, está em repouso ($h\vec{k}_A = 0$) e tem, portanto, energia total $E_A = M_A c^2$, onde M_A denota a massa total do núcleo. A massa dos prótons é representada por m .

As diferenças entre as somas, respectivamente, das energias e dos momenta das partículas emergentes e a energia e o momentum incidentes permitem que se calcule a energia de separação e o momentum linear do nêucleon arrancado no processo. Disso resulta que o espalhamento quase-livre dá informações sobre a distribuição de momentum e sobre o espectro das energias de separação dos nêucleons do núcleo-alvo.

As primeiras experiências quase-livres do tipo (p,2p) foram realizadas em 1952, no Sincrociclotrom de 350 MeV de

Berkeley [CHM52, CS52]. Nestas experiências, alvos de Deutério, Carbono, Oxigênio e Lítio foram bombardeados por prótons, tendo sido medidas as direções dos momenta dos pares de prótons emergentes, em coincidência. Estes prótons emergentes apresentaram forte correlação angular. Supondo-se que esta correlação era causada pelos eventos em que o próton incidente colidiu com um próton do núcleo, a correlação era consistente com a distribuição de momentum de Fermi esperada para núcleons confinados ao volume nuclear [Wo52, WM55].

Em experiências (p,2p) realizadas posteriormente em Uppsala [TMH57, THM58], a 185 MeV, com alguns núcleos médios (${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{11}\text{B}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{27}\text{Al}$, ${}^{40}\text{Ca}$), foram medidos simultaneamente as energias e os ângulos dos prótons emergentes, em coincidência. Os picos do espectro somado dos pares de prótons emergentes nestes processos foram interpretados, no contexto do modelo de camadas, como correspondendo a valores de energia que caracterizam as diferentes camadas nucleares das quais um núcleon é arrancado (Figura I.2). Os resultados determinaram, também, o desdobramento spin-órbita das camadas 1p destes núcleos. Estes resultados estavam de acordo com o esperado no modelo de camadas [HJS49, Ma49] e, de fato, representam talvez a mais direta demonstração de validade deste modelo. Como ficará mais claro no seguimento deste trabalho, processos quase-livres permitem a investigação de vários aspectos do modelo de camadas.

A idéia que predomina no tratamento teórico de pro-

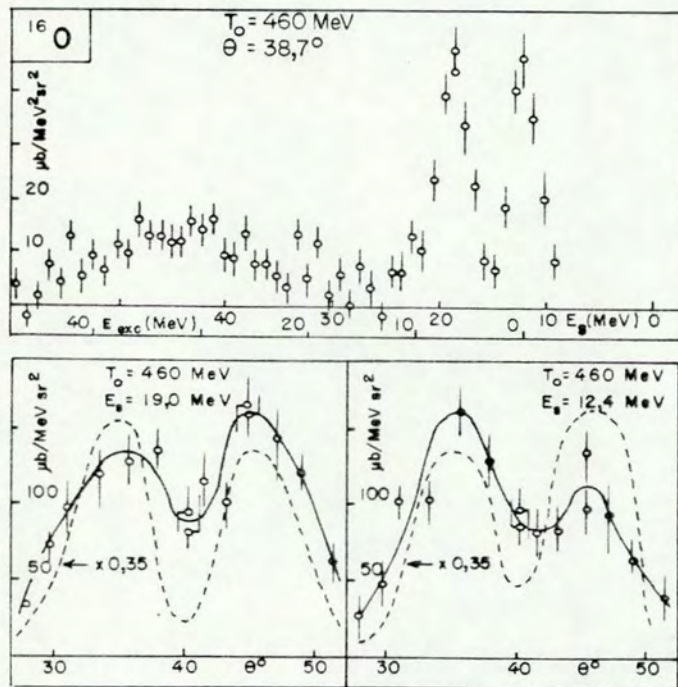


FIGURA I.2 - Espectro de energia e de correlações angulares para a reação $^{16}\text{O}(p,2p)^{15}\text{N}$ (caso simétrico) [TKSR + 66]. As linhas tracejadas são resultados calculados [BJ62, BJ63] multiplicados pelo fator indicado.

cessos quase-livres é a que segue. Classicamente, o livre-caminho médio, λ , de um próton ao atravessar a matéria nuclear é $\lambda = 1/\langle\bar{\sigma}\rangle$ onde ρ é a densidade dos núcleons no núcleo e $\langle\bar{\sigma}\rangle$ é a seção de choque média para o espalhamento do próton incidente e do núcleon-alvo na matéria nuclear. No modelo do gás de Fermi degenerado $\langle\bar{\sigma}\rangle$ é dado, aproximadamente, por $\langle\bar{\sigma}\rangle = \sigma_0(1 - (7/5) \cdot E_F/T)$ [Go48] onde σ_0 é a seção de choque total para o espalhamento pp ou pn livre (σ_0 para prótons incidentes com energias de algumas centenas de MeV é aproximadamente igual a 40 mb [BM61]), E_F denota a energia de Fermi e T representa a energia cinética do próton incidente. Para as energias incidentes consideradas neste trabalho (150-400 MeV), λ revela-se aproximadamente igual a 3,6 fm [Te76]; este valor é da ordem do raio de um núcleo leve como o ^{16}O [JM66, JM73]. Isto mostra que um núcleo leve ou médio, para o qual a densidade média é menor do que a densidade da matéria nuclear, é razoavelmente transparente para prótons incidentes com as energias especificadas. Se os momenta transferidos e as energias das partículas incidente e emergentes são muito maiores do que o momentum e a energia de ligação do núcleon-alvo, a influência do sistema de muitos corpos no processo de colisão dos dois núcleons pode ser desprezada, em uma primeira aproximação.

Nestas condições se espera, qualitativamente, uma expressão para a seção de choque quase-livre (p,2p) fatorada na forma

$$\frac{d\sigma}{dE_1 d\Omega_1 dE_2 d\Omega_2} = (\text{fator cinemático}) \frac{d\sigma_{\text{livre}}}{d\bar{\Omega}} P(E_S, \vec{k}_3),$$

em que o fator de forma $P(E_S, \vec{k}_3)$ denota a probabilidade de se encontrar um próton nuclear com momentum $\vec{k}_3 = \vec{k}_1 + \vec{k}_2 - \vec{k}_0$ e energia de separação $E_S = T_0 - (T_1 + T_2 + T_{A-1})$, onde T_i ($i = 0, 1, 2, A-1$) representa, respectivamente, as energias cinéticas dos prótons incidente, emergentes e do núcleo residual; $d\sigma_{\text{livre}}/d\bar{\Omega}$ é a seção de choque próton-próton livre. O fator cinemático, em particular, leva em conta que o espalhamento se dá em um núcleon em movimento. Esta aproximação, utilizada pela primeira vez por G.F. Chew [Ch50] em processos de espalhamento nêutron-dêuteron, é denominada de Aproximação de Impulso [Se47, Ch50, CG52, CW52].

As condições necessárias para a validade da Aproximação de Impulso, estabelecidas por Chew e Goldberger [CG52], para o caso do dêuteron, são as seguintes:

- 1) A partícula incidente interage somente com um núcleon;
- 2) A força de ligação tem um efeito desprezível durante o intervalo da interação de arrancamento.

Para núcleos mais pesados do que o dêuteron, colisões múltiplas são desprezadas na Aproximação de Impulso como descrita acima.

Na realidade, os espalhamentos múltiplos não são desprezíveis mesmo para núcleos leves porque, como citado anteriormente, o livre caminho médio de um núcleon de energia média na matéria nuclear é da ordem do raio de um núcleo leve. As colisões múltiplas que podem ocorrer antes e depois da colisão de ejeção reduzem a probabilidade de processos quase-livres "puros" (devido aos espalhamentos múltiplos inelásticos) e causam distorções na seção de choque esperada na A-

proximação de Impulso. Afortunadamente, os espalhamentos múltiplos não prejudicam, em demasia, o espectro quase-livre como será visto mais tarde no Capítulo II. Estes efeitos são considerados, na prática, através da Aproximação de Impulso com Ondas Distorcidas (DWIA) [MHT58, Ma58/59]. Nesta, as ondas das partículas incidente e emergentes, como consideradas na Aproximação de Impulso na sua forma mais simples, são modificadas de modo a serem levadas em conta as colisões múltiplas com os demais núcleons do núcleo.

Os primeiros experimentos quase-livres do tipo (p,2p) desencadearam experiências semelhantes em praticamente todos os laboratórios aparelhados com aceleradores de energias médias (ver, por exemplo, JM66 e JM73). Estas experiências foram realizadas, em geral, com núcleos-alvo leves e médios. Núcleos pesados têm diâmetros várias vezes maiores do que o livre caminho de um nucleon de energia média na matéria nuclear e, conseqüentemente, nestes núcleos os efeitos dos espalhamentos múltiplos crescem consideravelmente, de modo que processos quase-livres tornam-se pouco prováveis em comparação com outros processos. Além disso, as separações dos níveis de energia mais internos destes núcleos são diminutas, dificultando sua resolução.

Nos casos investigados, as distribuições de energia e de momentum experimentais são compatíveis com o modelo do espalhamento quase-livre e com o modelo de camadas. De fato, camadas 1s, 1p, 2s e 2d foram claramente detectadas (Figura I.3). Para uma revisão mais completa de processos (p,2p) ver, por exemplo, Ri65, BT66, JM66, Wi68, RR69, Ja71, JM73, Ma76, KMMV85.

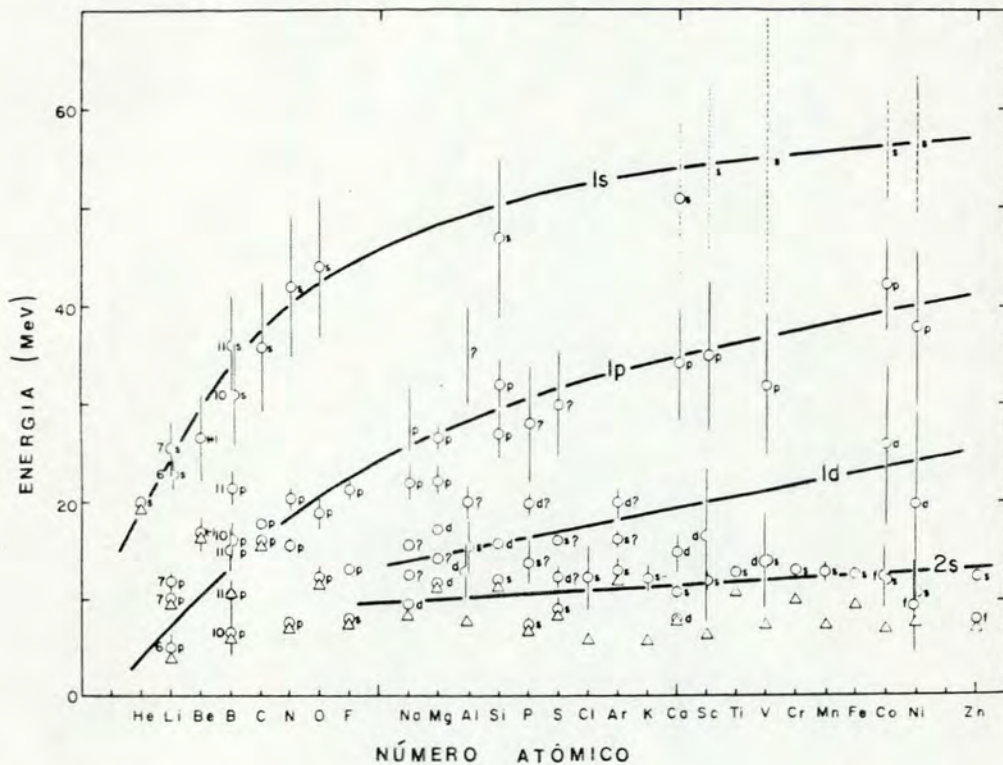


FIGURA I.3 - Energias de separação, larguras de estado e momentos angulares dos estados-furo, obtidos através do espalhamento quase-livre, como função do número atômico [JM73].

As colisões múltiplas, como já citado anteriormente, podem afetar seriamente processos (p,2p), diminuindo sensivelmente a probabilidade de eventos quase-livres e distorcendo significativamente as distribuições angulares das seções de choque esperadas na Aproximação de Impulso. Neste particular, experiências realizadas em Uppsala [HTM60, TSM62, TSR63, TKSR+66] demonstraram que pode ha

ver uma redução de até mesmo uma ordem de grandeza na frequência de eventos quase-livres, devido a absorções. Estes resultados originaram uma busca de alternativas a processos $(p,2p)$, menos sensíveis a estas correlações. Por exemplo, processos nos quais elétrons participassem. A seção de choque elétron-núcleo para elétrons incidentes de energias suficientemente altas, da ordem de 500 MeV, é muito pequena se comparada com a correspondente seção de choque núcleon-núcleo. Neste caso, somente uma partícula sofre espalhamentos múltiplos significativos: o próton emergente. Esperava-se que, nestas condições, a DWIA daria melhores resultados e que mais e melhores informações sobre as propriedades nucleares poderiam ser obtidas das experiências. Com esta filosofia, processos $(e,e'p)$ foram propostos em 1962 [JM62]. As primeiras experiências $(e,e'p)$ foram realizadas no elétron-sincrotron de Frascati [AVCF+64, ACCS+67]. Nestas experiências, elétrons com energias de 550 MeV incidiram sobre alvos de ^{12}C e ^{27}Al e os espectros de energia e as correlações angulares medidas reproduziram os resultados dos processos $(p,2p)$. Como esperado, as distorções e reduções das correlações angulares revelaram-se muito menos significativas do que nestes processos. Uma revisão mais completa de processos $(e,e'p)$ pode ser encontrada, por exemplo, em CS66, DeFo67, Am69, At71, Üb71, FM84.

Além de processos $(p,2p)$ e $(e,e'p)$ há outros tipos de processos quase-livres abordados na literatura como, por exemplo, $(n,n'p)$ [MTVe79, Mc80, WADF+82], $(\pi,\pi'p)$ [BDIJ+82, AABF+82] e (γ,π^0p) [Mc80], onde, respectivamente, nêutrons,

píons e gamas incidem nos núcleos. Para explorar graus de liberdade de isospin se pode comparar processos $(p,2p)$ e $(p,p'n)$ para núcleos espelho, por exemplo, com a mesma situação cinemática [Ve81]. Neste caso, a distorção nos dois processos é praticamente a mesma e ao se comparar razões entre as seções de choque dos dois processos, a maior parte das incertezas nos cálculos se cancela. Em vista disso se pode avaliar, entre outras coisas, desvios da Aproximação de Impulso. Experiências do tipo $(\pi,\pi'p)$, em particular, foram realizadas recentemente [BDIJ + 82] no estudo da ressonância delta no núcleo. Processo do tipo (K,KN) , com kaons incidentes foram, por sua vez, também propostos [DM77, KMR77, AM78] mas não realizados ainda. Cabe assinalar, também, a existência de processos quase-livres em que agregados nucleares (clusters) são ejetados como, por exemplo, processos do tipo $(p,p\alpha)$ e (p,pd) [IHG63, JP63, RRGJ + 63, CR77, SCRN+82], onde agregados alfa e dêuteron são arrancados, respectivamente, do núcleo. Nestes processos se aplica uma aproximação análoga à DWIA para espalhamento com núcleons incidentes [JSB70, CR77, CR82]. Entretanto, as dimensões mais largas e estruturas mais "difusas" e deformáveis dos agregados (os núcleons em um agregado estão ligados pelas mesmas forças que os núcleons no núcleo e, desta forma, o agregado deve ser fortemente deformado) em comparação com os núcleons prejudicam significativamente o "mecanismo quase-livre" e a validade das aproximações utilizadas, em especial, a Aproximação de Impulso.

Em vários aspectos os espalhamentos múltiplos representam efeitos negativos na utilização de processos quase-li

vres como método de investigação de propriedades nucleares. Em particular, como citado anteriormente, os espalhamentos múltiplos reduzem e distorcem as correlações angulares quase-livres. Há, entretanto, aspectos positivos que, convenientemente explorados, permitem a obtenção de outros tipos de informações relevantes sobre a estrutura nuclear. Como resultado combinado da ação das colisões múltiplas sobre as partículas incidente e emergentes e do acoplamento spin-órbita, o núcleon alvo pode se apresentar, em determinadas situações cinemáticas assimétricas da reação, como efetivamente polarizado [Ne53, MHT58, Ma58/59, JMST73, JMST76]. Fermi, em 1954 [Fe54], descreveu a polarização observada no espalhamento de prótons de algumas centenas de MeV por núcleos [OCRB + 53, CSTW + 54, MMC54] em termos do mesmo tipo de acoplamento spin-órbita proposto no modelo nuclear de camadas. Fermi concluiu, dos resultados, que o efeito de polarização é devido à interferência entre o acoplamento spin-órbita nuclear com a componente imaginária do potencial central nuclear. Como veremos mais tarde, um mecanismo similar opera em nosso caso.

A polarização efetiva do próton-alvo tem sido avaliada experimentalmente [KMHJ + 76, KMHJ + 77, NPS77, JMCM + 79, KMOH + 80, AKMH + 81, KMMV85], mediante o emprego de prótons incidentes polarizados. Explora-se, para isto, a forte dependência de spin que existe no espalhamento próton-próton livre e que é demonstrada pela grande diferença entre as seções de choque dos espalhamentos singlete e tripleto. Este aspecto de um processo quase-livre é particularmente relevante para este trabalho.

É objetivo deste trabalho mostrar a viabilidade da utilização do espalhamento quase-livre com prótons polarizados na tarefa de discriminar possíveis modelos nucleares.

Para isto, buscamos determinar se e como diferentes modelos de estrutura nuclear afetam as distribuições de momentum e as polarizações efetivas calculadas. Para caracterizar a estrutura nuclear são escolhidos, como exemplos, alguns casos específicos. São considerados os modelos de camadas com acoplamento do tipo jj , puro e com misturas de configurações e com acoplamento do tipo LS . Também é escolhido um modelo simples de agregados nucleares em que o núcleo-alvo é caracterizado por um caroço inerte rígido e dois núcleons formando um agregado dêuteron. Como veremos mais tarde, os resultados calculados dependem fortemente, em vários casos, do modelo de estrutura nuclear considerado. Conseqüentemente, nestes casos, a comparação dos resultados teóricos com resultados experimentais permitirá a discriminação entre vários modelos nucleares.

O plano deste trabalho é o seguinte: no Capítulo II é apresentada uma breve revisão dos elementos essenciais do espalhamento quase-livre e é derivada uma expressão geral para a polarização efetiva. Nos Capítulos III, IV e V são apresentadas as contribuições originais deste trabalho, discriminadas como segue. Na seção III.1 é apresentada uma introdução ao Capítulo III. A seguir, na seção III.2, a partir da expressão geral, é obtida uma expressão simples, aplicável no contexto do modelo de camadas, para a polarização efetiva. No Capítulo IV a expressão geral da polarização efe

tiva é aplicada nas reações quase-livres ${}^6\text{Li}(p,2p){}^5\text{He}$ e ${}^{14}\text{N}(p,2p){}^{13}\text{C}$, considerando-se um modelo simples de agregados nucleares. Os resultados quantitativos e sua discussão são apresentados no Capítulo V. Para não quebrar a continuidade da tese, no Apêndice A estão contidos alguns detalhes formais mais específicos e no Apêndice B são apresentados os resultados, tabulados, dos cálculos.

CAPÍTULO II

PROCESSO QUASE-LIVRE (p,2p)

II.1 - CINEMÁTICA

A Figura II.1 representa, esquematicamente, uma cinemática geral de um processo quase-livre ($p, 2p$), no sistema laboratório. Aqui e no que segue, como já foi especificado na Introdução (ver Figura I.1), os símbolos 0, 1, 2 e 3 referem-se às partículas incidente, emergentes e alvo, respectivamente; i e f (ou A e $A-1$) indicam quantidades do núcleo inicial de A núcleons (no seu estado fundamental) e do sistema nuclear final de $A-1$ núcleons (em geral, em um estado excitado); E e T representam energias total e cinética, $\hbar\vec{k}$ denota momentum linear e m a massa do próton.

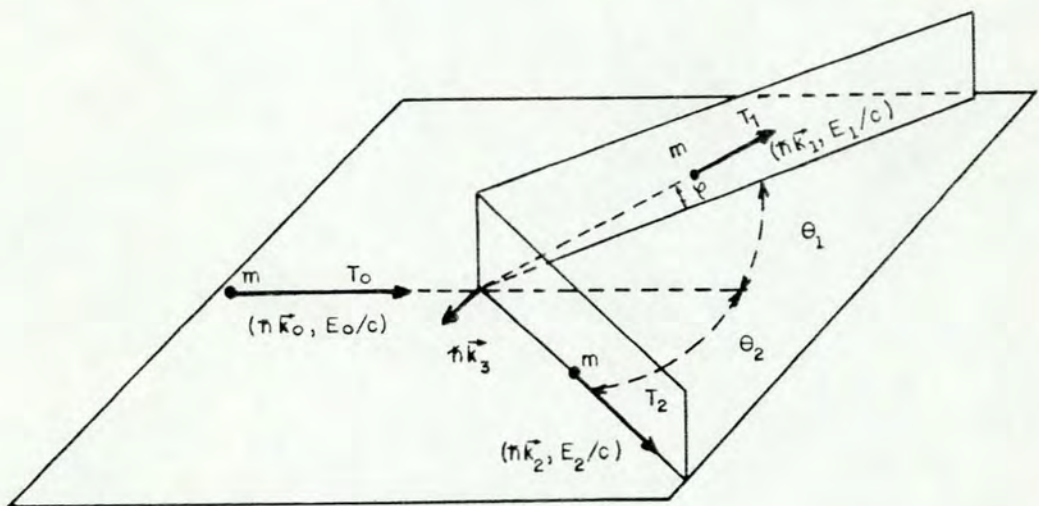


Figura II.1 - Cinemática geral de um processo quase-livre ($p, 2p$).

Neste trabalho são adotadas duas situações cinemáticas coplanares (Figura II.2) (em uma cinemática coplanar os momentos $\hbar\vec{k}_0$, $\hbar\vec{k}_1$, $\hbar\vec{k}_2$ e $\hbar\vec{k}_{A-1}$ estão todos no mesmo plano, e, portanto, $\varphi=0$). Na primeira (geometria a)), cinemática coplanar de partilha de energia [GS60, Ja64], é variada somente a partilha da energia disponível entre os prótons emergentes. São fixados θ_1 e θ_2 e são variados $|\vec{k}_1|$ e $|\vec{k}_2|$. Em nossos cálculos fixamos $\theta_1 = \theta_2$ mas no Capítulo III é analisado também o comportamento de assimetrias típicas obtidas por P. Kitching et alii [KMOH+80] no caso $\theta_1 \neq \theta_2$. Na segunda (geometria b)), cinemática coplanar assimétrica, são fixados $|\vec{k}_1|$, $|\vec{k}_2|$ e θ_1 e é variado θ_2 . É importante ressaltar que ambas as geometrias são assimétricas no que se refere às partículas emergentes: a geometria a) por causa das energias e a geometria b) por causa dos ângulos. Como já foi indicado e será detalhado mais tarde, é necessário haver uma assimetria para que a polarização efetiva do núcleon-alvo seja não nula. Observamos que as experiências originais [CHM52, CS52] foram realizadas em uma geometria coplanar simétrica justamente para evitar o aparecimento de uma polarização efetiva.

II.2 - RELAÇÕES CINEMÁTICAS

As leis de conservação de energia e de momentum conduzem às relações:

$$\vec{k}_0 = \vec{k}_1 + \vec{k}_2 + \vec{k}_{A-1}, \quad (\text{II.1})$$

e

$$E_0 + E_A = E_1 + E_2 + E_{A-1}. \quad (\text{II.2})$$

Esta última expressão pode ser reescrita na forma:

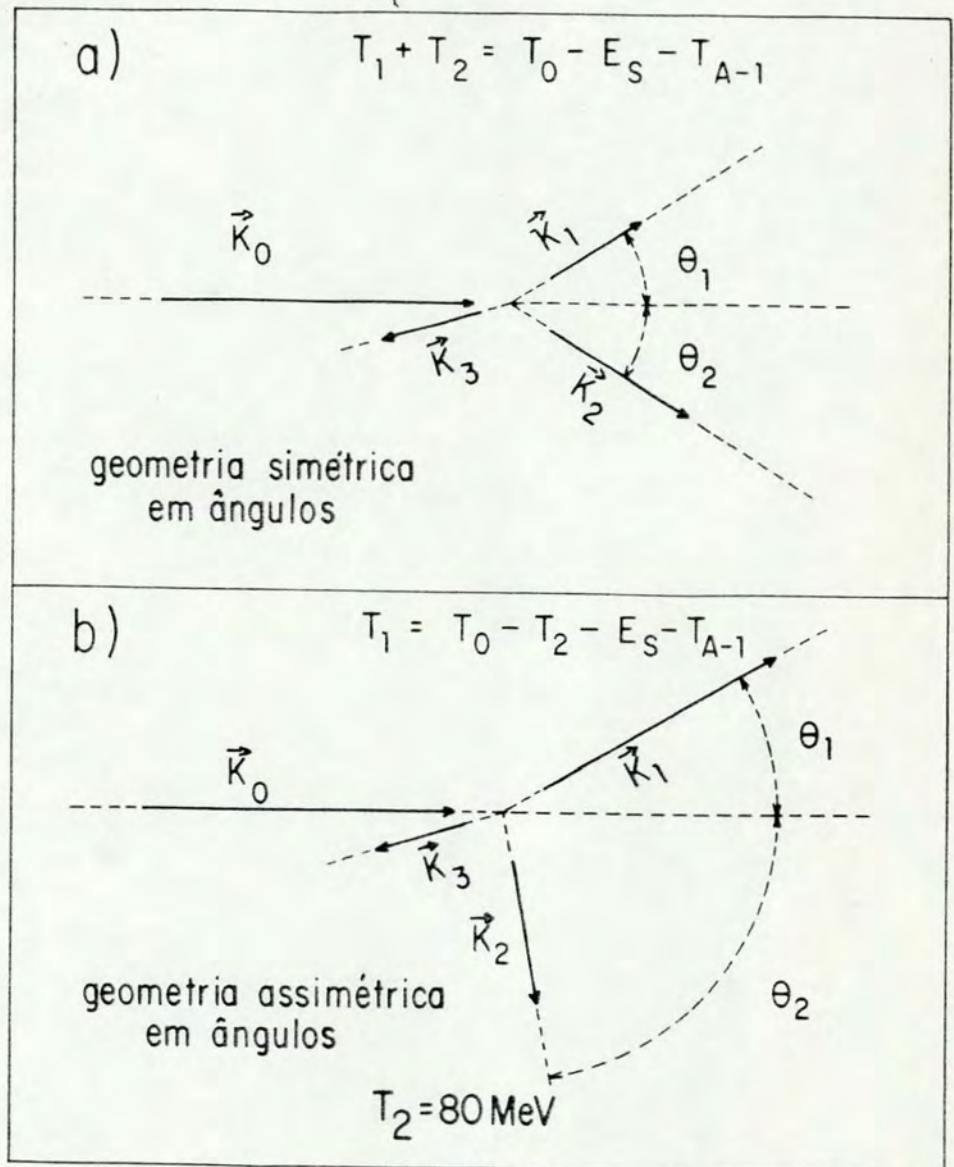


Figura II.2 - A cinemática coplanar utilizada neste trabalho nos cálculos. Os prótons incidente, emergentes e alvo são denotados por 0, 1, 2 e 3. T representa energia cinética; E_S é a energia de separação nuclear e E_{A-1} é a energia de recuo do núcleo residual. Na geometria a) apenas a partilha da energia disponível entre os prótons emergentes é variada. Na geometria b) o ângulo do próton 2 é o único parâmetro relevante variado.

$$\begin{aligned}
 E_A - (E_{A-1} + mc^2) &= (E_1 - mc^2) + (E_2 - mc^2) - (E_0 - mc^2), \\
 &= T_1 + T_2 - T_0,
 \end{aligned} \tag{II.3}$$

onde:

$$E_A = M_A c^2, \tag{II.4}$$

e

$$E_{A-1} = M_{A-1}^* c^2 + T_{A-1}; \tag{II.5}$$

M^* caracteriza a massa do núcleo final excitado.

A energia de separação do nucleon-alvo \bar{e} é dada por

$$\begin{aligned}
 E_S &= (M_{A-1}^* + m)c^2 - M_A c^2 \\
 &= (E_{A-1} + mc^2) - E_A - T_{A-1}.
 \end{aligned} \tag{II.6}$$

Combinando (II.6) com (II.3), resulta

$$E_S = T_0 - (T_1 + T_2 + T_{A-1}). \tag{II.7}$$

A relação entre a energia cinética T_{A-1} e o momentum linear $\hbar \vec{k}_{A-1}$ \bar{e} , não-relativisticamente

$$T_{A-1} = \frac{\hbar^2 c^2}{2M_{A-1} c^2} |\vec{k}_{A-1}|^2. \tag{II.8}$$

A energia cinética de recuo do núcleo final \bar{e} , em geral, muito pequena ($\sim 0,1 - 1,5$ MeV) (devido à dependência M_{A-1}^{-1}) em comparação com as energias dos prótons emergentes ($\sim 10^2$ MeV). Estas são consideradas na cinemática relativística.

Para uma partícula de massa m , a energia total (E), a energia cinética (T) e o momentum linear ($\hbar \vec{k}$) estão relacionados na forma

$$E = \sqrt{(c\hbar k)^2 + m^2 c^4}, \quad (11.9)$$

e

$$T = E - mc^2. \quad (11.10)$$

Medindo-se \vec{k}_1 e \vec{k}_2 , como \vec{k}_0 é conhecido, pode-se determinar, com o auxílio dessas expressões, T_0 , T_1 , T_2 e T_{A-1} . Desta forma a energia de ligação E_S pode ser obtida.

No modelo extremo de partícula-única, o estado inicial do núcleo-alvo pode ser representado aproximadamente por uma partícula de massa m e momentum $\hbar\vec{k}_3$ movendo-se no potencial criado por $A-1$ partículas. Este sistema (núcleo residual) se move relativamente ao centro de massa do sistema de A núcleons com momentum $-\hbar\vec{k}_3$. Como o sistema de $A-1$ partículas não sofre, neste modelo, modificação alguma como efeito da colisão de ejeção (é um "espectador"), este momentum deve ser igual ao momentum de recuo do núcleo residual. Assim, no modelo extremo de partícula-única,

$$-\hbar\vec{k}_3 = \hbar\vec{k}_{A-1}. \quad (11.11)$$

Combinando (II.1) e (II.11), temos que

$$\vec{k}_0 + \vec{k}_3 = \vec{k}_1 + \vec{k}_2, \quad (11.12)$$

como esperado em um processo quase-livre entre os dois núcleons envolvidos. Desta forma se pode determinar, medindo-se \vec{k}_1 e \vec{k}_2 , o momentum que a partícula arrancada tinha no núcleo. Mais especificamente, variando-se convenientemente os momenta observados, as seções de choque obtidas caracterizam a distribuição de momentum do núcleon ejetado do núcleo-alvo. Ao variar-se as energias cinéticas T_1 e T_2 mantendo T_0 fixa, a equação (II.7) permite a obtenção da energia de separação E_S do núcleon-alvo.

Fixando-se a soma das energias cinéticas das partículas emergentes, para obtenção da energia de separação de uma camada específica, é possível medir a distribuição de momentum desta camada.

II.3 - SEÇÃO DE CHOQUE DE CORRELAÇÃO

Apresentamos, nesta seção, o formalismo associado ao cálculo da seção de choque para um processo de espalhamento quase-livre (p,2p), conhecida como seção de choque de correlação, nas Aproximações de Born, de Impulso e de Impulso com Ondas Distorcidas, respectivamente, conforme o apresentado na referência JM66. Este formalismo está contido, de maneira mais completa, nas referências JM66, JM73, Ma76, Te76.

O processo no qual estamos interessados é a transição de um estado inicial $|i\rangle$, que consiste de um núcleo-alvo (A) e de um próton incidente, para um estado final $|f\rangle$, constituído de um núcleo residual (A-1) e de dois prótons emergentes.

A expressão geral para a seção de choque diferencial é definida como

$$\frac{d^3\sigma}{d^3k_1 d^3k_2 d^3k_{A-1}} = \frac{4\pi^2}{\hbar} \frac{E_0 E_A}{F} |t_{fi}|^2 \delta^3(\vec{k}_1 + \vec{k}_2 + \vec{k}_{A-1} - \vec{k}_0 - \vec{k}_A) \delta(E_1 + E_2 + E_{A-1} - E_0 - E_A), \quad (II.13)$$

sendo F um invariante relativístico dado por

$$F = c \left[(E_0 E_A - \hbar^2 c^2 \vec{k}_0 \cdot \vec{k}_A)^2 - c^8 m_A^2 M_A^2 \right]^{1/2}. \quad (II.14)$$

A probabilidade de transição do processo é caracterizada por $|t_{fi}|^2$, sendo o elemento de matriz t_{fi} definido como

$$T_{fi} = \frac{1}{2\pi} \delta^3(\vec{k}_1 + \vec{k}_2 + \vec{k}_{A-1} - \vec{k}_0 - \vec{k}_A) t_{fi}, \quad (\text{II.15})$$

e sendo T_{fi} relacionado com o elemento de matriz S_{fi} , da matriz S de espalhamento, na forma

$$S_{fi} = \delta_{fi} - 2\pi i \delta(E_f - E_i) T_{fi}, \quad (\text{II.16})$$

onde $E_i = E_0 + E_A$ e $E_f = E_1 + E_2 + E_{A-1}$.

Uma expansão perturbativa de T_{fi} é

$$T_{fi} = \langle f | V + V(E_i - H_0 + i\epsilon)^{-1} V + \dots | i \rangle; \quad (\text{II.17})$$

V representa a interação nêucleon-nêucleo e H_0 denota o Hamiltoniano não perturbado.

Usando a aproximação de Born de primeira ordem, $T_{fi} = \langle f | V | i \rangle$, como ponto de partida, obtemos, para um processo quase-livre,

$$T_{fi} = \sum_{\alpha \neq \beta=0}^A \int A \{ \exp(-i\vec{k}_2 \cdot \vec{r}_0) s_2^+(0) t_p^+(0) \exp(-i\vec{k}_1 \cdot \vec{r}_1) s_1^+(1) t_p^+(1) \psi_{A-1}^*(\vec{r}, m, \mu) \} \\ \times V(\alpha, \beta) A \{ \exp(i\vec{k}_0 \cdot \vec{r}_0) s_0(0) t_p(0) \psi_A(\vec{r}_1, m_1, \mu_1; \vec{r}, m, \mu) \} d^3 r_0 d^3 r_1 d^3 r. \quad (\text{II.18})$$

Nesta expressão os nêucleons são descritos por ondas planas, $A\{ \}$ é o operador normalização e anti-simetrização, $s(j)$ e $t_p(j)$ são funções de onda de spin e isospin da partícula j e m_j e μ_j são as variáveis correspondentes nas funções de onda nucleares $\psi_A(\vec{r}_1, m_1, \mu_1; \vec{r}, m, \mu)$ e $\psi_{A-1}(\vec{r}, m, \mu)$ (Os índices A e $A-1$ representam, cada um deles, um conjunto de parâmetros que especificam os estados nucleares).

$V(\alpha, \beta)$ representa a interação nêucleon-nêucleon, simétrica sob a troca de α e β :

$$\sum_{\alpha \neq \beta=0}^A \langle f | V(\alpha, \beta) | i \rangle = (1/2)A(A+1) \langle f | V(0,1) | i \rangle \quad (II.19)$$

Devido à anti-simetria das funções de onda, os termos sob a soma do lado direito da equação (II.18), para valores diferentes de α e β , são todos iguais, de modo que se pode escrever

$$T_{fi} = \frac{1}{2}A(A+1) \int A \{ \exp(-i\vec{k}_2 \cdot \vec{r}_0) s_2^+(0) t_p^+(0) \exp(-i\vec{k}_1 \cdot \vec{r}_1) s_1^+(1) t_p^+(1) \psi_{A-1}^*(\vec{r}, m, \mu) \} \\ \times V(0,1) A \{ \exp(i\vec{k}_0 \cdot \vec{r}_0) s_0(0) t_p(0) \psi_A(\vec{r}_1, m_1, \mu_1; \vec{r}, m, \mu) \} d^3 r_0 d^3 r_1 d^3 r. \quad (II.20)$$

Na prática, as magnitudes dos momenta $\hbar\vec{k}_1$ e $\hbar\vec{k}_2$ são tão grandes comparativamente aos momenta nucleares que as funções $\exp(i\vec{k}_1 \cdot \vec{r}_1)$ e $\exp(i\vec{k}_2 \cdot \vec{r}_2)$ são praticamente ortogonais a ψ_A e a ψ_{A-1} . Por isto, são originados somente dois termos como efeito de anti-simetrização (as funções ψ_A e ψ_{A-1} são normalizadas à unidade):

$$T_{fi} = \frac{A^{1/2}}{2(2\pi)^{9/2}} \int \{ \exp(-i\vec{k}_2 \cdot \vec{r}_0) s_2^+(0) t_p^+(0) \exp(-i\vec{k}_1 \cdot \vec{r}_1) s_1^+(1) t_p^+(1) + \\ - \exp(-i\vec{k}_2 \cdot \vec{r}_1) s_2^+(1) t_p^+(1) \exp(-i\vec{k}_1 \cdot \vec{r}_0) s_1^+(0) t_p^+(0) \} \psi_{A-1}^*(\vec{r}, m, \mu) V(0,1) \\ \times \{ \exp(i\vec{k}_0 \cdot \vec{r}_0) s_0(0) t_p(0) \psi_A(\vec{r}_1, m_1, \mu_1; \vec{r}, m, \mu) + \\ - \exp(i\vec{k}_0 \cdot \vec{r}_1) s_0(1) t_p(1) \psi_A(\vec{r}_0, m_0, \mu_0; \vec{r}, m, \mu) \} d^3 r_0 d^3 r_1 d^3 r. \quad (II.21)$$

Expandindo a função de onda ψ_A da seguinte maneira:

$$\psi_A(\vec{r}_1, m_1, \mu_1; \vec{r}, m, \mu) = \left(\frac{1}{2\pi}\right)^{3/2} \sum_{n,j} \int \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}_1) s_n(1) t_j(1) g_A^{(n,j)}(\vec{k}; \vec{r}, m, \mu) d^3k, \quad (\text{II.22})$$

e inserindo-a na expressão de T_{fi} , esta pode ser escrita como

$$\begin{aligned} T_{fi} = & \int d^3k \sum_n A^{1/2} \int d^3r \psi_{A-1}^*(\vec{r}, m, \mu) g_A^{(n)}(\vec{k}; \vec{r}, m, \mu) \\ & \times \int d^3r_0 d^3r_1 A \{ \exp(-i\vec{k}_2 \cdot \vec{r}_0) s_2^+(0) t_p^+(0) \exp(-i\vec{k}_1 \cdot \vec{r}_1) s_1^+(1) t_p^+(1) \} \\ & \times V(0,1) A \{ \exp(i\vec{k}_0 \cdot \vec{r}_0) s_0(0) t_p(0) \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}_1) s_n(1) t_p(1) \}, \quad (\text{II.23}) \end{aligned}$$

$$= \sum_n \int d^3k A^{1/2} \left[\int \psi_{A-1}^*(\vec{r}, m, \mu) g_A^{(n)}(\vec{k}; \vec{r}, m, \mu) d^3r \right] \langle \vec{k}_1, m_1; \vec{k}_2, m_2 | V_{pp} | \vec{k}_0, m_0; (\vec{k}, n) \rangle,$$

onde $g_A^{(n)} = g_A^{(n,p)}$, t_p sendo um estado de isospin de próton.

O elemento da matriz $\langle \vec{k}_1, m_1; \vec{k}_2, m_2 | V_{pp} | \vec{k}_0, m_0; (\vec{k}_3, n) \rangle$, com $\vec{k}_3 = \vec{k}_1 + \vec{k}_2 - \vec{k}_0$, é

$$\begin{aligned} \langle \vec{k}_1, m_1; \vec{k}_2, m_2 | V_{pp} | \vec{k}_0, m_0; (\vec{k}_3, n) \rangle = \\ \int d^3r_0 d^3r_1 A \{ \exp(-i\vec{k}_2 \cdot \vec{r}_0) s_2^+(0) t_p^+(0) \exp(-i\vec{k}_1 \cdot \vec{r}_1) s_1^+(1) t_p^+(1) \} \\ \times V(0,1) A \{ \exp(i\vec{k}_0 \cdot \vec{r}_0) s_0(0) t_p(0) \exp(i\vec{k}_3 \cdot \vec{r}_1) s_n(1) t_p(1) \}. \quad (\text{II.24}) \end{aligned}$$

Uma vez que a maneira usada para normalizar as ondas planas não é relativisticamente invariante, o elemento de matriz acima também não o é. De modo a obter uma expressão para a seção de choque que seja um invariante relativístico, in

introduzimos uma matriz relativisticamente invariante, simbolizada por M , que está relacionada com o elemento de matriz (II.24) na forma

$$M(1,2;0,(\vec{k}_3,n))\delta^3(\vec{k}_1+\vec{k}_2-\vec{k}_0-\vec{k}_3)=(E_0E_1E_2E_3)^{1/2}\langle\vec{k}_1,m_1;\vec{k}_2,m_2|V_{pp}|\vec{k}_0,m_0;(\vec{k}_3,m)\rangle, \quad (\text{II.25})$$

onde $E_3 = (\hbar^2 c^2 k_3^2 + m^2 c^4)^{1/2}$. Combinando (II.23) e (II.25) obtemos para T_{fi} ,

$$T_{fi} = \sum_n A^{1/2} \int \psi_{A-1}^*(\vec{r},m,\mu) g_A^{(n)}(\vec{k}_3;\vec{r},m,\mu) d^3r (E_0E_1E_2E_3)^{-1/2} M(1,2;0,(\vec{k}_3,n)). \quad (\text{II.26})$$

A função $\delta(\)$ de conservação de momentum (ver a expressão (II.15)), está contida na expressão (II.26). Para extraí-la, escrevemos a integral

$$\begin{aligned} & \int \psi_{A-1}^*(\vec{r},m,\mu) g_A^{(n)}(\vec{k}_3;\vec{r},m,\mu) d^3r = \\ & = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} s_n^+(1) t_p^+(1) \int \exp(-i\vec{k}_3 \cdot \vec{r}_1) \psi_{A-1}^*(\vec{r},m,\mu) \psi_A(\vec{r}_1,m_1,\mu_1;\vec{r},m,\mu) d^3r_1 d^3r. \end{aligned} \quad (\text{II.27})$$

Supõe-se o núcleo inicial em repouso e introduz-se novas variáveis, \vec{R}_{A-1} , coordenada de centro de massa do núcleo final e $\vec{x}_j = \vec{r}_j - \vec{R}_{A-1}$ ($j = 1, 2, \dots, A-1$), coordenadas relativas. Expressamos as funções de onda nucleares nas formas

$$\psi_{A-1}^*(\vec{r},m,\mu) = (1/(2\pi)^{3/2}) \exp(-i\vec{k}_{A-1} \cdot \vec{R}_{A-1}) \phi_{A-1}^*(\vec{x},m,\mu), \quad (\text{II.28})$$

e

$$\psi_A(\vec{r}_1, m_1, \mu_1; \vec{r}, m, \mu) = \phi_A(\vec{x}_1, m_1, \mu_1; \vec{x}, m, \mu),$$

onde as funções ϕ_A e ϕ_{A-1} são funções nucleares internas normalizadas à unidade que contêm, respectivamente, $A-1$ e $A-2$ coordenadas espaciais \vec{x}_j .

Inserindo (II.28) em (II.27) se obtém, após integração em \vec{R}_{A-1}

$$A^{1/2} \int \psi_{A-1}^*(\vec{r}, m, \mu) g_A^{(n)}(\vec{k}_3; \vec{r}, m, \mu) d^3 r = g_{A-1, A}^{(n)}(\vec{k}_1 + \vec{k}_2 - \vec{k}_0) \delta^3(\vec{k}_1 + \vec{k}_2 - \vec{k}_0 + \vec{k}_{A-1}), \quad (\text{II.29})$$

sendo que a função $g_{A-1, A}^{(n)}(\vec{k})$ é definida por

$$g_{A-1, A}^{(n)}(\vec{k}) =$$

$$\frac{A^{1/2}}{(2\pi)^{3/2}} \int \exp(-i\vec{k} \cdot \vec{x}_1) \phi_{A-1}^*(\vec{x}, m, \mu) \phi_A(\vec{x}_1, m_1, \mu_1; \vec{x}, m, \mu) d^3 x_1 d^3 x \quad s_n^+(1) t_p^+(1). \quad (\text{II.30})$$

Assim, na aproximação de Born,

$$T_{fi} = \sum_n \langle \vec{k}_1, m_1; \vec{k}_2, m_2 | V_{pp} | \vec{k}_0, m_0; (\vec{k}_3, n) \rangle g_{A-1, A}^{(n)}(\vec{k}_3). \quad (\text{II.31})$$

No caso do modelo extremo de partícula-única, onde a aproximação $\phi_A(\vec{x}_1, m_1, \mu_1; \vec{x}, m, \mu) \approx \xi(\vec{x}_1, m_1, \mu_1) f(\vec{x}, m, \mu)$ é adotada, $|g_{A-1, A}^{(n)}(\vec{k})|^2$ representa a distribuição de momentum que o próton tinha no núcleo antes de ser arrancado. Em geral, \bar{e} a probabilidade de se encontrar, no núcleo-alvo em repouso, um próton em um estado de momentum $\hbar\vec{k}$ e estado de spin s_n , o resto do núcleo estando no estado ψ_{A-1} com função de onda interna ϕ_{A-1} e momentum $-\hbar\vec{k}$.

Das equações (II.15), (II,26) e (II.29) resulta

$$t_{fi} = 2\pi \sum_n g_{A-1,A}^{(n)}(\vec{k}_3) (E_0 E_1 E_2 E_3)^{-1/2} M(1,2;0,(\vec{k}_3,n)), \quad (\text{II.32})$$

e como consequência, após integração sobre as coordenadas do núcleo de recuo, as quais não são experimentalmente detectadas, obtemos

$$\frac{d^6\sigma}{d^3k_1 d^3k_2} = \frac{(2\pi)^4}{\hbar} \frac{E_A}{F} (E_1 E_2 E_3)^{-1} \sum_n |M(1,2;0,(\vec{k}_3,n))|^2 |g_{A-1,A}^{(n)}(\vec{k}_3)|^2 \delta(E_1 + E_2 + E_{A-1} - E_0 - E_A). \quad (\text{II.33})$$

Se usarmos a relação

$$(d^6\sigma/dE_1 d\Omega_1 dE_2 d\Omega_2) = (E_1 E_2 k_1 k_2 / (\hbar c)^4) (d^6\sigma/d^3k_1 d^3k_2), \quad (\text{II.34})$$

onde dE_i ($i = 1,2$) representa um intervalo de energia e $d\Omega_i$ o elemento de ângulo sólido que subtende o cone infinitesimal de emissão de um próton, após a reação, obtemos para a seção de choque quase-livre (seção de choque de correlação), na Aproximação de Born,

$$\frac{d^6\sigma}{dE_1 d\Omega_1 dE_2 d\Omega_2} = \left(\frac{2\pi}{\hbar c}\right)^4 (k_1 k_2 / \hbar^2 c^2 k_0 E_3)^2 \sum_n |M(1,2;0,(\vec{k}_3,n))|^2 |g_{A-1,A}^{(n)}(\vec{k}_3)|^2 \delta(E_1 + E_2 + E_{A-1} - E_0 - E_A), \quad (\text{II.35})$$

sendo que inserimos, nesta equação, a expressão $F = \hbar c^2 k_0 E_A$ do

invariante relativístico (expressão II.14) obtido no caso em que o núcleo-alvo está inicialmente em repouso ($\vec{k}_A = 0$).

Na Aproximação de Born, a relação entre o elemento de matriz $M(1,2;0,(\vec{k}_3,n))$ e a seção de choque diferencial próton-próton livre $\frac{d\sigma_{pp}}{d\Omega}$, no sistema centro de massa, é:

$$\frac{d\sigma_{pp}}{d\Omega}(\bar{1},\bar{2};\bar{0},(\vec{k}_3,n)) = \frac{1}{4} \left(\frac{2\pi}{\hbar c}\right)^4 \frac{1}{E_0} |M(1,2;0,(\vec{k}_3,n))|^2, \quad (\text{II.36})$$

onde usamos barras para simbolizar quantidades tomadas no sistema centro de massa.

Substituindo na seção de choque de correlação a matriz M por esta seção de choque resulta, ainda na Aproximação de Born,

$$\frac{d^6\sigma}{dE_1 d\Omega_1 dE_2 d\Omega_2} = \quad (\text{II.37})$$

$$\frac{4}{(\hbar c)^2} \frac{k_1 k_2 \bar{E}_0^2}{k_0 E_3} \sum_n |g_{A-1,A}^{(n)}(\vec{k}_3)|^2 \frac{d\sigma_{pp}}{d\bar{\Omega}}(1,2;0,(\vec{k}_3,n)) \delta(E_1 + E_2 + E_{A-1} - E_0 - E_A).$$

Obtemos, desta forma, uma expressão do tipo da expressão apresentada na introdução, isto é,

$$\frac{d^6\sigma}{dE_1 d\Omega_1 dE_2 d\Omega_2} = (\text{fator cinemático}) \frac{d\sigma_{pp}}{d\bar{\Omega}} P(E_S, \vec{k}_3), \quad (\text{II.38})$$

para n fixo. O termo $\frac{d\sigma_{pp}}{d\bar{\Omega}}$ representa, então, a seção de choque diferencial próton-próton livre, calculada no referencial do sistema centro de massa dos dois prótons e se refere ao processo livre de espalhamento de dois prótons com momenta

iniciais $\hbar\vec{k}_0$ e $\hbar\vec{k}_3$ e momenta emergentes $\hbar\vec{k}_1$ e $\hbar\vec{k}_2$.

Ao fazermos uso da Aproximação de Born no elemento de matriz T_{fi} cometemos, entretanto, um erro apreciável, uma vez que as condições para a validade da Aproximação de Born não são em geral satisfeitas pela interação entre dois núcleons no núcleo (o potencial nuclear não é fraco). Por este motivo, para a correção do erro cometido, substituímos a seção de choque diferencial próton-próton livre, calculada na Aproximação de Born, pela correspondente seção de choque experimental, $\frac{d\sigma_{pp}^{exp}}{d\Omega}$. Com esta modificação, somente ocorrem na expressão (II.37) seções de choque observadas experimentalmente apesar desta expressão ter sido derivada na Aproximação de Born. Do ponto de vista físico (e isto pode ser mostrado com mais rigor usando-se (II.17)) é claro que a expressão (II.37) tem, com esta substituição, uma validade muito maior do que a Aproximação de Born.

Para núcleos-alvo não polarizados, fazendo uma média sobre os estados iniciais de spin nuclear, m_A , e somando sobre os respectivos estados finais, m_{A-1} , se pode proceder à substituição [MHT58].

$$\sum_{m_{A-1} m_A} \sum_n |g_{m_{A-1}, m_A}(\vec{k}_3)|^2 \frac{d\sigma_{pp}}{d\Omega}(1, 2; 0, (\vec{k}_3, n)) \quad (II.39)$$

$$= \frac{d\sigma_{pp}^{exp}}{d\Omega}(\bar{1}, \bar{2}; \bar{0}, \bar{3}) \sum_{m_{A-1} m_A} |g_{m_{A-1}, m_A}(\vec{k}_3)|^2,$$

onde $\frac{d\sigma_{pp}^{exp}}{d\Omega}(\bar{1}, \bar{2}; \bar{0}, \bar{3})$ é a seção de choque experimental pp livre para o caso em que o próton 3 é não polarizado e os demais têm as orientações de spin selecionadas experimentalmente.

A substituição $\frac{d\sigma_{pp}}{d\Omega} \rightarrow \frac{d\sigma_{pp}^{exp}}{d\Omega}$ na expressão (II.39) caracteriza a Aproximação de Impulso.

A seção de choque no caso de núcleos-alvo não polarizados é então representada na Aproximação de Impulso pela expressão

$$\frac{d^6\sigma}{dE_1 d\Omega_1 dE_2 d\Omega_2} = \frac{4}{(\hbar c)^2} \frac{k_1 k_2 E_0^2}{k_0 E_3} \frac{d\sigma_{pp}^{exp}}{d\bar{\Omega}} (1,2;0,3) \quad (II.40)$$

$$\times \sum_{m_{A-1} m_A} |g_{m_{A-1}, m_A}(\vec{k}_3)|^2 \delta(E_1 + E_2 + E_{A-1} - E_0 - E_A).$$

No tratamento teórico, de modo a levar em conta os espalhamentos múltiplos das partículas incidente e emergentes com os demais núcleons do núcleo, utilizamos a Aproximação de Impulso com Ondas Distorcidas (DWIA) [Wa53, FW53, FPW54, KMT59]. Nesta aproximação, formulada para processos quase-livres por Maris, Hillmann e Tyrén [MHT58], supõe-se que as ondas planas, que descreveriam o comportamento das partículas envolvidas no processo na ausência de espalhamentos múltiplos, são modificadas pela atuação de potenciais óticos complexos. Estes, dependentes das energias das partículas, são introduzidos no formalismo de modo a reproduzirem fenomenologicamente a ação dos demais constituintes nucleares sobre os prótons. Um potencial ótico complexo pode ser expresso como

$$V_j(\vec{r}) = U_j(\vec{r}) + iW_j(\vec{r}). \quad (II.41)$$

Nesta expressão a parte real, $U_j(\vec{r})$, descreve efeitos de deslocamentos de fase e a parte imaginária, $W_j(\vec{r})$, descreve os efeitos de decaimentos de amplitudes (absorção) das ondas.

Em geral despreza-se a dependência spin-órbita, mas, em princípio, esta dependência poderia ser, também, levada em conta [Sc78(a e b), CKRA79].

As ondas planas distorcidas por espalhamentos múltiplos podem ser expressas na forma [JM66]

$$\exp(\pm i \vec{k}_j \cdot \vec{r}) D_j(\vec{r} - R_{A-1}), \quad j = 0, 1, 2, \quad (\text{II.42})$$

onde as funções D_j representam as distorções das ondas planas incidente (0(+)) e emergentes (1 e 2(-)) e \vec{r} denota o ponto em que se dá a colisão quase-livre. Para as energias consideradas neste trabalho (150-400 MeV) é em muitos casos uma boa aproximação calcular as ondas distorcidas através do método WKB* (semi-clássico) relativístico [LL58, MB58]. Neste caso,

$$D_0(\vec{r}) = \exp\left(-i \frac{E_0}{\hbar^2 c^2 k_0} \int_{-\infty}^{\vec{r}} V_0(\vec{r}') ds_0\right), \quad (\text{II.43})$$

$$D_j(\vec{r}) = \exp\left(-i \frac{E_j}{\hbar^2 c^2 k_j} \int_{\vec{r}}^{\infty} V_j(\vec{r}') ds_j\right), \quad (j=1,2) \quad (\text{II.44})$$

Nestas expressões, V_0 , V_1 e V_2 representam os potenciais óticos associados às partículas 0, 1 e 2 e a integração é efetuada ao longo das trajetórias clássicas destas partículas no interior do núcleo. Da equação de Schrödinger segue que o livre

* Este cálculo poderia ser também realizado através do método de deslocamentos de fase [MAW69, AHR77].

caminho médio de uma partícula em um potencial complexo \bar{e}

$$\lambda_j(\vec{r}) = (\hbar^2 c^2 k_j) / (2E_j |W_j(\vec{r})|). \quad (\text{II.45})$$

Neste trabalho \bar{e} é considerado um potencial ótico do tipo poço quadrado. Neste caso, λ e V independem de r e, conseqüentemente, D é dado por

$$D_j(\vec{r}) = \exp\left(\frac{-iE_j}{\hbar^2 c^2 k_j} (U_j + iW_j) \ell_j(\vec{r})\right) \quad (j=0,1,2); \quad (\text{II.46})$$

onde os ℓ_j representam as distâncias percorridas pelos prótons ao longo das suas trajetórias clássicas no interior do núcleo, referidas anteriormente.

A expressão que descreve a distorção combinada dos três prótons \bar{e} , neste caso,

$$D(\vec{r}) = \prod_j D_j(\vec{r}),$$

$$= e^{\sum_j (E_j / \hbar^2 c^2 k_j) (W_j - iU_j) \ell_j(\vec{r})}. \quad (\text{II.47})$$

Esta expressão é dependente da geometria da reação e não é, portanto, em princípio, esféricamente simétrica.

Levando em conta, portanto, as distorções, a expressão (II.20) para T_{fi} se torna

$$\begin{aligned}
T_{fi} = & \frac{A^{1/2}}{2(2\pi)^{9/2}} \int \left[\exp(-i\vec{k}_2 \cdot \vec{r}_0) D_2(\vec{r}_0 - \vec{R}_{A-1}) s_2^+(0) t_p^+(0) \exp(-i\vec{k}_1 \cdot \vec{r}_1) D_1(\vec{r}_1 - \vec{R}_{A-1}) s_1^+(1) t_p^+(1) \right. \\
& \left. - \exp(i\vec{k}_2 \cdot \vec{r}_1) D_2(\vec{r}_1 - \vec{R}_{A-1}) s_2^+(1) t_p^+(1) \exp(-i\vec{k}_1 \cdot \vec{r}_0) D_1(\vec{r}_0 - \vec{R}_{A-1}) s_1^+(0) t_p^+(0) \right] \\
& \times \psi_{A-1}^*(\vec{r}, m, \mu) V(0,1) \left[\exp(i\vec{k}_0 \cdot \vec{r}_1) D_0(\vec{r}_1 - \vec{R}_{A-1}) s_0(0) \psi_A(\vec{r}_1, m_1, \mu_1; \vec{r}, m, \mu) \right. \\
& \left. - \exp(i\vec{k}_0 \cdot \vec{r}_1) D_0(\vec{r}_1 - \vec{R}_{A-1}) s_0(1) \psi_A(\vec{r}_0, m_0, \mu_0; \vec{r}, m, \mu) \right] d^3 r_0 d^3 r_1 d^3 r. \quad (II.48)
\end{aligned}$$

Supondo que a variação relativa das funções distorção é pequena para distâncias da ordem do alcance do potencial nuclear $V(0,1)$, pode-se apropriadamente substituir r_0 por r_1 e vice-versa nas funções D_j e obter uma expressão equivalente a (II.48) na qual ψ_A é substituída por

$$\psi'_A = D_0(\vec{r}_j - \vec{R}_{A-1}) D_1(\vec{r}_j - \vec{R}_{A-1}) D_2(\vec{r}_j - \vec{R}_{A-1}) \psi_A(\vec{r}_j, m_j, \mu_j; \vec{r}, m, \mu), \quad (j=0,1). \quad (II.49)$$

Deste ponto em diante o tratamento anterior que levou da equação (II.20) à equação (II.37) é aplicável desde que se proceda em cada passo à substituição $\psi_A \rightarrow \psi'_A$ (II.49).

Neste caso, ao invés de (II.37) teremos

$$\frac{d^6 \sigma}{dE_1 d\Omega_1 dE_2 d\Omega_2} = \frac{4}{(\hbar c)^2} \frac{k_1 k_2 \bar{E}_0^2}{k_0 E_3} \sum_{m_f m_i} \sum_{\mu} |g'_{m_f m_i}(\vec{k}_3)|^2 \frac{d\sigma_{pp}}{d\Omega}(\vec{1}, \vec{2}; \vec{0}, (\vec{k}_3, \mu)) (E_1 + E_2 + E_{A-1} - E_0 - E_A). \quad (II.50)$$

Nesta expressão a grandeza denominada de "amplitude de momentum distorcida" $g_{m_f m_i}^{\mu}(\vec{k}_3)$ é definida, ao se combinar (II.12), (II.27) e (II.29), como sendo a transformada de Fourier da integral de superposição distorcida

$$g_{m_f m_i}^{\mu}(\vec{k}_3) = (2\pi)^{-3/2} \int \exp(-i\vec{k}_3 \cdot \vec{r}) D(\vec{r}) \psi_{m_f}^*(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_{A-1}) \psi_{m_i}^{\mu}(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_{A-1}) d^3 r d^3 r_1 \dots d^3 r_{A-1} \quad (\text{II.51})$$

onde $D(\vec{r}) = \prod_{i=0,1,2} D_i(\vec{r})$ representa a distorção combinada dos três prótons (ver expressão (II.47)). $\psi_{m_i}^{\mu}$ e ψ_{m_f} representam nesta expressão as funções de onda, no espaço de configuração-spin-isospin, dos estados nucleares inicial (i) e final (f) e μ, m_i, m_f referem-se aos números quânticos de momentum angular magnético da partícula ejetada no processo quase-livre e dos núcleos inicial e final, respectivamente.

Os efeitos da estrutura nuclear estão contidos em particular na integral de superposição. Referimo-nos à quantidade $|g_{m_f m_i}^{\mu}(\vec{k}_3)|^2$ como a "distribuição de momentum distorcida" tendo em mente que a distribuição de momentum $|g_{m_f m_i}^{\mu}(\vec{k}_3)|^2$, com os $D_i=1$, é modificada pelas distorções das ondas planas dos prótons incidente e emergentes. Isto corresponde ao facto de que os prótons antes e depois da colisão de arrancamento são espalhados no núcleo e que, desta forma, a distribuição de momentum, simplisticamente deduzida com a ajuda da lei de conservação de momentum com os momenta assintóticos dos prótons, não corresponde exactamente à distribuição real de

momentum que o próton ejetado tinha no núcleo.

O somatório em (II.35) dá lugar à expressão

$$\sum_{\mu} |g_{m_f m_i}^{\prime \mu}(\vec{k}_3)|^2 |M(1,2;0,(\vec{k}_3, S_3^{\prime}))|^2, \quad (\text{II.52})$$

onde o próton-alvo no elemento de matriz para espalhamento livre possui função de onda de spin normalizada

$$S_3^{\prime} = \sum_{\mu} g_{m_f m_i}^{\prime \mu}(\vec{k}_3) s_{\mu} \left(\sum_{\mu} |g_{m_f m_i}^{\prime \mu}(\vec{k}_3)|^2 \right)^{-1/2}. \quad (\text{II.53})$$

Quantizando o spin na direção z, as componentes do vetor polarização deste próton são dadas por [Ma58/59]:

$$P(\vec{k}_3) = \frac{1}{\sum_{m_f m_i} \sum_{\mu} |g_{m_f m_i}^{\prime \mu}(\vec{k}_3)|^2} \left(2\text{Re} \left(\sum_{m_f m_i} g_{m_f m_i}^{\prime * (+)}(\vec{k}_3) g_{m_f m_i}^{\prime (-)}(\vec{k}_3) \right); \right. \quad (\text{II.54})$$

$$\left. 2\text{Im} \left(\sum_{m_f m_i} g_{m_f m_i}^{\prime * (+)}(\vec{k}_3) g_{m_f m_i}^{\prime (-)}(\vec{k}_3) \right); \sum_{m_f m_i} \left(|g_{m_f m_i}^{\prime (+)}(\vec{k}_3)|^2 - |g_{m_f m_i}^{\prime (-)}(\vec{k}_3)|^2 \right) \right).$$

Para núcleons iniciais não polarizados, a seção de choque pode ser escrita, na Aproximação de Impulso com Ondas Distorcidas, na forma fatorada

$$\frac{6}{d\sigma} = \frac{4}{(\hbar c)^2} \frac{k_1 k_2 \bar{E}_0^2}{k_0 E_3} \frac{d\sigma_{pp}^{\text{exp}}}{d\bar{\Omega}}(1,2;0,3p) \frac{1}{2^{j_i+1}} \sum_{m_f m_i} \sum_{\mu} |g_{m_f m_i}^{\prime \mu}(\vec{k}_3)|^2 \delta(E_1 + E_2 + E_{A-1} - E_0 - E_A), \quad (\text{II.55})$$

onde $d\sigma_{pp}^{\text{exp}}/d\bar{\Omega}(1,2;0,3p)$ é a seção de choque experimental, no sistema centro de massa, para o espalhamento de prótons incidentes

tes em prótons-alvo com o vetor polarização \vec{P} dado na equação (II.54).

Como os fatores cinemáticos e a seção de choque pp da expressão (II.55) são funções que variam relativamente lentamente com \vec{k}_3 , a forma da seção de choque de correlação é governada pela distribuição de momentum distorcida.

$$|g'(\vec{k}_3)| = \frac{1}{2j_i + 1} \sum_{m_f m_i} \sum_{\mu} |g_{m_f m_i}^{\mu}(\vec{k}_3)|^2. \quad (\text{II.56})$$

Consideremos os vários termos que contribuem para a equação (II.55) com mais detalhes.

(a) - As funções de onda de momentum distorcidas $g_{m_f m_i}^{\mu}(\vec{k}_3)$ contêm, como citado anteriormente, os efeitos da estrutura nuclear em um processo quase-livre; isto pode ser visto diretamente da definição (II.51). Estas funções determinam a polarização efetiva (II.54) que a partícula arrancada no processo quase-livre tinha no núcleo. A computação de $g_{m_f m_i}^{\mu}(\vec{k}_3)$ é a parte mais elaborada na determinação da seção de choque quase-livre. No primeiro cálculo realizado [Ma58/59], a expressão (II.51) foi integrada diretamente no espaço de configuração, considerando-se estados de partícula-única descritos por funções de onda do tipo oscilador-harmônico, e usando-se uma aproximação analítica para descrever os efeitos dos espalhamentos múltiplos das partículas incidente e emergentes no processo. A função que simula os efeitos dos espalhamentos múltiplos (distorção) é, em particular, uma função suavemente variável. Em muitos dos trabalhos subsequentes, em que foi considerado o tratamento de estados ligados

e de espalhamento de partícula única, o comportamento dos prótons foi descrito por funções de onda mais elaboradas do que no primeiro cálculo realizado. Nestes casos a equação (II.51) foi transformada [BJ62, BJ63, JB65] em uma função dos auto-estados de momentum angular nucleares e as somas resultantes foram calculadas com o auxílio de computadores. Mais recentemente, Chant e Roos [CR 82] advogaram uma integração da expressão (II.51), no espaço de configuração usual, através do Método Monte Carlo, com base na variação suave da função distorção.

Desprezando-se os efeitos das distorções na expressão (II.51), $g_{m_f m_i}^\mu(\vec{k}_3)$ é a transformada de Fourier da integral de superposição entre as funções de onda dos núcleos inicial e residual. Neste caso, e isto já foi explicitado anteriormente, $|g_{m_f m_i}^\mu(\vec{k}_3)|^2$ é, evidentemente, a probabilidade quantum-mecânica de se encontrar um núcleon com momentum linear \vec{k}_3 e função da onda de spin S^μ no núcleo inicial, com o resto do núcleo no estado residual final selecionado pela definição de energia do experimento. Interessantes estudos foram realizados sobre propriedades gerais da integral de superposição [Be65, Be79] mas, na prática, $g_{m_f m_i}^\mu(\vec{k}_3)$ é usualmente escolhida como sendo a função de onda de um estado de partícula-única do modelo de camadas.

No caso de distorção nula, a função $g_{m_f m_i}^\mu(\vec{k}_3)$ pode ser escrita, na linguagem da teoria quântica de campos, como

$$g_{m_f m_i}^\mu(\vec{k}_3) = \langle f | a^\mu(\vec{k}_3) | i \rangle , \quad (\text{II},57)$$

onde $a^\mu(\vec{k}_3)$ representa o operador aniquilação de um próton com momentum linear \vec{k}_3 e função de onda de spin S^μ . Desta definição não é difícil ver [GL70, FW71, Ko72] que a função (II.56) que ocorre na expressão (II.55) se torna, nesta formulação, a densidade espectral do propagador de buraco de um núcleon.

Na Aproximação de Impulso com Ondas Distorcidas (DWIA), como citado anteriormente, as funções de onda que descrevem o comportamento das partículas incidente e emergentes e que ocorrem na expressão (II.55), são representadas por ondas distorcidas. Estas são obtidas formalmente através da resolução de uma equação de Schrödinger (ou Dirac) com potenciais óticos complexos [Wa53, FPW54, KMT59] e com parâmetros de ajuste fenomenológicos obtidos através de dados experimentais das seções de choque do espalhamento núcleon-núcleon elástico a energias apropriadas. Como visto anteriormente, as funções distorcidas levam em conta que as partículas incidente e emergentes, em um processo quase-livre, são espalhadas por outros núcleons do núcleo. Se um destes espalhamentos resulta em uma excitação extra de um dos núcleons espectadores, a partícula correspondente não contribui para a produção de um estado final nuclear de um buraco e é, desta forma, considerada como "absorvida". É esse tipo de processos de absorção que é simulado pela parte imaginária do potencial ótico. A parte real do potencial ótico, por outro lado, simula efeitos de difração dos núcleons participantes no processo principal de ejeção, no campo médio dos núcleons espectadores. No espalhamento quase-livre núcleon-núcleon, a intensidade da redução causada por "absorções" pode ser, mesmo para nú-

cleons leves, de uma ordem de grandeza. As partículas espalhadas inelasticamente (em grande número) não prejudicam, entretanto, em demasia, o espectro quase-livre. A razão é que os espalhamentos múltiplos difundem os momenta e degradam as energias das partículas emergentes de processos que não os do canal quase-livre de tal forma que suas energias e momenta distribuem-se aleatoriamente por um grande intervalo [MHT58]. Isto causa, principalmente, um "pano de fundo" extenso e suave para o espectro somado de energia e momentum sobre o qual picos quase-livres podem ser, em muitos casos, claramente observados. Somente quando as flutuações do espectro de fundo são comparáveis aos picos quase-livres estes não são selecionados.

(b) - A seção de choque livre $d\sigma/d\bar{\Omega}$ deve ser calculada considerando-se os momenta \vec{k}_0 , \vec{k}_1 , \vec{k}_2 e $\vec{k}_3 = \vec{k}_1 + \vec{k}_2 - \vec{k}_0$ e transformada para o sistema centro de massa. Ao se calcular as energias cinéticas correspondentes a estes momenta se observa que a soma das energias cinéticas incidentes difere da soma das energias cinéticas emergentes: a combinação destes momenta não ocorre em qualquer processo de espalhamento livre, uma vez que a energia de ligação do núcleon-alvo deve ser suprida no processo de arrancamento. Devido à ligação nuclear do próton-alvo um processo quase-livre está, assim, fora da camada de energia. Estudos realizados [RSL70, Re73, Re77, Mi81] mostraram, entretanto, que para os momenta que ocorrem com probabilidade apreciável no núcleo, os efeitos de fora da camada de energia são, em geral, para processos (p,2p), pequenos. Além disso, a seção de choque pp livre correspon-

dente a uma energia de bombardeamento, no sistema laboratório, entre 150 e 400 MeV é praticamente independente de ângulo e de energia. Isto é uma indicação de que erros associados a efeitos de fora da camada de energia podem ser desprezados em uma primeira aproximação [JM73]. Em nossas expressões definimos o espalhamento livre equivalente usando os dois momenta emergentes $\hbar\vec{k}_1$ e $\hbar\vec{k}_2$. Mais tarde, no Capítulo III, retornaremos à discussão destes aspectos.

(c) - A polarização efetiva (II.54) é causada pelo fato de que as condições cinemáticas do experimento, através dos efeitos de distorção, podem destruir a isotropia das funções $g_{m_f m_i}^{\mu}(\vec{k}_3)$ com respeito a μ : o espalhamento quase-livre se dá como se o processo de ejeção fosse realizado em um próton com momentum linear \vec{k}_3 e função de onda de spin normalizada $\sum_{\mu} g_{m_f m_i}^{\mu}(\vec{k}_3) S^{\mu} (|g_{m_f m_i}^{\mu}(\vec{k}_3)|^2)^{-1/2}$ (ver expressão II.53).

O valor esperado de spins de uma coleção de núcleons-alvo ou seja, a polarização efetiva, obtida através de uma média sobre os estados iniciais de spin nuclear e de uma soma sobre os respectivos estados finais (vide, por exemplo, JM66), é dada pela expressão (II.54).

II.4 - ERROS E CORREÇÕES POSSÍVEIS

A expressão simples obtida para a seção de choque quase-livre (II.55) foi derivada, essencialmente, através da redução drástica do número (não manipulável) de graus de liberdade do problema de muitos corpos considerado. Isto foi conseguido, como se viu, através da Aproximação de Impulso com

Ondas Distorcidas (DWIA). A expressão assim obtida resultou fatorada em uma seção de choque livre e um fator de estrutura nuclear (o fator de forma representado por $|g'(k_3)|^2$).

A aproximação de Impulso [Ch50, CG52, CW52] supõe que, para energias suficientemente altas e para grandes transferências de momentum, o processo de arrancamento ocorre, essencialmente, como se o nêutron-alvo estivesse livre e em movimento. Esta suposição é incorreta se o nêutron-alvo estiver fortemente correlacionado ou anti-correlacionado com outro nêutron durante a colisão de arrancamento. Entretanto, nesse caso, esse outro nêutron pode ser também arrancado ou, pelo menos, é provável que o núcleo residual tenha uma energia de excitação adicional. Devido a esta perda extra de energia, estes processos não contribuem, em geral, para o espectro somado de energia-momentum mas contribuem para o seu espectro de fundo. Este efeito é muito similar ao que ocorre nos espalhamentos múltiplos mas esta redução não é, em particular, incluída na escolha dos parâmetros dos potenciais óticos utilizados para simular os efeitos dos espalhamentos múltiplos em um processo quase-livre. Os resultados mostram que o processo de espalhamento nêutron-núcleo a energias médias seleciona aqueles eventos para os quais a aproximação de duas partículas para o processo principal de ejeção constitui uma boa aproximação. A influência do meio nuclear no espalhamento entre estas duas partículas pode ser descrito pelo formalismo da teoria de muitos corpos, incluindo-se na descrição diagramas de Feynman que representem processos nos quais os nêutrons espectadores também participem do processo prin-

principal de colisão. Devido aos grandes valores de momentum transferidos, efeitos de curto alcance associados ao processo direto são dominantes de modo que os núcleons espectadores não têm muita influência neste processo. Pelos mesmos argumentos parece ser razoável desprezar efeitos de trocas de carga em processos $(e, e'p)$. No caso de efeitos de polarização deve-se ter um pouco mais de cuidado porque estes se anulam na troca de um méson e, assim, poderiam ser influenciados por uma interferência entre correlações de curto e longo alcance [Kr82]. Espalhamentos quase-livres representam, assim, uma possibilidade de se estudar os efeitos nas propriedades dos núcleons individuais causados pelo meio nuclear, através da observação de desvios da Aproximação de Impulso.

Um outro elemento importante da DWIA, a distorção, é, como visto anteriormente, levado em conta através da utilização de potenciais óticos simples usado em espalhamentos elásticos. Esta simplificação simula só de forma aproximada os efeitos do meio nuclear. Por exemplo, diferentemente de um processo elástico de uma partícula, as duas partículas emergentes em um processo quase-livre atravessam o núcleo simultaneamente. Este, em adição, pode ser excitado, dependendo do estado nuclear final selecionado. Como o núcleo residual decai antes que as partículas o abandonem, o pico quase-livre pode ser deformado apreciavelmente [HJM68, He71, BMP72, PA74]. É claro que o uso da DWIA constitui, portanto, uma prática um tanto quanto grosseira. Torna-se importante, em vista disso, selecionar condições experimentais propícias de forma a minimizar estes erros (vide JM66 e JM73).

Após o uso da DWIA, através da qual foi eliminada a maior parte dos graus de liberdade do sistema de muitos corpos, é necessário ainda realizar mais uma aproximação de modo a se obter a forma fatorada da expressão (II.55). Através da adoção da DWIA resulta uma expressão para a seção de choque quase-livre na qual o elemento de matriz da interação de dois corpos, que descreve a interação principal de arrançamento, está inserido entre os vetores de onda que caracterizam os estados inicial e final distorcidos. As distorções introduzem novas componentes nos estados de espalhamento em adição aos valores assintóticos de momenta, spins e isospins. Se o valor do elemento de matriz de dois corpos não for muito diferente, devido à contribuição destas novas componentes, em comparação a seu valor assintótico, é razoável considerar este último valor como representando um bom valor médio e extraí-lo do interior da integral que aparece na definição da probabilidade de transição do processo. Isto dá como resultado a forma fatorada (II.55). Na realidade, os parâmetros "reais" podem ter valores muito diferentes daqueles valores assintóticos, adquiridos durante o percurso das partículas no núcleo. É claro então que, dependendo da sensibilidade quanto aos parâmetros do elemento de matriz, a fatoração pode redundar em erro grosseiro se estes valores dos parâmetros associados às partículas imediatamente antes e após a colisão são significativamente diferentes dos valores assintóticos, fora do núcleo. Pode-se distinguir três casos nos quais a fatoração se torna questionável:

- (a) - Quando há uma variação muito forte dos momen-

ta. Este é o caso, por exemplo, de um nêutron emergente de baixa energia cinética. Com um potencial ótico fixo, a baixa energia cinética leva a uma variação mais forte dos momentos das partículas. Em adição, a parte real do potencial ótico cresce, a energias mais baixas, de um valor zero, para uma energia cinética de 400 MeV, ao seu valor do modelo de camadas, ~ 50 MeV, para energia cinética nula. Além disso, a energias menores do que 200 MeV a distorção pode se tornar tão importante que resulta em efeitos de focalização [Mc59, LM66, HS80, Mi81]. Para evitar isto, é preferível não se usar energias de incidência muito menores do que 200 MeV nas experiências quase-livres. No caso de pions a aproximação de fatoração se torna extremamente discutível na região acerca da ressonância Δ , onde o potencial ótico é muito forte [HMMC77, St79].

A complicação computacional ao se renunciar à utilização da aproximação de fatoração no espaço de momentum é tão grande que somente mais recentemente ela foi adotada para o estudo do espalhamento quase-livre ($e, e'p$) [Mo80, BG82]. Este tipo de cálculo pode ser importante no estudo de espalhamentos com elétrons porque os elementos de matriz ep a energias médias sofrem variações muito bruscas. Há no caso de reações quase-livres estudos experimentais e teóricos [RCDF+78] que mostram que, a suficientemente altas energias, a adoção da aproximação de fatoração pode ser muito eficaz. Há entretanto uma preocupação geral que convém ser sempre adotada. A cinemática da experiência deve ser escolhida de forma que as distribuições de momentum não distorcidas não tenham am-

plitudes relativamente muito baixas. Nas regiões de mínima ou nas regiões de grande momento transferidos (cauda), necessariamente se detectam muitas partículas multiplamente espalhadas. É claro que, nestes casos, a adoção da aproximação de fatoração é discutível. Assim, pode-se utilizar a expressão fatorada da seção de choque quase-livre em regiões nas quais as amplitudes das distribuições de momentum são relativamente altas.

(b) - Quando as partículas participantes da colisão de dois corpos podem, ao atravessar o núcleo, ter seus estados de spin modificados, como resultado da contribuição spin-órbita das interações (mesmo que as distorções de momentum possam ser desprezadas). Isto pode ser particularmente sério em experiências nas quais as polarizações das partículas incidente e emergentes são medidas. A mistura coerente das amplitudes de spin pode também modificar as seções de choque não polarizadas [Ja76]. Para levar esse efeito em conta deve-se fatorar as amplitudes de spin separadamente no que diz respeito à sua dependência de momentum e adicioná-las coherentemente. Um cálculo ao longo deste linha [Sc78a e Sc78b], levando em conta o acoplamento spin-órbita no potencial ótico referente às partículas incidentes, forneceu, no entanto, somente uma pequena correção em relação à expressão fatorada. Uma análise mais completa, incluindo os efeitos nas partículas emergentes, foi realizada posteriormente [CKRA79] e confirmou que, em muitos casos, a correção é realmente pequena. No espalhamento ($e, e'p$), onde a Aproximação de Born dá como resultado expressões para os elementos de matriz das intera-

ções relativamente simples, cálculos de seções de choque totalmente não fatoradas têm sido realizados [BGP82], incluindo distorção spin-órbita, mas sem troca de carga.

(c) - Talvez o ponto mais sério em termos de desvios da expressão fatorada ocorreria se o efeito de troca de carga fosse particularmente importante. Nesse caso, elementos de matriz de prótons e nêutrons poderiam ser misturados coerentemente na expressão não fatorada. Afortunadamente, este efeito não deveria ter grande importância no espalhamento quase-livre, por causa do Princípio de Pauli [KMMV85]. Um próton não pode trocar de lugar com um nêutron em uma camada fechada sem causar excitações extras ao núcleo porque isto violaria o princípio de exclusão. O fato de que a radiação de píons no ^{12}C resulta em produtos de reação não esperados foi explicado através do mecanismo de troca de carga [He69, HPT75, Si75, SS75, SS80]. Isto é bastante plausível porque, contrariamente ao que acontece no espalhamento quase-livre que leva a picos característicos de estados de um buraco no espectro de energia-momentum, não há discriminação contra excitações mais complexas, que não são proibidas pelo Princípio de Pauli, nos experimentos de produção de reação com píons. Experiências quase-livres com píons incidentes mostraram, recentemente [ABBC+79, LPSF+79, AABF+82, LPSF+82], que o efeito de troca de carga não é realmente importante para reações que levam a estados finais de um buraco.

Em geral, os picos quase-livres do espectro somado de energia têm larguras finitas que correspondem aos tempos de vida típicos dos estados relevantes de um buraco do nú-

cleo residual. Em uma representação simples do modelo de camadas, um estado como este pode sofrer transições pelo decaimento de um nêutron de um estado de partícula-única com energia mais alta para um estado de um buraco. Poder-se-ia, por exemplo, esperar que a largura do estado crescesse significativamente à medida em que crescesse a profundidade do buraco no mar de Fermi, permitindo um espaço de fase maior por decaimento. Isto é confirmado pela experiência (ver Figura I.3).

Finalmente, retornamos ao fato de que a expressão (II.55) da seção de choque quase-livre está fora da camada de energia. Isto ocorre porque, comparativamente a um processo livre se tem, ao invés da energia cinética livre (não-relativisticamente $\hbar^2 \vec{k}_3^2 / 2m$), o termo

$$-|E_S| + \frac{(\hbar \vec{k}_3)^2}{2M_{A-1}}, \quad (\text{II.58})$$

na função δ de conservação de energia. A energia está, assim, fora da camada de energia por uma quantidade igual a

$$E_S + (\hbar \vec{k}_3)^2 \left(\frac{1}{2m} - \frac{1}{2M_{A-1}} \right). \quad (\text{II.59})$$

Devido a esta discrepância em energia, há uma certa arbitrariedade na escolha da função $d\sigma_{\text{livre}}/d\Omega$ que aparece na expressão (II.55). Pode-se fazer uma escolha transformando os momentos \vec{k}_0 e \vec{k}_3 para o seu sistema centro de massa e ajustar as intensidades de \vec{k}_1 e \vec{k}_2 (mantendo suas direções fixas) ou

transformar \vec{k}_1 e \vec{k}_2 para o seu sistema centro de massa, ajustando \vec{k}_0 e \vec{k}_3 . Estas escolhas são denominadas de prescrições do estado inicial e do estado final, respectivamente. Além destas, prescrições intermediárias têm sido propostas [RSL70].

Uma vez que o efeito de fora da camada de energia é causado pela ligação nuclear, é de se esperar que o elemento de matriz "correto" não é obtido por uma simples extrapolação de algum tipo de dependência deste efeito em um processo livre, como é feito usualmente na literatura. Certamente as propriedades do meio devem entrar, de alguma forma, na escolha do tipo de extrapolação desejado. Desta forma, este efeito, mesmo que importante eventualmente, constitui, também, uma fonte de arbitrariedade.

Os efeitos de fora da camada de energia crescem à medida em que cresce o momentum linear da partícula arrancada no processo (ver expressão II.59). Estudos cuidadosos [RSL70, Re73, Re77, Mi81] mostraram, entretanto, que para valores de momentum que ocorrem com grande probabilidade no núcleo, estes efeitos são, em geral, no espalhamento nêutron-nêutron, desprezíveis.

Para avaliar estes efeitos, deve-se comparar os valores de $d\sigma_{\text{livre}}/d\Omega$, calculados com as prescrições anteriormente citadas. Estas, por sua vez, têm uma tendência a fornecer valores extremos. Como a aproximação de fatoraçoão só é válida para componentes não muito grandes de momentum transferido, estes efeitos não são, usualmente, na prática, de grande importância no espalhamento nêutron-nêutron. No espalhamento (e, e'p) os elementos de matriz do processo são bem

conhecidos; apresentam uma forte dependência em energia e momentum e pode, em alguns casos, exigir correções devidas a efeitos de fora da camada de energia ou até mesmo tornar desejável usar um cálculo em que não se adote a aproximação de fatoração. No espalhamento $(\pi, \pi'N)$, na região da ressonância Δ , efeitos de fora da camada de energia podem ser particularmente importantes [LE81].

CAPÍTULO III

INFORMAÇÃO NUCLEAR ATRAVÉS DE ESPALHAMENTO
QUASE-LIVRE COM PRÓTONS POLARIZADOS

III.1 - POLARIZAÇÃO EFETIVA E ESTRUTURA NUCLEAR

Para entender melhor como a polarização efetiva ocorre consideremos uma representação geométrica simples de um processo quase-livre [JMST73, JMST76]; considerações similares foram anteriormente aplicadas em reações de "stripping" de dêuterons [Ne53].

Examinemos uma reação $(p,2p)$ coplanar assimétrica com a cinemática exemplificada na Figura III.1. Os prótons incidente e emergentes de colisões que ocorrem no lado direito do núcleo atravessam, em média, menos matéria nuclear do que os prótons envolvidos em colisões que ocorrem no lado esquerdo. Analisemos, em particular, os efeitos de absorção causados pelos espalhamentos múltiplos inelásticos. Como ressaltado no Capítulo I, o livre caminho médio de um próton de energia média é da ordem do raio de um núcleo leve. O lado direito do núcleo contribui, portanto, tendo em vista a geometria especificada, consideravelmente mais em número de eventos quase-livres do que o lado esquerdo. Isto será tanto mais verdadeiro quanto menor for o livre caminho médio correspondente à energia E_2 em comparação com os livres caminhos médios correspondentes às demais energias, E_0 e E_1 . Consideremos, por exemplo, a ejeção de um próton, segundo o modelo de camadas, dos estados com $j=1/2$ e $j=3/2$ e com momentum

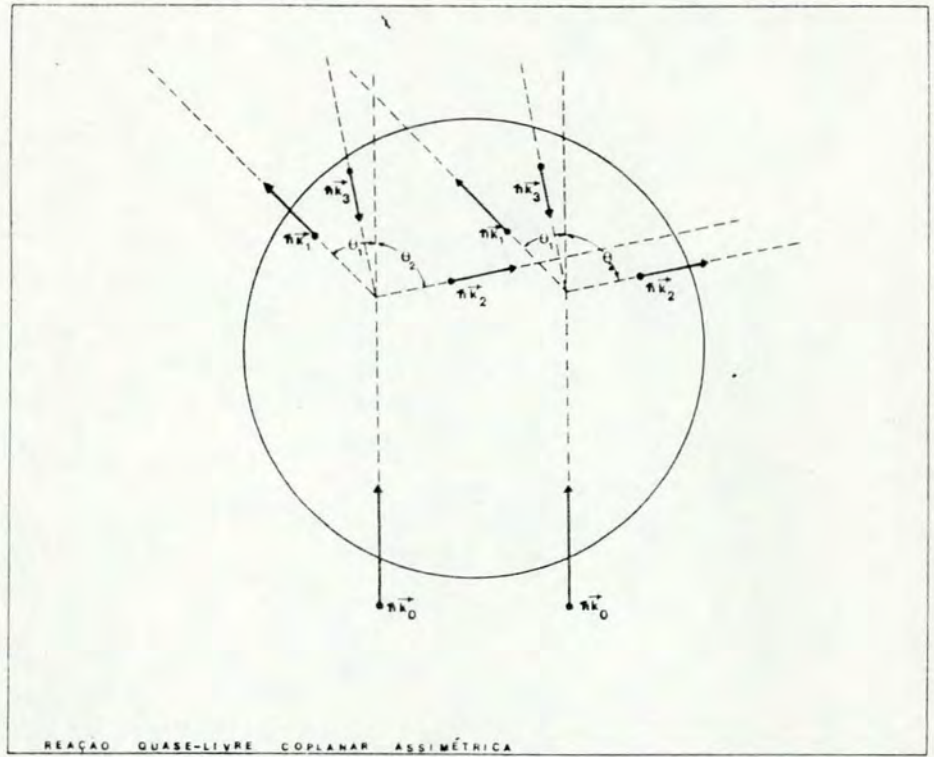


FIGURA III.1 - Geometria coplanar assimétrica de um processo (p,2p).

linear \vec{k}_3 , como o indicado na Figura III.1. Em consequência da contribuição predominante do lado direito do núcleo a seção de choque quase-livre serão selecionados, preferencialmente, prótons com uma orientação bem definida de momentum angular orbital, ortogonal ao plano de espalhamento (sentido horário no exemplo abordado). Isto originará, devido à força spin-órbita, uma orientação de spin também definida para o próton nuclear (sentido horário para $j=3/2$ e anti-horário para $j=1/2$). Assim, para uma geometria como a da Figura III.1, o resultado combinado da absorção e do acoplamento spin-órbi

ta é o de que o próton nuclear tenha uma polarização efetiva ortogonal ao plano de espalhamento, a qual representa uma medida da intensidade da interação spin-órbita (No caso considerado de espalhamento coplanar segue que, da simetria frente à reflexão através deste plano, o vetor polarização é ortogonal a este. No caso simétrico ($k_1=k_2$, $\theta_1=\theta_2$) a polarização efetiva deve se anular porque há dois planos de simetria de reflexão [Ma58/59]). A polarização efetiva do próton arrancado em um processo (p,2p) entra na expressão fatorada da seção de choque quase-livre (II.55) através da seção de choque livre $d\sigma_{pp}^{exp} / d\bar{\Omega}$.

A seção de choque próton-próton livre com prótons polarizados [Wo56], na notação da referência JMST76, é:

$$\frac{d\sigma}{d\bar{\Omega}}^{\text{livre}}(T, \bar{\theta}, P_0, P_3) = I_0(T, \bar{\theta}) [1 + (P_0 + P_3)P(T, \bar{\theta}) + P_0 P_3 C_{NN}(T, \bar{\theta})] . \quad (\text{III.1})$$

Nesta expressão, T define a energia cinética do próton incidente em relação ao próton-alvo em reponso (energia cinética relativa); $\bar{\theta}$ é o ângulo de espalhamento no sistema centro de massa dos dois núcleons; P_0 e P_3 representam as polarizações dos prótons, incidente e alvo, ortogonais ao plano de espalhamento; $I_0(T, \bar{\theta})$ denota a seção de choque próton-próton livre não polarizada (quando $P_0=P_3=0$); $C_{NN}(T, \bar{\theta})$ é um coeficiente que representa a intensidade da interação de spins (coeficiente de correlação das polarizações) entre as partículas; $P(T, \bar{\theta})$ é o termo responsável pela assimetria no espalhamento de prótons polarizados por prótons não polarizados, livres

Deve-se ressaltar que $P(T, \bar{\theta})$ e $C_{NN}(T, \bar{\theta})$ são funções ímpar e par, respectivamente, em relação a $\bar{\theta} = \pi/2$. Estas propriedades podem ser entendidas na forma que segue.

Suponhamos um processo quase-livre do tipo (p,2p), no sistema centro de massa, em que os prótons, incidente e alvo, estejam polarizados ortogonalmente ao plano de espalhamento. Uma rotação do sistema como um todo de um ângulo π em torno da direção incidente faz com que

$$P_i \rightarrow -P_i \quad (i=0,3) \quad \text{e} \quad \bar{\theta} \rightarrow -\bar{\theta} .$$

Ambas as situações são fisicamente equivalentes; isto significa que

$$\frac{d\sigma^{\text{livre}}}{d\bar{\Omega}}(T, \bar{\theta}, P_0, P_3) = \frac{d\sigma^{\text{livre}}}{d\bar{\Omega}}(T, -\bar{\theta}, -P_0, -P_3) .$$

Disso resulta que $P(T, \bar{\theta})$ e $C_{NN}(T, \bar{\theta})$ devem satisfazer as propriedades citadas. Os autores da referência JMST76, em particular, calcularam valores para estas grandezas correspondentes às cinemáticas consideradas neste trabalho, usando valores publicados de deslocamentos de fase [MAW69].

Considerando-se as expressões (II.55) e (III.1) resulta, para a seção de choque quase-livre, ao se desprezar uma dependência spin-órbita na distorção.

$$\frac{d^6\sigma}{dE_1 d\Omega_1 dE_2 d\Omega_2} = \frac{4}{(\hbar c)^2} \frac{k_1 k_2 \bar{E}_0}{k_0 E_3} I_0(T, \bar{\theta}) [1 + (P_0 + P_3)P(T, \bar{\theta}) + P_0 P_3 C_{NN}(T, \bar{\theta})] \\ \times \frac{1}{2^{j_i+1}} \sum_{m_f m_i} \sum_{\mu} |g_{m_f m_i}^{\mu}(\vec{k}_3)|^2 \delta(E_1 + E_2 + E_{A-1} - E_0 - E_A) . \quad (\text{III.2})$$

A polarização efetiva do nêucleon arrancado em um processo quase-livre pode ser determinada medindo-se a assimetria da seção de choque:

$$A = \frac{\frac{d^6\sigma(\uparrow)}{dE_1 d\Omega_1 dE_2 d\Omega_2} - \frac{d^6\sigma(\downarrow)}{dE_1 d\Omega_1 dE_2 d\Omega_2}}{\frac{d^6\sigma(\uparrow)}{dE_1 d\Omega_1 dE_2 d\Omega_2} + \frac{d^6\sigma(\downarrow)}{dE_1 d\Omega_1 dE_2 d\Omega_2}} \quad (\text{III.3})$$

As setas (\uparrow) e (\downarrow) referem-se às direções de polarização do feixe incidente, ortogonais ao plano de espalhamento para as geometrias consideradas neste trabalho.

Inserindo a expressão (III.2) em (III.3), com $P_0 = \pm 1$, as distribuições de momentum e os fatores cinemáticos se cancelam e resulta

$$A = \frac{P(T, \bar{\theta}) + P_3 C_{NN}(T, \bar{\theta})}{1 + P_3 P(T, \bar{\theta})} \quad (\text{III.4})$$

ou ainda

$$P_{\text{ef}} (= P_3) = \frac{A - P(T, \bar{\theta})}{C_{NN}(T, \bar{\theta}) - AP(T, \bar{\theta})} \quad (\text{III.5})$$

Os argumentos do modelo apresentado no início desta seção indicam que nêucleons ejetados de dois estados de partícula única diferindo somente por seus acoplamentos spin-órbita, $\ell + \frac{1}{2}$ e $\ell - \frac{1}{2}$ (por exemplo, os estados $P_{3/2}$ e $P_{1/2}$ do ^{16}O), têm polarizações efetivas com sinais opostos.

Consideramos, ainda, processos (p,2p) restritos a geometrias coplanares. Nestas condições, como citado anteriormente, a polarização efetiva é ortogonal ao plano de es-

palhamento e é dada por (ver a equação (II.54)) [Ma58/59]:

$$P_{ef}(\vec{k}) = \frac{\sum_{m_f m_i} (|g_{m_f m_i}^{'+}(\vec{k})|^2 - |g_{m_f m_i}^{'-}(\vec{k})|^2)}{\sum_{m_f m_i} \sum_{\mu} |g_{m_f m_i}^{\prime\mu}(\vec{k})|^2} ; \quad (\text{III.6})$$

$g_{m_f m_i}^{\prime\mu}(\vec{k})$ representa a amplitude de momentum distorcida (II.51). Na linguagem da Teoria Quântica de Campos, $g_{m_f m_i}^{\prime\mu}(\vec{k})$ pode ser escrita na forma [JM73]:

$$g_{m_f m_i}^{\prime\mu}(\vec{k}) = (2\pi)^{-3/2} \int e^{-i\vec{k}\cdot\vec{r}} \cdot D_{fi}(\vec{r}) \langle A-1; j_f m_f | a^{\mu}(\vec{r}) | j_i m_i; A \rangle d^3r, \quad \mu = + \text{ ou } - . \quad (\text{III.7})$$

Nesta expressão $|j_i m_i; A\rangle$ e $|j_f m_f; A-1\rangle$ denotam os vetores de estado dos núcleos inicial (no seu estado fundamental) e final caracterizados, respectivamente, por momenta angulares totais j_i e j_f e projeções m_i e m_f ; a função distorção $D_{fi}(\vec{r})$, definida na expressão (II.47) simula, como visto anteriormente, os efeitos dos espalhamentos múltiplos das partículas incidentes e emergentes pelo resto do núcleo; $a^{\mu}(\vec{r})$ é o operador aniquilação de um próton de posição \vec{r} no espaço de configuração usual e projeção de spin ($\mu = +$ ou $-$); todos os momenta angulares são considerados quantizados ortogonalmente ao plano de espalhamento. Os índices de D_{fi} são uma indicação de que a distorção depende da geometria selecionada (ver equação (II.47)). Convém ainda lembrar que esta expressão foi simplificada significativamente, sendo desconsiderada a contribuição da distorção spin-órbita.

Introduzindo $D_{fi}(\vec{k}-\vec{k}')$ e $a^{\mu}(\vec{k})$, transformadas tridi

mensionais de Fourier (no espaço de momentum) de $D_{fi}(\vec{r})$ e de $a^\mu(\vec{r})$, respectivamente, a expressão (III.7) pode ser reescrita ainda na forma

$$g_{m_f m_i}^{\mu}(\vec{k}) = \int D_{fi}(\vec{k}-\vec{k}') \langle A-1; j_f m_f | a^\mu(\vec{k}') | j_i m_i; A \rangle d^3 k', \quad \mu = + \text{ ou } - \quad (III.8)$$

A dependência da estrutura nuclear desta expressão está contida no elemento de matriz do operador $a^\mu(\vec{k})$. A polarização efetiva depende de elementos de matriz deste tipo. Mostraremos, no que segue, que medidas da polarização efetiva podem ser importantes na obtenção de informações sobre a estrutura nuclear. Na próxima seção será considerado o caso do modelo de camadas e no Capítulo IV o caso do modelo de agregados nucleares.

III.2 - POLARIZAÇÃO EFETIVA NO MODELO DE CAMADAS

Nesta seção e nos próximos capítulos, que contêm as contribuições originais desta tese, estaremos considerando, basicamente, a polarização efetiva (III.6). Esta pode ser avaliada experimentalmente, como visto anteriormente (ver a seção III.1), através de sua influência na seção de choque próton-próton livre (expressão III.1) e que aparece na expressão fatorada (III.2) da seção de choque quase-livre. Os outros fatores desta expressão são independentes da polarização e são, portanto, no presente, de menor interesse porque se cancelam nas razões das seções de choque (III.3) (ver, por exemplo, a expressão (III.4)) que caracterizam as assimetrias

experimentais.

$$a) j_i = 0$$

Sistema Camada Fechada

Consideremos, inicialmente, o caso mais simples que corresponde à ejeção de um próton de um núcleo com camadas fechadas, como, por exemplo, na reação $^{16}_0(p,2p)^{15}_N$. Neste caso, o modelo extremo da partícula única é um bom ponto de partida. Escolhemos um potencial do modelo de camadas apropriado de tal modo que se possa expandir $a^\mu(\vec{k})$ (ver expressão III.8), em termos de suas autofunções:

$$a^\mu(\vec{k}) = \sum_{n\ell jm} g_{jm}^{\mu n\ell}(\vec{k}) a_{jm}^{n\ell}, \quad (\text{III.9})$$

$$j = \ell \pm \frac{1}{2}, \quad \mu = + \text{ ou } - .$$

Cada operador $a_{jm}^{n\ell}$ aniquila um próton do estado nuclear do modelo de camadas caracterizado pelos números quânticos n, ℓ, j, m .

No que segue, supomos que o potencial do modelo de camadas pode ser, e de fato em geral é, escolhido de forma que, para um certo valor j_f do núcleo final, somente um valor n na expansão (III.9) contribua para o elemento de matriz $\langle A-1; j_f m_f | a^{(\pm)}(\vec{k}) | j_i = 0; A \rangle$ que ocorre, neste caso, na expressão (III.8).

Assim, teremos que

$$\langle A-1; j_f m_f | a_{jm}^{n\ell} | j_i = 0; A \rangle = \gamma_j (2j+1)^{-1/2} \delta_{nn'} \delta_{\ell, j-1/2} \delta_{j_f j} \delta_{m_f m}, \quad (\text{III.10})$$

com a escolha $\ell = j \pm 1/2$ sendo determinada por $j = j_f$ e pela paridade relativa dos estados nucleares inicial e final, a qual

deve ser igual $\bar{a} (-1)^\ell$. No caso ideal, as correlações nucleares que levam a excitações de múltiplas partículas e não a um estado de um furo quando do processo de arrancamento são desprezadas; neste caso $|\gamma_j^0| (2j+1)^{-1/2} = 1$. Neste ponto a introdução dos fatores γ^0 pode parecer supérflua mas facilitará, mais tarde, uma generalização deste formalismo. Equações (III.8) e (III.10) levam a

$$g_{m_f, m_i=0}^{\mu n \ell}(\vec{k}) = \frac{\gamma_j^0}{\sqrt{2j+1}} \int D_{fi}(\vec{k}-\vec{k}') g_{j_f m_f}^{\mu n \ell}(\vec{k}') d^3 k' \quad (III.11)$$

Buscamos um formalismo que seja fácil de generalizar. Por isto calculamos as distribuições de momentum também diretamente das expressões (III.8) e (III.9):

$$\sum_{m_f} g_{m_f, m_i=0}^{\mu n \ell \dagger}(\vec{p}) g_{m_f, m_i=0}^{\mu n \ell}(\vec{p}) = \sum_{j m} \sum_{j' m'} \int d^3 k d^3 k' D_{fi}^*(\vec{p}-\vec{k}') D_{fi}(\vec{p}-\vec{k}) g_{j' m'}^{* \mu n \ell'}(\vec{k}) g_{j m}^{\mu n \ell}(\vec{k})$$

$$\times \sum_{m_f} \langle A; j_i=0 | a_{j' m'}^{n \ell \dagger} | j_f m_f; A-1 \rangle \langle A-1; j_f m_f | a_{j m}^{n \ell} | j_i=0; A \rangle \quad (III.12)$$

De (III.10) resulta:

$$\sum_{m_f} \langle A; j_i=0 | a_{j' m'}^{n \ell \dagger} | j_f m_f; A-1 \rangle \langle A-1; j_f m_f | a_{j m}^{n \ell} | j_i=0; A \rangle = \frac{|\gamma_j^0|^2}{2j+1} \delta_{\ell \ell'} \delta_{j j'} \delta_{j j_f} \delta_{m m'} \quad (III.13)$$

Inserindo (III.13) na equação (III.12) se obtêm

$$\sum_{m_f} |g_{m_f, m_i=0}^{\mu n \ell}(\vec{p})|^2 = \frac{|\gamma_j^0|^2}{2j+1} \sum_m \left| \int_{D_{fi}} (\vec{p}-\vec{k}) g_{jm}^{\mu n \ell}(\vec{k}) d^3k \right|^2, \quad (\text{III.14})$$

resultado que poderia ser também obtido diretamente da expressão (III.11). A derivação utilizada possibilitará, entretanto, uma generalização direta deste formalismo.

As correlações nucleares levam, em geral, a excitações de múltiplas partículas e não a estados de um buraco, quando do processo de arrancamento de um núcleon. Afortunadamente, como citado no Capítulo II, nas reações núcleon-núcleo a energias médias e altas as correlações múltiplas espalham os momenta e degradam as energias das partículas emergentes de processos que não levam a estados finais de um buraco. Isto causa, principalmente, um pano de fundo suave para o espectro de energia - momentum sobre o qual os picos de energia dos estados de um buraco são claramente visíveis, embora com intensidade reduzida. Representamos este efeito substituindo em (III.10) o fator $|\gamma_j^0|/\sqrt{2j+1}$ por $|\gamma_j|/\sqrt{2j+1}$, cujo valor é menor do que um (1) e o qual é, por suposição, independente de estado, ao menos para cada camada. Isto é plausível supor uma vez que as correlações de curto alcance devem afetar as diferentes integrais de superposição da mesma forma. O fator $|\gamma_j|$ reduz a seção de choque quase-livre mas se cancela ao tomarem-se razões entre seções de choque, na expressão para a polarização efetiva, nos casos em que o spin do núcleo inicial, j_i , é nulo.

Pode-se derivar, de uma forma muito simples, uma relação aproximada quantitativa entre as polarizações efetivas $P_j(\vec{k})$ dos estados de partícula-única com $j = \ell + \frac{1}{2}$ e $j = \ell - \frac{1}{2}$ usando o seguinte argumento [MTVa79, MTV80, KMMV85]. Suponhamos que estes estados sejam exatamente degenerados. Neste caso, não pode haver polarização efetiva da camada ℓ porque não há correlação spin-órbita resultante, a qual levantaria a degenerescência entre os estados referidos. A polarização efetiva da camada completa, P^ℓ , definida na forma

$$P^\ell(\vec{k}) = \frac{1}{2\ell + 1} \sum_{(j = \ell \pm 1/2)} (2j+1) P_j(\vec{k}), \quad (\text{III.15})$$

onde os termos $(2j+1)$ denotam os números (fatores probabilísticos) de ocupação das sub-camadas com $\ell+1/2$ e $\ell-1/2$, e, neste caso, nula.

Assim, tem-se que

$$(2(\ell+1/2) + 1) P_{\ell+1/2} + (2(\ell-1/2) + 1) P_{\ell-1/2} = 0, \quad (\text{III.16})$$

ou

$$P_{\ell-1/2} = - \left(\frac{\ell+1}{\ell} \right) P_{\ell+1/2}, \quad (\text{III.17})$$

para qualquer cinemática e desprezando uma contribuição spin-órbita na distorção.

Na realidade, os estados considerados não são exatamente degenerados. Neste caso as polarizações efetivas $P_{\ell \pm 1/2}$ são podem sofrer modificações substanciais (ver expressões (II.55) e (II.51)) devido a alterações das funções de onda nucleares ocasionadas pelas diferenças nas energias de ligação das duas subcamadas selecionadas e, também, pela influên

cia da distorção devido às forças spin-órbita originadas pelos potenciais óticos. É um fato bem conhecido que as diferenças nas energias de ligação têm uma influência importante na normalização relativa das seções de choque não polarizadas. Isto porque a cauda exponencial das funções de onda depende da energia de ligação. Entretanto, os fatores multiplicativos que contribuem para a "magnitude absoluta" da seção de choque tendem a se cancelar na expressão da polarização efetiva, a qual é, desta forma, pouco sensível aos detalhes da função de onda espacial. Quanto à influência da distorção devido às forças spin-órbita, cálculos realizados* [Sc78a e Sc78b] mostram que as polarizações efetivas são praticamente insensíveis a esta influência. Em vista disso se espera que a relação (III.17) seja, em boa aproximação, ainda assim, suficientemente válida nos casos realísticos. Isto é confirmado pelas experiências, como veremos a seguir.

Nos últimos anos, foram realizadas diversas experiências com prótons incidentes polarizados em TRIUMF [KMHJ+76, KMHJ+77, KMOH+80, AKMH+81] a 200 MeV, nos núcleos ^{16}O e ^{40}Ca , e em Dubna [NPS77] a 635 MeV, nos núcleos ^5Li e ^{40}Ca . Alguns resultados preliminares de TRIUMF a 300 MeV, no núcleo ^{40}Ca , estão também já à nossa disposição [KMMV85].

Nas experiências de Dubna foram observadas assimetrias apreciáveis compatíveis com as estimativas esperadas na Aproximação de Impulso com Ondas Distorcidas (DWIA). Infelizmente, a resolução de energia destas experiências não permi-

* ROOS, P.G. Comunicação reservada.

tiu uma separação clara entre os estados de um furo. Estes estados, nos núcleos ^{16}O e ^{40}Ca , foram resolvidos em experiências realizadas em TRIUMF que claramente confirmaram as estimativas da DWIA para algumas situações cinemáticas.

A Figura III.2 mostra alguns resultados experimentais típicos de assimetrias para os dois estados p do ^{16}O . As curvas representam cálculos realizados utilizando a DWIA e a Aproximação de Fatoração em uma cinemática coplanar assimétrica de partilha de energia (ver o início do Capítulo II) sendo fixados os ângulos $\theta_1 = \theta_2 = 30^\circ$ e $\theta_1 = 30^\circ, \theta_2 = 50^\circ$. Os resultados têm, essencialmente, sinais opostos.

A Figura III.3 mostra as polarizações efetivas calculadas por E. Veit [Ve81] com a expressão (III.5). Na figura são apresentados os valores $P_{ef}(j=1/2)$ e $-2P_{ef}(j=3/2)$, os quais, de acordo com a expressão (III.17), deveriam ser iguais. A concordância é excelente para ângulos simétricos.

O desvio entre os cálculos e os resultados experimentais no caso da geometria assimétrica em ângulos (Figura III.2(b)) tem uma interpretação muito simples, se partirmos do pressuposto de que a seção de choque núcleon-núcleon é modificada no meio nuclear de tal forma que $P(T, \bar{\theta})$ é reduzido a aproximadamente zero. Para compreendê-lo, consideremos a relação (III.4) expressa na forma

$$A_j - P(T, \bar{\theta}) = P_{ef}^{(j)} (C_{NN}(T, \bar{\theta}) - A_j P(T, \bar{\theta})), \quad (\text{III.18})$$

onde $j = \ell \pm 1/2$. Usando a equação (III.17) obtém-se

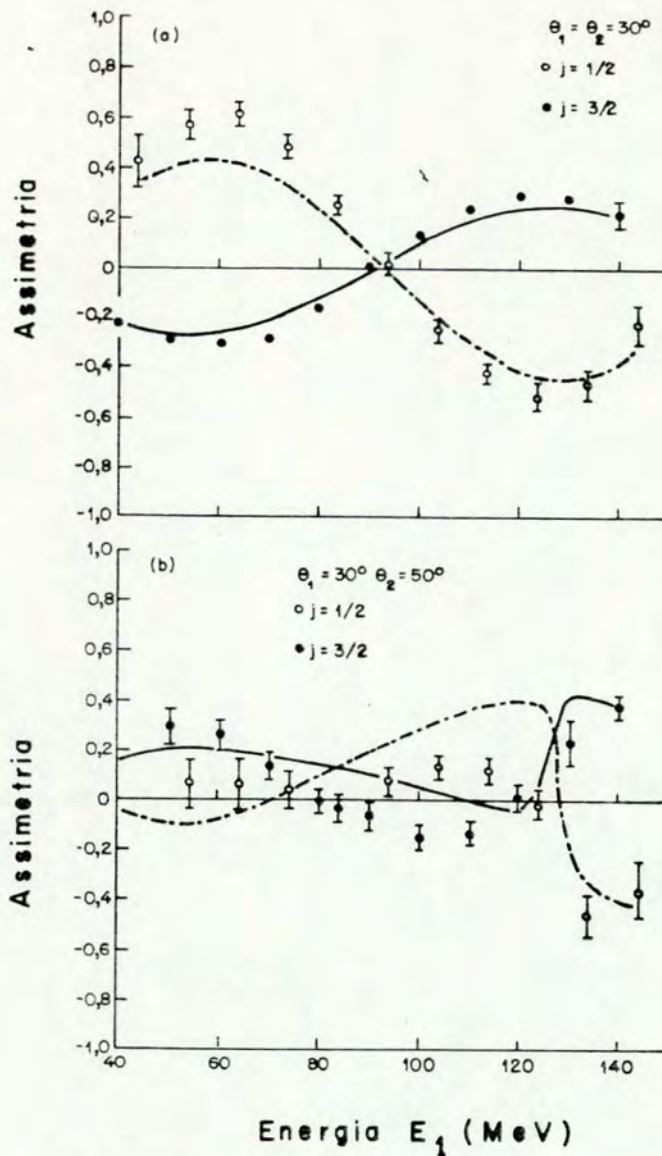


FIGURA.III.2 - Assimetrias experimentais típicas para o arrancamento de prótons dos estados $P_{1/2}$ e $P_{3/2}$ do ^{16}O [KMOH+80, KMMV85] em função da energia de um dos prótons emergentes para o processo $^{16}\text{O}(p,2p)^{15}\text{N}$. A energia de incidência é $T_0 = 200$ MeV e é considerada uma cinemática coplanar assimétrica de partilha de energia em dois casos distintos: no primeiro (a) são fixados $\theta_1 = \theta_2 = 30^\circ$ e no segundo (b) são fixados $\theta_1 = 30^\circ$ e $\theta_2 = 50^\circ$. As curvas são o resultado de um cálculo usando a DWIA e excluindo potenciais óticos com contribuição spin-órbita [Mi81].

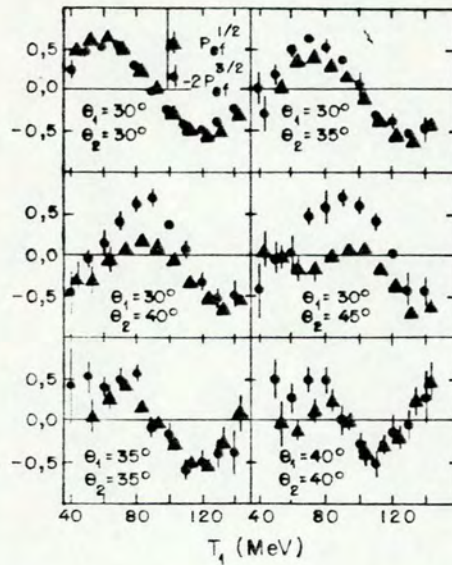


FIGURA III.3 - Polarização efetiva da reação $^{16}\text{O}(p,2p)$ a 200 MeV calculada com a expressão (III.5) [Ve81, KMMV85], utilizando uma cinemática coplanar assimétrica de partilha de energia nos casos $\theta_1 = \theta_2$ e $\theta_1 \neq \theta_2$.

$$\frac{A_{\ell+1/2} - P(T, \bar{\theta})}{A_{\ell-1/2} - P(T, \bar{\theta})} = - \frac{\ell}{\ell+1} \cdot \frac{C_{NN}(T, \bar{\theta}) - A_{\ell+1/2} P(T, \bar{\theta})}{C_{NN}(T, \bar{\theta}) - A_{\ell-1/2} P(T, \bar{\theta})} . \quad (\text{III.19})$$

Valores típicos de $C_{NN}(T, \bar{\theta})$, A e $P(T, \bar{\theta})$ são 0,9; 0,4; e menor do que 0,3; respectivamente. Em geral $C_{NN}(T, \bar{\theta}) - A_{\ell+1/2} P(T, \bar{\theta}) \sim C_{NN}(T, \bar{\theta}) - A_{\ell-1/2} P(T, \bar{\theta})$ de modo que se tem, aproximadamente:

$$\frac{A_{\ell+1/2} - P(T, \bar{\theta})}{A_{\ell-1/2} - P(T, \bar{\theta})} \approx - \frac{\ell}{\ell+1} (1 \pm 0,2) . \quad (\text{III.20})$$

Este resultado implica em que as curvas experimentais de $A_{\ell+1/2}$ e de $A_{\ell-1/2}$ devem estar em lados opostos da

curva correspondente a $P(T, \bar{\theta})$ e a uma distância na razão aproximada de $-\ell/(\ell+1)$. Em particular, estas curvas se cruzam na curva $P(T, \bar{\theta})$ sempre que P_{ef} se anula (ver equação III.18).

Do ponto de vista experimental (ver a Figura III.2, no caso em que $\theta_1 = \theta_2 = 30^\circ$, por exemplo, e a Figura III.4) a razão entre as curvas $A_{\ell+1/2}$ e $A_{\ell-1/2}$ obedece, aproximadamente, a relação $-\ell/(\ell+1)$ (ver expressão III.20). Isto é um forte indicador de que a curva de $P(T, \bar{\theta})$ deve estar localizada muito próxima do eixo das abcissas: $P(T, \bar{\theta}) \approx 0$. Em particular, a equação (III.19) tem, se $P(T, \bar{\theta}) = 0$, uma concordância apreciável com os resultados experimentais, o que evidencia que as assimetrias estão realmente na razão $-\ell/(\ell+1)$. Nos cálculos realizados em TRIUMF foram utilizados valores de espalhamento próton-próton livres para $P(T, \bar{\theta})$. No caso simétrico em ângulos, o valor "livre" de $P(T, \bar{\theta})$ é pequeno [KMMV 85]. Esta é a razão pela qual os resultados simétricos em ângulo e os cálculos apresentam concordância apreciável. Nas situações assimétricas em ângulos o valor livre de $P(T, \bar{\theta})$ é tipicamente 0,3 e por isto a concordância é pobre. Ao se recalcular as polarizações efetivas das assimetrias experimentais com $P(T, \bar{\theta}) = 0$ se obtêm as curvas da Figura III.4 [Ve81]. Neste caso, a equação (III.5) se reduz a

$$P_{ef} = A/C_{NN}(T, \bar{\theta}) . \quad (\text{III.21})$$

Sintetizando, estes resultados estão em concordância com a hipótese de que a seção de choque nêutron-nêutron é modificada no meio nuclear de tal forma que $P(T, \bar{\theta})$ é reduzi-

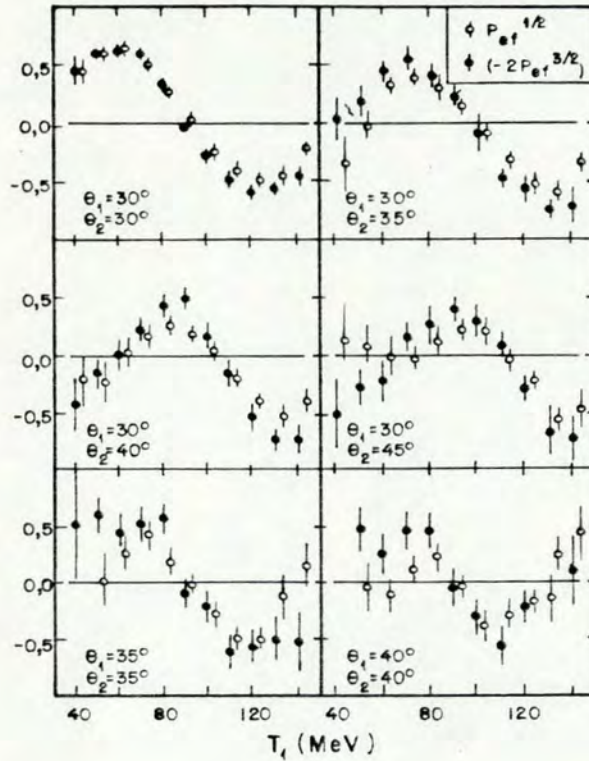


FIGURA III.4 - Polarizações efetivas calculadas com $P(T, \bar{\theta})=0$ dos valores experimentais de assimetrias dos estados $1p$ do ^{16}O [Ve81, KMMV85], utilizando uma cinemática conplanar assimétrica de partilha de energia nos casos $\theta_1 = \theta_2$ e $\theta_1 \neq \theta_2$.

do a aproximadamente zero. A discussão dos mecanismos responsáveis por este efeito está ainda em aberto. Mas um resultado importante que emerge desta discussão é que estas experiências têm demonstrado claramente a forte dependência em j destas assimetrias e ainda que esta dependência é, em essências, compreendida.

b) $j_i = 0$

Sistema Camada Não Fechada

O formalismo usado até agora também se aplica ao ca

so no qual o núcleo inicial não é um núcleo de camadas fechadas mas somente tem momentum angular total zero. Neste caso, o fator de redução $|\gamma_j|$ não só reflete a diferença entre um próton livre e um próton nuclear, causada pelas correlações de curto alcance, mas também a influência do coeficiente de parentesco fracionado que expressa a probabilidade quantum-mecânica para a ocorrência do estado final do núcleo residual no estado fundamental do núcleo inicial. Neste caso, $|\gamma_j|^2/(2j+1)$ pode ser bem menor do que um (1).

As funções de onda de uma partícula do modelo de camadas e a distorção variam, em geral, para núcleos leves e médios, lentamente com o número atômico. Disso decorre que, para núcleos iniciais com momentum angular total zero, a polarização efetiva é essencialmente determinada pelo spin do estado final. Quando o modelo de camadas esférico se aplica, esta polarização efetiva deve ser similar para processos quase-livres em núcleos vizinhos com momentum angular inicial zero que levem a estados finais com o mesmo momentum angular independentemente dos detalhes de acoplamento. Nestes casos, os núcleos considerados têm distorções (que determinam as polarizações efetivas) aproximadamente semelhantes, embora os coeficientes de parentesco fracionado destes núcleos possam ser muito diferentes (como já foi observado anteriormente, o fator $|\gamma_j|^2$ se cancela no cálculo da polarização efetiva no caso em que o spin inicial é nulo). Por exemplo, na reação $^{12}\text{C}(p,2p)^{11}\text{B}$, que leva aos estados $j=3/2$ e $j=1/2$ do ^{11}B , se espera que as assimetrias obtidas sejam muito similares àquelas correspondentes aos estados $j=3/2$ e $j=1/2$ obtidas no pro

cesso $^{16}_0(p,2p)^{15}_N$. Neste caso, os estados $1p_{1/2}$ ou $1p_{3/2}$ dos núcleos $^{12}_C$ e $^{16}_O$ teriam polarizações efetivas comparáveis, embora o processo de arrancamento de um próton do estado $1p_{1/2}$ do $^{12}_C$ tenha, relativamente ao estado $1p_{1/2}$ do $^{16}_O$, uma seção de choque muito menor. Uma afirmação experimental destas expectativas seria um teste importante deste modelo.

c) $j_i \neq 0$

Consideremos agora o caso no qual o núcleo inicial tem momentum angular não nulo, generalizando as fórmulas usadas anteriormente. As equações (III.8) e (III.9) levam a

$$g_{m_f m_i}^{\mu n \ell}(\vec{k}) = \sum_{j_m} \int D_{fi}(\vec{k}-\vec{k}') g_{j_m}^{n \ell \mu}(\vec{k}') \langle A-1; j_f m_f | a_{j_m}^{n \ell} | j_i m_i; A \rangle d^3 k',$$

$$= \sum_{j_m} g_{j_m}^{n \ell \mu}(\vec{k}) \langle A-1; j_f m_f | a_{j_m}^{n \ell} | j_i m_i; A \rangle, \quad (\text{III.22})$$

para uma dada camada de momentum angular ℓ e número quântico magnético n , fixos. Nesta expressão $j = \ell \pm 1/2$ e a amplitude de momentum distorcida $g_{j_m}^{n \ell \mu}(\vec{k})$ é definida, como visto anteriormente, na forma

$$g_{j_m}^{n \ell \mu}(\vec{k}) = \int D_{fi}(\vec{k}-\vec{k}') g_{j_m}^{n \ell \mu}(\vec{k}) d^3 k',$$

$$= (2\pi)^{-3/2} \int e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}} D_{fi}(r) g_{j_m}^{n \ell \mu}(\vec{r}) d^3 r. \quad (\text{III.23})$$

Em vista de(III.22):

$$\sum_{m_f m_i} |g_{m_f m_i}^{\mu n \ell}(\vec{k})|^2 = \sum_{\substack{j m \\ j' m'}} (g_{j m}^{n \ell \mu}(\vec{k})) (g_{j' m'}^{n \ell \mu \dagger}(\vec{k})) \sum_{m_f m_i} \langle A-1; j_f m_f | a_{j m}^{n \ell} | j_i m_i; A \rangle \langle A; j_i m_i | a_{j' m'}^{n \ell \dagger} | j_f m_f; A-1 \rangle. \quad (\text{III.24})$$

Ao invés de (III.10) temos, pelo teorema de Wigner-Eckart

$$\langle A-1; j_f m_f | a_{j m}^{n \ell} | j_i m_i; A \rangle = C(j_f j; m_f m | j_i m_i) \gamma_j, \quad (\text{III.25})$$

e a equação (III.13) fica, utilizando-se as propriedades de simetria e ortogonalidade dos coeficientes de Clebsch-Gordan [Ro57],

$$\begin{aligned} \sum_{m_f m_i} \langle A-1; j_f m_f | a_{j m}^{n \ell} | j_i m_i; A \rangle \langle A; j_i m_i | a_{j' m'}^{n \ell \dagger} | j_f m_f; A-1 \rangle \\ = \left(\frac{2j_i + 1}{2j + 1} \right) |\gamma_j|^2 \delta_{\ell \ell'} \delta_{j j'} \delta_{m m'}. \end{aligned} \quad (\text{III.26})$$

Combinando (III.24) e (III.26) resulta

$$\sum_{m_f m_i} |g_{m_f m_i}^{\mu n \ell}(\vec{k})|^2 = (2j_i + 1) \sum_{j m} \frac{|\gamma_j|^2}{(2j + 1)} |g_{j m}^{n \ell \mu}(\vec{k})|^2; \left(\begin{array}{c} \vec{j} = \vec{j}_i - \vec{j}_f \\ m = m_i - m_f \end{array} \right). \quad (\text{III.27})$$

Assim, a probabilidade distorcida de momentum transferido pode ser expressa, ao se combinar (II.56) e (III.27) na forma

$$\begin{aligned}
 |g'(\vec{k})|^2 &= \sum_{jm\mu} \frac{|\gamma_j|^2}{(2j+1)} |g_{jm}^{n\ell\mu}(\vec{k})|^2 \\
 &= \sum_j |\gamma_j|^2 |g'_j(\vec{k})|^2.
 \end{aligned}
 \tag{III.28}$$

Na obtenção desta expressão foi definido

$$|g'_j(\vec{k})|^2 = \frac{1}{(2j+1)} \sum_{m\mu} |g_{jm}^{n\ell\mu}(\vec{k})|^2.
 \tag{III.29}$$

Convém ressaltar que não há, na expressão (III.28), o aparecimento de termos mistos do tipo $g'_j(\vec{k})g'_{j'}(\vec{k})$ com $j \neq j'$, devido às relações de ortogonalidade dos coeficientes de Clebsch-Gordan.

Segundo a relação (III.27), a expressão contida no numerador da equação (III.6) admite o desenvolvimento:

$$\sum_{m_f m_i} (|g_{m_f m_i}^{(+)}(\vec{k})|^2 - |g_{m_f m_i}^{(-)}(\vec{k})|^2) = (2j_i+1) \sum_{jm} \frac{|\gamma_j|^2}{(2j+1)} (|g_{jm}^{(+)}(\vec{k})|^2 - |g_{jm}^{(-)}(\vec{k})|^2),
 \tag{III.30}$$

com os índices n e ℓ (fixos) omitidos por simplicidade.

Esta pode ser escrita na forma

$$\sum_{m_f m_i} (|g_{m_f m_i}^{(+)}(\vec{k})|^2 - |g_{m_f m_i}^{(-)}(\vec{k})|^2) = (2j_i+1) \sum_j |\gamma_j|^2 |g'_j(\vec{k})|^2 P_j(\vec{k}).
 \tag{III.31}$$

onde $P_j(\vec{k})$, dada por

$$P_j(\vec{k}) = \frac{\sum_m (|g_{jm}^{'+}(\vec{k})|^2 - |g_{jm}^{'-}(\vec{k})|^2)}{\sum_{m\mu} |g_{jm}^{\mu}(\vec{k})|^2}, \quad (\text{III.32})$$

é a polarização efetiva dos prótons da subcamada j .

Combinando (III.28) e (III.31), a polarização efetiva (III.6) associada ao próton ejetado em um processo de espalhamento quase-livre, para estados de partícula-única caracterizados por misturas de configurações do tipo jj , pode ser finalmente expressa na forma [MTVa79]:

$$P_{ef}(k) = \frac{\sum_j |\gamma_j|^2 |g_j^+(\vec{k})|^2 P_j(\vec{k})}{\sum_j |\gamma_j|^2 |g_j^+(\vec{k})|^2}. \quad (\text{III.33})$$

A comparação de resultados experimentais de polarizações efetivas associadas a processos quase-livres com os cálculos teóricos correspondentes poderá possibilitar a obtenção de informações relevantes sobre o comportamento dos diferentes elementos de matriz $|\gamma_j|^2$. Da expressão (III.25) observa-se que o produto $C^2(j_f j; m_f m | j_i m_i) |\gamma_j|^2$ reflete fundamentalmente a probabilidade quantum-mecânica da obtenção do estado final $|j_f m_f\rangle$ do estado inicial $|j_i m_i\rangle$ ao arrancar-se do núcleo inicial um núcleon com números quânticos j e m . Fica claro, desta expressão, que estes coeficientes são sensíveis à estrutura das funções de onda nucleares e à correlação spin-órbita. Como consequência, sua determinação pode permitir a avaliação da intensidade desta correlação e a obtenção de informa-

ções mais conclusivas sobre a estrutura nuclear.

No caso de mistura de configurações, ou seja, no caso em que os estados nucleares que contribuem estejam restritos às configurações com $j = \ell \pm \frac{1}{2}$, sendo ℓ fixo, a distribuição de momentum transferido (III.28) pode ser expressa como

$$|g'(\vec{k})|^2 = \left\{ |\gamma_{\ell+1/2}|^2 |g'_{\ell+1/2}(\vec{k})|^2 + |\gamma_{\ell-1/2}|^2 |g'_{\ell-1/2}(\vec{k})|^2 \right\}, \quad (\text{III.34})$$

enquanto que a polarização efetiva (III.33) pode ser escrita na forma

$$P(\vec{k}) = \left(\frac{(|\gamma_{\ell+1/2}|^2 |g'_{\ell+1/2}(\vec{k})|^2 P_{\ell+1/2}(\vec{k}) + |\gamma_{\ell-1/2}|^2 |g'_{\ell-1/2}(\vec{k})|^2 P_{\ell-1/2}(\vec{k}))}{(|\gamma_{\ell-1/2}|^2 |g'_{\ell-1/2}(\vec{k})|^2 + |\gamma_{\ell+1/2}|^2 |g'_{\ell+1/2}(\vec{k})|^2)} \right). \quad (\text{III.35})$$

No modelo de mistura de configurações os estados com $j = \ell - 1/2$ e $j = \ell + 1/2$ têm energias próximas e as distorções, que atuam no espaço de configurações, não afetam significativamente as funções $g'_{\ell-1/2}(\vec{k})$ e $g'_{\ell+1/2}(\vec{k})$. Neste caso é uma boa aproximação supor que

$$|g'_{\ell+1/2}(\vec{k})|^2 = \frac{\ell+1}{\ell} |g'_{\ell-1/2}(\vec{k})|^2.$$

A polarização efetiva do nêutron arrancado pode ser escrita então na forma

$$P(\vec{k}) = \frac{(\ell + 1)P_{\ell+1/2}(\vec{k}) + \eta \ell P_{\ell-1/2}(\vec{k})}{((\ell + 1) + \eta \ell)}, \quad (\text{III.36})$$

onde o parâmetro η é definido como

$$\eta \equiv |\gamma_{\ell-1/2}|^2 / |\gamma_{\ell+1/2}|^2, \quad (\text{III.37})$$

$$\eta = \frac{|\langle j_f | a_{\ell-1/2} | j_i \rangle|^2}{|\langle j_f | a_{\ell+1/2} | j_i \rangle|^2} \quad (\text{III.37})$$

Tendo em vista a relação (III.17), a expressão (III.36) se reduz a

$$P(\vec{k}) = \frac{(\eta-1)\ell}{(\ell+1) + \eta\ell} P_{\ell-1/2}(\vec{k}) \quad (\text{III.38})$$

A expressão (III.38) para a polarização efetiva do nêutron arrancado no processo quase-livre permite algumas observações:

1 - Os valores limites de η são $\eta=0$ e $\eta=\infty$. O primeiro valor corresponde ao caso em que a polarização efetiva do nêutron ejetado é idêntica à polarização efetiva da subcamada com $j=\ell+1/2$, $P_{ef}=P_{\ell+1/2}$. O segundo valor caracteriza a situação em que esta polarização efetiva é igual à $P_{ef}=P_{\ell-1/2}$. No caso em que $\eta=\infty$ somente momentum angular $j=\ell+1/2$ é transferido enquanto que para $\eta=0$ somente momentum angular $j=\ell-1/2$ é transferido. Valores intermediários de η correspondem aos casos em que há misturas dos elementos de transição $\langle j_f | a_j | j_i \rangle$ que aparecem na expressão (III.33) da polarização efetiva (ver expressão III.13) porque os números quânticos momentum angular total dos núcleos inicial e final são não nulos.

2 - Para uma dada energia incidente e geométrica as polarizações efetivas $P_{\ell+1/2}$ ou $P_{\ell-1/2}$ variam lentamente para transições semelhantes em núcleos de massas comparáveis e, por isto, podem ser medidas em experiências com núcleos vizinhos de

spin nuclear $j_i = 0$.

3 - Usando-se a expressão (III.3), η poderia ser determinado do valor experimental da polarização efetiva. Da comparação deste valor de η com aqueles correspondentes obtidos através do cálculo das funções de onda do estado fundamental do núcleo inicial e dos estados excitados relevantes do núcleo residual, poderia ser obtida uma discriminação significativa entre diferentes funções de onda derivadas teoricamente. Consideremos o processo $^{14}\text{N}(p,2p)^{13}\text{C}$ como um exemplo típico. Da equação (III.38) temos, com $\ell = 1$,

$$P_{ef} = \left(\frac{\eta - 1}{2 + \eta} \right) P_{1/2} \quad (\text{III.39})$$

Seria interessante tentar reproduzir, neste caso, valores experimentais de P_{ef} com valores fixos de $\eta = |\gamma_{1/2}|^2 / |\gamma_{3/2}|^2$ adotando para $P_{1/2}$ valores experimentais obtidos através do processo $^{16}\text{O}(p,2p)^{15}\text{N}$, em geometrias correspondentes. No caso em que é obtido um ajuste razoável, o valor de η assim determinado pode ser comparado com aquele previsto ao utilizar-se a definição (III.25).

Acoplamento LS

Consideremos, agora um modelo em que um próton e um nêutron com uma correlação de acoplamento do tipo LS originam o momentum angular total j_i do núcleon-alvo

$$|j_i m_i; A\rangle = |0\rangle_c |S_n \dot{S}_p(S) \ell_n \ell_p(L) j_i m_i\rangle, \quad (\text{III.40})$$

onde $|0\rangle_c$ denota o estado nuclear de momentum angular total

nulo dos remanescentes A-2 núcleons do núcleo-alvo. O nêutron e o próton nesta base são caracterizados por spins e momentos angulares orbitais S_n, S_p, ℓ_n e ℓ_p , respectivamente.

Uma mudança de representação da base LS para a base jm dá [deST63]

$$|S_n S_p(S) \ell_n \ell_p(L) j_i m_i\rangle = \sum_{\substack{m_n m_p \\ j_n j_p}} \frac{\sqrt{(2S+1)(2L+1)(2j_n+1)(2j_p+1)}}{\left\{ \begin{matrix} 1/2 & \ell_n & j_n \\ 1/2 & \ell_p & j_p \\ S & L & j_i \end{matrix} \right\}} C(j_n j_p; m_n m_p | j_i m_i) |j_n m_n j_p m_p\rangle, \quad (\text{III.41})$$

onde $\left\{ \right\}$ representa coeficientes 9-j de Wigner e os $C(\)$ são coeficientes de Clebsch-Gordan.

Expressando o estado final na forma $|j_f m_f; A-1\rangle = |0\rangle_c |j_f m_f\rangle$, como [de SF74]

$$\langle 0 | \langle j_f m_f | a_{jm} | n m j_p m_p \rangle = \exp(i\phi) \delta_{j j_p} \delta_{m m_p} \delta_{j_n j_f} \delta_{m_n m_f} \langle 0 |, \quad (\text{III.42})$$

onde ϕ representa um fator de fase, temos que, de (III.41) e (III.42)

$$\langle A-1; j_f m_f | a_{jm} | j_i m_i; A \rangle = (2j+1)^{1/2} (2j_f+1)^{1/2} (2S+1)^{1/2} (2L+1)^{1/2} \times C(j_f j; m_f m | j_i m_i) \left\{ \begin{matrix} 1/2 & \ell & j_f \\ 1/2 & \ell & j \\ S & L & j_i \end{matrix} \right\}. \quad (\text{III.43})$$

Finalmente, destas expressões se obtêm o resultado

[VMS84]

$$|\gamma_j| = \sqrt{(2j+1)(2j_f+1)(2S+)(2L+1)} \begin{Bmatrix} 1/2 & \ell & j_f \\ 1/2 & \ell & j \\ S & L & j_i \end{Bmatrix} \cdot \quad (\text{III.44})$$

A expressão (III.44) mostra que os coeficientes $|\gamma_j|^2$ são sensíveis, neste caso, à intensidade do acoplamento entre momentos angulares orbitais e de spins do tipo LS e sua determinação pode permitir avaliar-se a intensidade desta correlação.

CAPÍTULO IV

POLARIZAÇÃO EFETIVA E O MODELO DE
AGREGADOS NUCLEARES

Um outro exemplo muito interessante sobre informações da estrutura nuclear contidas na polarização efetiva e que será mostrado neste capítulo, é dado pela reação quase-livre na qual o núcleo-alvo é modelado por um caroço esféricamente simétrico inerte rígido e um agregado do tipo dêuteron [Va80, FMSV81, Va82, VMS84]. Este modelo tem sido usado frequentemente para o ${}^6\text{Li}$ e para o ${}^{14}\text{N}$, que têm no estado fundamental $j_i=1$ [WM66, WT77]; neste estado, a função de onda do dêuteron tem momentum angular orbital $L=0$ e spin $S=1$. Expressamos o estado nuclear final, após o processo de arrancamento de um próton, pelo mesmo caroço inerte do estado inicial e por um nêutron orbital que carrega o momentum angular total do núcleo final. Desprezamos ainda, como aproximação, no cálculo dos elementos de matriz de transição, o recuo do núcleo residual no processo de ejeção (aproximação de não-recuo). Esta aproximação resulta em uma enorme simplificação nos cálculos, mas causa um erro da ordem de A^{-1} nas integrais de superposição (a massa reduzida do núcleo inicial encarado como um núcleon mais o núcleo residual satisfaz $\frac{1}{\mu} \approx \frac{1}{m} + \frac{1}{M_{A-1}} = \left(\frac{A}{A-1}\right)m^{-1}$ de forma que $(m-\mu)/m \approx A^{-1}$). É considerado inicialmente o caso ${}^{14}\text{N}(p,2p){}^{13}\text{C}$, menos sensível à aproximação de não-recuo. O processo ${}^6\text{Li}(p,2p){}^5\text{He}$ é também considerado. No caso do ${}^6\text{Li}$, a aproximação de não-recuo poderia parecer, devido à dependência A^{-1} , menos favorável. Entretanto, nos cálculos das polarizações efetivas,

onde entram somente razões entre distribuições de momentum, este erro é consideravelmente reduzido e se espera que os valores da polarização efetiva não sejam alterados significativamente.

Como resultado do processo de ejeção quase-livre de um próton do agregado dêuteron podem ocorrer vários estados de partícula-única do núcleo final. Neste trabalho, que tem como finalidade demonstrar as potencialidades deste método de investigação, limitar-nos-emos a considerar o estado fundamental do núcleo residual. Futuramente, quando resultados experimentais associados a outros casos estiverem à disposição, os cálculos apresentados poderão ser facilmente adaptados a estas novas situações.

Caso $^{14}\text{N}(p,2p)^{13}\text{C}$

Os números quânticos momentum angular total e suas projeções assim como as paridades dos estados fundamentais do ^{14}N e do ^{13}C são apresentados na Tabela (IV.1).

TABELA IV.1 - Números quânticos momentum angular total (j_T), suas projeções (m_T) e paridade (+ ou -) dos estados fundamentais dos núcleons ^{14}N e ^{13}C .

NÚCLEOS	j_T	m_T
^{14}N	1(+)	$\pm 1,0$
^{13}C	1/2(-)	$\pm 1/2$

A função de onda do estado inicial, ψ_i , pode ser escrita na forma:

$$\psi_i = N_i \phi(\text{caroço}) \phi(d) \chi(\vec{R}) \quad (\text{IV.1})$$

As funções $\phi(\text{caroço})$ e $\phi(d)$ descrevem, respectivamente, o estado fundamental "interno", no espaço de configuração - spin-isospin, do caroço inerte e do dêuteron. A função de onda $\chi(\vec{R})$, onde \vec{R} representa a coordenada de centro de massa de dêuteron

$$\vec{R} = \frac{1}{2} (\vec{r}_{A-1} + \vec{r}_A) \quad , \quad (\text{IV.2})$$

\vec{r}_A e \vec{r}_{A-1} sendo as coordenadas de posição dos dois núcleons do dêuteron, descreve, neste modelo, o movimento relativo entre os agregados. N_i denota em (IV.1) um fator de normalização.

A função de onda do movimento relativo é definida na forma

$$\chi(\vec{R}) = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} R^2 \exp(-\beta^2 R^2) \quad . \quad (\text{IV.3})$$

Esta função tem a forma de uma gaussiana, modulada pelo termo R^2 . Devido a esta dependência, $\chi(\vec{R})$ vai rapidamente a zero à medida que $R \rightarrow 0$ tornando, desta forma, menos provável uma penetração mútua mais significativa entre o caroço e o dêuteron. Nestas condições, o fator R^2 supre, mesmo que parcialmente, a omissão de anti-simetrização entre esses dois objetos na expressão (IV.1) da função de onda do estado inicial. O máximo dessa função, que ocorre quando $R = \sqrt{1/\beta^2}$, caracteriza a distância mais provável entre os centros de mas-

sa do caroço e do dêuteron. Nos cálculos, como veremos no Capítulo V, foram escolhidos valores para β e para a densidade do caroço de modo que, dado o valor do raio do dêuteron, ψ_i reproduza o valor experimental da densidade de carga do núcleo inicial. Com os valores de β assim obtidos há, na média, somente uma pequena superposição espacial entre o caroço e o dêuteron.

A função de onda que descreve o movimento interno do dêuteron, $\phi(d)$, em concordância com as suposições fundamentais do modelo de agregados na sua forma mais simples (ver, por exemplo, WM66), é representada também por uma gaussiana de parâmetro de largura α :

$$\begin{aligned} \phi(d) &= \exp\left(-\frac{1}{2} \alpha^2 \sum_{(i=A-1, A)} (\vec{r}_i - \vec{R})^2\right) \xi(\sigma, \tau) , \\ &= \exp\left(-\frac{1}{4} \alpha^2 (\vec{r}_A - \vec{r}_{A-1})^2\right) \xi(\sigma, \tau) . \end{aligned} \quad (\text{IV.4})$$

A função spin-isospin $\xi(\sigma, \tau)$ é definida na forma normalizada e anti-simetrizada

$$\xi_{1,0}(\sigma, \tau) = \frac{1}{\sqrt{2}} (\pi_A \nu_{A-1} - \nu_A \pi_{A-1}) \times \begin{cases} \alpha_A \alpha_{A-1} & , (m_S=1, m_T=0) \\ \frac{1}{\sqrt{2}} (\alpha_A \beta_{A-1} - \beta_A \alpha_{A-1}) & , (m_S=0, m_T=0) \\ \beta_A \beta_{A-1} & , (m_S=-1, m_T=0) \end{cases} , \quad (\text{IV.5})$$

sendo auto-função dos operadores spin total e isospin total com autovalores, respectivamente, $S=1$ e $T=0$ e projeções $m_S=\pm 1, 0$ e $m_T=0$. Nesta expressão α , β , ν e π representam funções de onda de spin e isospin de Pauli. $\alpha_A (\alpha_{A-1})$ é uma notação abreviada para $\alpha(S_A)$

$(\alpha(S_{A-1}))$ e denota o estado de "spin-up" para o nêucleon $A(A-1)$. Similarmente, $\beta_A(\beta_{A-1})$, $\nu_A(\nu_{A-1})$ e $\pi_A(\pi_{A-1})$ denotam o estado "spin-down", o estado "isospin-up" (proton) e o estado "isospin-down" (neutron) para o nêucleon $A(A-1)$, respectivamente. Das equações (IV.1) e (IV.4) o fator de normalização N_i  da do por $N_i^2 = (2^4 \pi^3 / 15) (2\alpha^2 / \pi)^{3/2} (2\beta^2 / \pi)^{7/2}$.

A função de onda do estado final, correspondente ao ^{13}C no estado fundamental,  dada no nosso modelo por

$$\psi_f = N_f \phi(\text{caroço}) \phi(\text{neutron}), \quad (\text{IV.6})$$

onde $\phi(\text{neutron})$  a função de onda de partícula-única do neutron orbital, gerada nos nossos cculos por um potencial do tipo oscilador harmônico com parâmetro de largura γ :

$$\phi_{j_f m_f}(\text{neutron}) = r' \exp(-\gamma^2 r'^2) \sum_{m_s, m_\ell} C(s', 1; m_s, m_\ell, j_f m_f) Y_{1 m_\ell}(\vec{r}') \xi_{s' m_s}(\sigma', \tau'). \quad (\text{IV.7})$$

Nesta expressão, $C(\)$ denota coeficientes de Clebsch-Gordan e $\xi_{s' m_s}(\sigma' \tau')$ representa a função spin-isospin de Pauli:

$$\xi_{s' m_s}(\sigma' \tau') = \nu_{A-1} \begin{cases} \alpha_{A-1} \\ \beta_{A-1} \end{cases}. \quad (\text{IV.8})$$

A função de onda do ^{13}C  então

$$\begin{aligned} \psi_f &= \begin{bmatrix} \psi_{j_f = 1/2, m_f = 1/2} \\ \psi_{j_f = 1/2, m_f = -1/2} \end{bmatrix} = N_f \{ \phi(\text{caroço}) \} \{ \phi(\text{neutron}) \} \\ &= N_f \{ \phi(\text{caroço}) \} \{ r' \exp(-\gamma^2 r'^2) \} \begin{cases} -\frac{1}{\sqrt{3}} Y_{1,0}(\vec{r}') \nu' \alpha' + \sqrt{2/3} Y_{1,1}(\vec{r}') \nu' \beta' \\ \frac{1}{\sqrt{3}} Y_{1,0}(\vec{r}') \nu' \beta' - \sqrt{2/3} Y_{1,-1}(\vec{r}') \nu' \alpha' \end{cases}, \end{aligned} \quad (\text{IV.9})$$

onde $Y_{1,0}(\vec{r}')$ e $Y_{1,\pm 1}(\vec{r}')$ representam os harmônicos esféricos usuais. Uma vez que $Y_{1,0}(\vec{r}') = \sqrt{3/4\pi} r'_z/r'$ e $Y_{1,\pm 1}(\vec{r}') = (\pm) \sqrt{3/8\pi} (r'_x \pm ir'_y)/r'$, onde $r' = \sqrt{r'_x{}^2 + r'_y{}^2 + r'_z{}^2}$, a expressão (IV.9) é equivalente a

$$\begin{bmatrix} \psi_{j_f=1/2, m_f=1/2} \\ \psi_{j_f=1/2, m_f=-1/2} \end{bmatrix} = N_f \{ \phi(\text{caroço}) \} \{ \exp(-\gamma^2 r'^2) \} \\ \times \left(-\frac{1}{\sqrt{4\pi}} \begin{bmatrix} r'_z \alpha' \nu' + (r'_x + ir'_y) \beta' \nu' \\ -r'_z \beta' \nu' + (r'_x - ir'_y) \alpha' \nu' \end{bmatrix} \right), (N_f = (8\pi^2/3)(2\gamma^2/\pi)^{5/2}). \text{(IV.10)}$$

De posse destas expressões, podemos obter as amplitudes das distribuições de momentum distorcidas correspondentes ao processo $^{14}\text{N}(p,2p)^{13}\text{C}$. Isto é feito combinando-se as expressões (IV.1)-(IV.10) e inserindo-as em (II.29). A amplitude da distribuição de momentum distorcida fica dada, então, ao se desprezar o recuo do caroço rígido por

$$g_{m_f m_i}^{\mu \vec{k}} = \frac{(2\pi)^{-3/2}}{\sqrt{4\pi}} N_f N_i \sum_{m'_s m'_\ell} C(s'1; m'_s m'_\ell | j_f m_f) (\xi^\mu(\sigma, \tau)) \xi_{s' m'_s}^* (\sigma', \tau') \delta_{m_i, m_s} \\ \times \int d^3 r d^3 r' \exp(-i\vec{k} \cdot \vec{r}) D(\vec{r}) \left(\frac{1}{4} (\vec{r} + \vec{r}')^2 \right) \exp(-\frac{1}{4} \beta^2 (\vec{r} + \vec{r}')^2) \exp(-\frac{1}{4} \alpha^2 (\vec{r} - \vec{r}')^2) \\ \times (r' \exp(-\gamma^2 r'^2) Y_{1 m'_\ell}^*(\vec{r}')) . \text{(IV.11)}$$

A parte radial desta expressão contém diferentes combinações de termos dependentes de \vec{r} os quais podem ser sintetizados, de maneira geral, por

$$\begin{aligned}
g(r_i) &= \left(\frac{1}{4}\right) \int dr'_i dr'_j dr'_k r'_i (r^2 + r'^2 + 2\vec{r} \cdot \vec{r}') \\
&\times \exp\left(-\left(\gamma^2 + \frac{1}{4}(\alpha^2 + \beta^2)\right) r'^2\right) \exp\left(2\left(\frac{1}{4}(\alpha^2 - \beta^2)\right) \vec{r} \cdot \vec{r}'\right) \\
&\times \exp\left(-\frac{1}{4}(\alpha^2 + \beta^2) r^2\right). \quad (IV.12)
\end{aligned}$$

Nesta expressão i , j e k representam, alternadamente, conforme o caso (ver expressão (IV.11)), as componentes x , y e z , de \vec{r}' . Integrando-as, resulta

$$g(r_i) = \left(\frac{1}{4}\right) \left(\left(1/2 d^2\right) (\pi/d^2)^{3/2}\right) (a+br^2) r_i \exp(-\Lambda^2 r^2) \quad (IV.13)$$

onde

$$\Lambda^2 = \frac{1}{4} (\alpha^2 + \beta^2) - q^4/d^2, \quad (IV.14)$$

$$a = 2 + 5 q^2/d^2, \quad (IV.15)$$

e

$$b = 2q^2 (q^4/d^4 + q^2/d^2 + 1), \quad (IV.16)$$

com

$$q^2 = \frac{1}{4} (\alpha^2 - \beta^2), \quad (IV.17)$$

e

$$d^2 = \gamma^2 + \frac{1}{4} (\alpha^2 + \beta^2). \quad (IV.18)$$

Introduzimos as funções

$$\begin{aligned}
f_{1,0}(\vec{r}) &= 2^{1/2} (3/8\pi) (N_f N_i / 4) (1/2 d^2) (\pi/d^2)^{3/2} (a+br^2) r_z \exp(-\Lambda^2 r^2), \\
&= C(a+br^2) r \exp(-\Lambda^2 r^2) Y_{1,0}(\theta, \phi). \quad (IV.19)
\end{aligned}$$

e

$$f_{1,\pm 1}(\vec{r}) = (3/8\pi)(N_f N_i/4)(1/2d^2)(\pi/d^2)^{3/2}(a+br^2)(r_x \pm ir_y) \exp(-\Lambda^2 r^2),$$

$$= (\pm)C(a+br^2) r \exp(-\Lambda^2 r^2) Y_{1,\pm 1}(\theta, \phi), \quad (IV.20)$$

onde

$$C = (3/8\pi)^{1/2}(N_f N_i/4)(1/2d^2)(\pi/d^2)^{3/2}. \quad (IV.21)$$

Combinando (IV.11), (IV.19) e (IV.20) são obtidas, então, as diferentes componentes das amplitudes de momentum distorcidas referentes ao processo $^{14}\text{N}(p, 2p)^{13}\text{C}$ (ver Apêndice A). Como exemplos, as amplitudes $g_{\pm 1/2, \pm 1}^{(\pm)}(\vec{k})$ e $g_{\pm 1/2, \pm 1}^{(\pm)}(\vec{k})$ são dadas, respectivamente, por

$$g_{\pm 1/2, \pm 1}^{(\pm)}(\vec{k}) = (\mp)(1/3)(2\pi)^{-3/2} \int d^3r \exp(-i\vec{k}\cdot\vec{r}) D(\vec{r}) f_{1,0}(\vec{r}), \quad (IV.22)$$

$$= \mp(C/3)(2\pi)^{-3/2} \int d^3r \exp(-i\vec{k}\cdot\vec{r}) D(\vec{r})(a+br^2)r \exp(-\Lambda^2 r^2) Y_{1,0}(\theta, \phi),$$

e

$$g_{\mp 1/2, \pm 1}^{(\pm)}(\vec{k}) = - (2^{1/2}/3)(2\pi)^{-3/2} \int d^3r \exp(-i\vec{k}\cdot\vec{r}) D(\vec{r}) f_{1,\pm 1}(\vec{r}),$$

$$= (\pm)(2^{1/2}C/3)(2\pi)^{-3/2} \int d^3r \exp(-i\vec{k}\cdot\vec{r}) D(\vec{r})(a+br^2)r \exp(-\Lambda^2 r^2) Y_{1,\pm 1}(\theta, \phi). \quad (IV.23)$$

$f_{1,0}(\vec{r})$ e $f_{1,\pm 1}(\vec{r})$ dependem do momentum angular transferido no processo de arrancamento e de suas projeções. Devido à estrutura peculiar do modelo considerado, como o estado inicial tem momentum angular orbital relativo $\ell_i=0$ e o estado final tem momentum angular orbital $\ell_f=1$, sã há uma possibilidade

de se gerar este momentum angular final: \bar{e} pela transferência de momentum angular orbital $\Delta l=1$ pelo próton ejetado.

Definimos ainda

$$f'_{1,0}(\vec{k}) = (2\pi)^{-3/2} \int d^3r \exp(-i\vec{k}\cdot\vec{r}) D(\vec{r}) f_{1,0}(\vec{r}), \quad (\text{IV.24})$$

e

$$f'_{1,\pm 1}(\vec{k}) = (2\pi)^{-3/2} \int d^3r \exp(-i\vec{k}\cdot\vec{r}) D(\vec{r}) f_{1,\pm 1}(\vec{r}), \quad (\text{IV.25})$$

sendo $f_{1,0}(\vec{r})$ e $f_{1,\pm 1}(\vec{r})$ as funções definidas, respectivamente, em (IV.19) e (IV.20).

Combinando estas expressões com as relações obtidas anteriormente para as distribuições de momentum distorcidas resulta, para o processo $^{14}\text{N}(p,2p)^{13}\text{C}$:

$$\sum_{m_f m_i} |g'_{j_f m_f m_i}(\vec{k})|^{2(+)} = \frac{1}{9} \left\{ \frac{3}{2} |f'_{1,0}(\vec{k})|^2 + 2 |f'_{1,1}(\vec{k})|^2 + |f'_{1,-1}(\vec{k})|^2 \right\}, \quad (\text{IV.26})$$

e

$$\sum_{m_f m_i} |g'_{j_f m_f m_i}(\vec{k})|^{2(-)} = \frac{1}{9} \left\{ \frac{3}{2} |f'_{1,0}(\vec{k})|^2 + |f'_{1,1}(\vec{k})|^2 + 2 |f'_{1,-1}(\vec{k})|^2 \right\}. \quad (\text{IV.27})$$

A distribuição de momentum distorcida associada ao processo $^{14}\text{N}(p,2p)^{13}\text{C} \bar{e}$, então,

$$\begin{aligned} |g'_{j_f}(\vec{k})|^2 &= \sum_{m_f m_i} \sum_{\mu} |g'_{j_f m_f m_i}{}^{\mu}(\vec{k})|^2, \\ &= \frac{1}{3} \left\{ |f'_{1,0}(\vec{k})|^2 + |f'_{1,1}(\vec{k})|^2 + |f'_{1,-1}(\vec{k})|^2 \right\}. \end{aligned} \quad (\text{IV.28})$$

A polarização efetiva do próton-alvo (vide III.6) toma a forma

$$P_{ef}^{(\vec{k})} = \left(\frac{\left[|f'_{1,1}(\vec{k})|^2 - |f'_{1,-1}(\vec{k})|^2 \right]}{\left[|f'_{1,0}(\vec{k})|^2 + |f'_{1,1}(\vec{k})|^2 + |f'_{1,-1}(\vec{k})|^2 \right]} \right). \quad (IV.29)$$

Caso ${}^6\text{Li}(p,2p){}^5\text{He}$

Os números quânticos momentum angular total e suas projeções e as paridades dos estados fundamentais do ${}^6\text{Li}$ e do ${}^5\text{He}$, são apresentados na Tabela (IV.2).

TABELA IV.2 - Números quânticos momentum angular total (j_T), suas projeções (m_T) e paridade (+ ou -) dos estados fundamentais dos núcleos ${}^6\text{Li}$ e ${}^5\text{He}$.

NÚCLEOS	j_T	m_T
${}^6\text{Li}$	1 ⁺	$\pm 1, 0$
${}^5\text{He}$	$3/2^{(-)}$	$\pm 3/2, \pm 1/2$

A função de onda do ${}^6\text{Li}$ é similar, em nosso modelo, à função de onda do ${}^{14}\text{N}$ (ver as expressões IV.1 - IV.8). A função de onda do ${}^5\text{He}$, considerado no seu estado fundamental, tem forma análoga a da expressão (IV.10):

$$\begin{bmatrix} \psi_{j_f = 3/2, m_f = 3/2} \\ \psi_{j_f = 3/2, m_f = 1/2} \\ \psi_{j_f = 3/2, m_f = -1/2} \\ \psi_{j_f = 3/2, m_f = -3/2} \end{bmatrix} = N_f \{ \phi(\text{carb\~{o}}\text{ço}) \} \{ \exp(-\gamma^2 r'^2) \}$$

$$x_{\frac{1}{2}} \begin{bmatrix} \sqrt{3/8\pi} (r'_x + ir'_y) \alpha' \nu' \\ (1/\sqrt{2\pi}) r'_z \alpha' \nu' - (1/\sqrt{8\pi}) (r'_x + ir'_y) \beta' \nu' \\ (1/\sqrt{2\pi}) r'_z \beta' \nu' + (1/\sqrt{8\pi}) (r'_x - ir'_y) \alpha' \nu' \\ \sqrt{3/8\pi} (r'_x - ir'_y) \beta' \nu' \end{bmatrix} \quad (IV.30)$$

Utilizando um procedimento similar àquele adotado no caso anterior, são obtidas então as diferentes componentes das amplitudes das distribuições de momentum distorcidas referentes ao processo ${}^6\text{Li}(p, 2p){}^5\text{He}$ (ver Apêndice A). Como exemplos, as amplitudes $g_{\pm 3/2, \pm 1}^{(\pm)}(\vec{k})$ e $g_{\pm 3/2, 0}^{(\pm)}(\vec{k})$ são dadas por

$$\begin{aligned} g_{\pm 3/2, \pm 1}^{(\pm)}(\vec{k}) &= - (1/6^{1/2}) (2\pi)^{-3/2} \int d^3r \exp(-i\vec{k} \cdot \vec{r}) D(\vec{r}) f_{1, \pm 1}(\vec{r}), \\ &= (\mp) (C/6^{1/2}) (2\pi)^{-3/2} \int d^3r \exp(-i\vec{k} \cdot \vec{r}) D(\vec{r}) (a+br^2) r \exp(-\Lambda^2 r^2) Y_{1, \pm 1}(\theta, \phi), \end{aligned} \quad (IV.31)$$

$$\begin{aligned} e \\ g_{\pm 3/2, 0}^{(\pm)}(\vec{k}) &= (\pm) (3^{-1/2}/2) (2\pi)^{-3/2} \int d^3r \exp(-i\vec{k} \cdot \vec{r}) D(\vec{r}) f_{1, \pm 1}(\vec{r}), \\ &= -(3^{-1/2} C/2) (2\pi)^{-3/2} \int d^3r \exp(-i\vec{k} \cdot \vec{r}) D(\vec{r}) (a+br^2) r \exp(-\Lambda^2 r^2) Y_{1, \pm 1}(\theta, \phi). \end{aligned} \quad (IV.32)$$

Para este processo obtemos

$$\sum_{m_f m_i} |g_{j_f m_f m_i}^{i(+)}(\vec{k})|^2 = \frac{1}{18} \left\{ 3|f'_{1,0}(\vec{k})|^2 + \frac{5}{2}|f'_{1,1}(\vec{k})|^2 + \frac{7}{2}|f'_{1,-1}(\vec{k})|^2 \right\}, \quad (\text{IV.33})$$

e

$$\sum_{m_f m_i} |g_{j_f m_f m_i}^{i(-)}(\vec{k})|^2 = \frac{1}{18} \left\{ 3|f'_{1,0}(\vec{k})|^2 + \frac{7}{2}|f'_{1,1}(\vec{k})|^2 + \frac{5}{2}|f'_{1,-1}(\vec{k})|^2 \right\}. \quad (\text{IV.34})$$

A distribuição de momentum distorcida associada ao processo ${}^6\text{Li}(p,2p){}^5\text{He} \bar{e}$, então,

$$|g_{j_f}^i(\vec{k})|^2 = \frac{1}{3} \left\{ |f'_{1,0}(\vec{k})|^2 + |f'_{1,1}(\vec{k})|^2 + |f'_{1,-1}(\vec{k})|^2 \right\}, \quad (\text{IV.35})$$

e a polarização efetiva \bar{e}

$$P_{\text{ef}}(\vec{k}) = -\frac{1}{2} \left(\frac{\left[|f'_{1,1}(\vec{k})|^2 - |f'_{1,-1}(\vec{k})|^2 \right]}{\left[|f'_{1,0}(\vec{k})|^2 + |f'_{1,1}(\vec{k})|^2 + |f'_{1,-1}(\vec{k})|^2 \right]} \right) \quad (\text{IV.36})$$

CAPÍTULO V

RESULTADOS

V.1 - CÁLCULOS

Nesta seção mostramos os procedimentos utilizados no cálculo das distribuições de momentum e das polarizações efetivas.

V.1.1 - Funções de Onda

a) Modelo de Camadas

Nos cálculos do modelo de camadas foram utilizadas funções de onda do tipo oscilador harmônico com parâmetros de largura escolhidos de modo a reproduzir-se os raios quadráticos médios experimentais dos núcleos ^{14}N e ^6Li , medidos através de espalhamentos elásticos de elétrons [HH60]. Os estados fundamentais dos núcleos-alvo têm $j_i = 1$ e são caracterizados, em nosso modelo, como visto anteriormente, por um nêutron e um próton que ocupam as configurações do modelo de camadas com $j = 1/2$ para o ^{14}N e $j = 3/2$ para o ^6Li que se acoplam com seus caroços, ^{12}C e ^4He , originando $j_i = 1$. Os estados finais contêm os núcleos residuais, $^{13}\text{C}(j_f = 1/2)$ e $^5\text{He}(j_f = 3/2)$, respectivamente, tendo cada um destes núcleos um nêutron orbital fora de uma subcamada ou camada fechada.

No cálculo das distribuições de momentum foi compu-

tada a expressão (II.56):

$$|g'(\vec{k}_3)|^2 = \frac{1}{2j_i + 1} \sum_{m_f m_i} \sum_{\mu} |g_{m_f m_i}^{\prime \mu}(\vec{k}_3)|^2, \quad (\text{II.56})$$

sendo as funções $g_{m_f m_i}^{\prime \mu}(\vec{k}_3)$ (ver a expressão II.51) consideradas no modelo de camadas com acoplamento do tipo jj puro.

Na realização dos cálculos das polarizações efetivas foi computada a terceira componente da expressão (II.54):

$$P(\vec{k}_3) = \frac{\sum_{m_f m_i} (|g_{m_f m_i}^{\prime (+)}(\vec{k}_3)|^2 - |g_{m_f m_i}^{\prime (-)}(\vec{k}_3)|^2)}{\sum_{m_f m_i} \sum_{\mu} |g_{m_f m_i}^{\prime \mu}(\vec{k}_3)|^2}, \quad (\text{V.I})$$

por ser esta a componente (ortogonal ao plano de espalhamento) que contribue no processo.

Para mostrar a grande influência que a estrutura nuclear tem nos resultados, consideramos também os quatro casos extremos de acoplamento LS originando, da mesma forma que no caso anterior, $j_i = 1$:

- a) $L = 0, S = 1,$
- b) $L = 1, S = 1,$
- c) $L = 2, S = 1,$
- d) $L = 1, S = 0.$

As curvas das polarizações efetivas foram obtidas, neste caso, através da combinação das expressões (III.33)

$$P_{\text{ef}}(\vec{k}_3) = \frac{\sum_j |\gamma_j|^2 |g_j^{\prime}(\vec{k}_3)|^2 P_j(\vec{k}_3)}{\sum_j |\gamma_j|^2 |g_j^{\prime}(\vec{k}_3)|^2} \quad (\text{III.33})$$

e (III.45)

$$|\gamma_j|^2 = (2j+1)(2j_f+1)(2L+1)(2S+1) \left\{ \begin{matrix} 1/2 & \ell & j_f \\ 1/2 & \ell & j \\ S & L & j_i \end{matrix} \right\}^2, \quad (\text{III.45})$$

considerando-se misturas dos casos $j = 1/2$ e $j = 3/2$.

Adotando como aproximação $|g^{\ell+1/2}(\vec{k}_3)|^2 = \left(\frac{\ell+1}{\ell}\right) |g^{\ell-1/2}(\vec{k}_3)|^2$ (ver a discussão contida no Capítulo III), destas expressões resulta, para $\ell = 1$,

$$P_{ef} = \frac{(2 P_{3/2} + \eta P_{1/2})}{(2 + \eta)}, \quad (\text{V.2})$$

onde $\eta \equiv |\gamma_{1/2}|^2 / |\gamma_{3/2}|^2$. Combinando este resultado com a relação (III.17) temos

$$P_{ef} = \left(\frac{\eta - 1}{2 + \eta}\right) P_{1/2} \quad (\text{V.3})$$

$$= \begin{cases} -1/2 P_{1/2} = P_{3/2}, & \text{para } \eta = 0, \\ \text{Zero}, & \text{para } \eta = 1, \\ P_{1/2}, & \text{para } \eta = \infty. \end{cases}$$

Estes resultados indicam que P_{ef} terá o sinal de $P_{1/2}$ para $\eta > 1$ e o sinal oposto, o de $P_{3/2}$, no caso em que $\eta < 1$. Se $\eta = 1$, a polarização efetiva \bar{e} , em particular, nula. A tabela seguinte mostra os valores de $|\gamma_{1/2}|^2$, $|\gamma_{3/2}|^2$, e $\left(\frac{\eta-1}{2+\eta}\right)$ nos casos extremos do acoplamento LS considerados, para os processos $^{14}\text{N}(p,2p)^{13}\text{C}$ e $^6\text{Li}(p,2p)^5\text{He}$.

Tabela V.1 - Valores de $|\gamma_{1/2}|^2$, $|\gamma_{3/2}|^2$, e $(\frac{\eta-1}{2+\eta})$ nos casos extremos do acoplamento LS considerados, para o processo $^{14}\text{N}(p,2p)^{13}\text{C}$.

Casos	$ \gamma_{1/2} ^2$	$ \gamma_{3/2} ^2$	η	$(\frac{\eta-1}{2+\eta})$
L = 0 S = 1	0,04	0,30	0,13	-0,41
L = 1 S = 0	0,22	0,11	2,00	0,25
L = 1 S = 1	0,00	0,50	0,00	-0,50
L = 2 S = 1	0,74	0,09	8,22	0,70

Tabela V.2 - Valores de $|\gamma_{1/2}|^2$, $|\gamma_{3/2}|^2$, e $(\frac{\eta-1}{2+\eta})$ nos casos extremos do acoplamento LS considerados, para o processo $^6\text{Li}(p,2p)^5\text{He}$.

Casos	$ \gamma_{1/2} ^2$	$ \gamma_{3/2} ^2$	η	$(\frac{\eta-1}{2+\eta})$
L = 0 S = 1	0,30	0,37	0,81	-0,07
L = 1 S = 0	0,05	0,28	0,18	0,04
L = 1 S = 1	0,50	0,00	∞	1,00
L = 2 S = 1	0,09	0,07	1,28	0,08

b) Modelo de Agregados

No caso do modelo de agregados nucleares, para testar a sensibilidade do modelo em α (ver equação IV.4), o parâmetro α^2 do dêuteron foi variado entre os valores $\alpha^2=0,148 \text{ fm}^{-2}$ e $\alpha^2=0,312 \text{ fm}^{-2}$, incluindo-se aĩ o valor livre, $\alpha^2 = 0,171 \text{ fm}^{-2}$, pois, cálculos realizados [GCGG+71] confirmam evidências fortes para uma possível contração do dêuteron no núcleo. O valor $\alpha^2 = 0,148 \text{ fm}^{-2}$, que poderia representar uma correção por dilatação do dêuteron no núcleo, sō tem um significado formal. Para cada valor de α^2 , o parâmetro β^2 da função de onda do movimento relativo (ver equação IV.3) foi calculado de modo a reproduzir o raio de carga experimental da orbital 1p do prōton-alvo, no modelo de camadas, para o núcleo correspondente.

V.1.2 - Ondas Distorcidas

A avaliação dos efeitos de distorção foi realizada na Aproximação de Onda Distorcida WKB com um potencial $\bar{o}t$ ico nuclear do tipo poço quadrado, independente de spin- $\bar{o}r$ bita e com partes reais calculadas pelos autores das referências DS63 e JMST73 e JMST76. Uma forma mais realística para a parte radial do potencial $\bar{o}t$ ico nuclear seria, por exemplo, a de uma função do tipo Woods-Saxon. Neste trabalho, $\bar{o}n$ de sō enfatizados aspectos qualitativos de processos quase-livres escolhemos um potencial do tipo poço quadrado porque esta escolha simplifica em muito os cálculos. No cálculo das

partes reais dos potenciais óticos, V_j , (ver expressão II.41) os autores da referência DS63 expressaram os elementos da amplitude do espalhamento nêucleon-nêucleo a energias mēdias em termos de valores experimentais de deslocamentos de fase do espalhamento nêucleon-nêucleo e em função, ainda, das energias cinēticas T_j correspondentes, mantidas fixas. Como na geometria a) (vide Figura II.2) as energias cinēticas T_j ($j = 1, 2$) não são fixas consideramos, para efeito de cálculo, seus valores mēdios.

É conveniente introduzir os coeficientes

$$\xi_j = U_j/W_j, \quad j = 0, 1, 2,$$

que representam razões entre as partes reais e imaginárias dos potenciais óticos utilizados. Com os potenciais óticos expressos em função dos livre caminhos mēdios λ_j (ver a expressão II.45) e de ξ_j , as funções que simulam as distorções sofridas pelas funções de onda dos prôtons tomam a forma

$$D_j(\vec{r}) = \exp\left(-\frac{\ell_j}{2\lambda_j} (1 - i\xi_j)\right), \quad j = 0, 1, 2, \quad (V.4)$$

de modo que a distorção combinada dos três prôtons é então

$$D(\vec{r}) = \exp\left(-\sum_j \frac{\ell_j}{2\lambda_j} (1 - i\xi_j)\right), \quad j = 0, 1, 2. \quad (V.5)$$

Nos cálculos das partes imaginárias dos potenciais óticos, os diferentes W_j foram escolhidos, por questão de simplicidade, de modo a que todos os livre-caminhos-mēdios, $\lambda_j =$

$= \hbar^2 c^2 k_j / 2E_j W_j$ ($j = 0, 1, 2$), fossem iguais a $\lambda = 3,6$ fm. Uma escolha mais apropriada para os λ_j seria do tipo $\lambda_0 \neq \lambda_1 \neq \lambda_2$. Entretanto, como mostraram Teodoro [Te76] e Schneider [Sc78a], as funções polarização efetiva não são muito sensíveis a pequenas modificações das partes imaginárias dos potenciais óticos. Em vista disso uma escolha deste tipo não traria, no que se refere aos cálculos das polarizações efetivas, ganhos qualitativos apreciáveis. Isto não ocorre, entretanto, com os diferentes ξ_j de modo que foram adotadas escolhas, para estes coeficientes, mais compatíveis com as experiências (ver a Tabela V.4). Futuramente, quando experiências mais elaboradas forem realizadas, os parâmetros nestes cálculos terão que ser reconsiderados.

V.1.3 - Polarização Efetiva

Calculamos a polarização efetiva para as reações $^{14}\text{N}(p,2p)^{13}\text{C}$ e $^6\text{Li}(p,2p)^5\text{He}$, nas duas situações cinemáticas da Figura (II.2), para prótons incidentes com 320 MeV de energia. Em termos experimentais, a geometria a) é a mais simples. Isto porque os ângulos com que os prótons emergem do processo são mantidos fixos e é medida a distribuição parcial da energia disponível entre os prótons de modo que estas medidas podem ser realizadas simultaneamente. Na geometria b), como as energias das partículas envolvidas no processo sofrem variações desprezíveis esta geometria tem a vantagem que os resultados são menos dependentes das escolhas de variações dos potenciais óticos com as energias.

V.1.4 - Procedimento Computacional

No cálculo das distribuições de momentum e das polarizações efetivas foram elaborados programas de computador (a linguagem adotada nestes programas é o ALGOL), rodados no computador B6700 do Centro de Processamento de Dados da UFRGS, utilizando-se um procedimento de integração numérica tridimensional elaborado pela BURROUGHS (Triple Integral Procedure), baseado no método de Simpson modificado. Os dados que alimentam estes programas são (ver as Tabelas seguintes); raio de corte (valor superior de r , limite máximo de integração no espaço de configuração - o valor adotado é $r = 10$ fm); precisão ($= 0,1$); livres caminhos médios λ_0 , λ_1 e λ_2 (ver a expressão (II.45)); razões ξ_0 , ξ_1 e ξ_2 entre as partes reais e imaginárias U_0 , U_1 e U_2 e W_0 , W_1 e W_2 dos potenciais óticos associados às partículas 0, 1 e 2; largura L , do poço de potencial ótico; parâmetros de largura dos modelos de camadas, β^2 , e de agregados nucleares $\beta_{ef}^2 = 2\Lambda^2$ (ver a expressão (IV.14)); parâmetros a e b (ver as expressões (IV.15) e (IV.16)); k_3 , momentum linear do núcleo-alvo; θ_{k_3} , ângulo que \vec{k}_3 faz com a direção de incidência e, finalmente, os ângulos θ_1 e θ_2 com que os prótons emergem do processo. Alimentados por estes dados os programas realizam, inicialmente, o cálculo das trajetórias clássicas ℓ_0 , ℓ_1 e ℓ_2 (as integrais de linha das expressões (II.43) e (II.44)) e o cálculo da distorção (expressão (II.47)), para cada ponto genérico de colisão. Isto feito os programas completam os cálculos das integrais referentes às distribuições de momentum e às polari-

zações efetivas.

Nos cálculos consideramos, como citado anteriormente, as duas situações cinemáticas distintas da Figura (II.2) e escolhemos como energia cinética de incidência $T_0 = 320$ MeV. Na primeira, geometria a), denominada de geometria simétrica em ângulos, são fixados os ângulos $\theta_1 = -\theta_2 = 30^\circ$ - este valor corresponde a uma situação experimental típica - e é variada a partilha da energia disponível entre os prótons emergentes de modo que T_2 , em particular, varie entre 110 e 210 MeV. Como T_0 e E_S são fixos e $T_1 + T_2 = T_0 - E_S$, pode-se determinar T_1 para cada valor de T_2 . Além disso, usando-se as relações (II.9 e II.10), os valores correspondentes de momentum linear são, então, também determinados.

Na segunda situação, geometria b), denominada de geometria assimétrica em ângulos, o ângulo do próton 2, θ_2 , é essencialmente o único parâmetro variado. São fixadas as energias $T_0 = 320$ MeV, $T_2 = 80$ MeV e $T_1 = (240 - E)$ MeV para cada estado do núcleon-alvo. É fixado, também, o ângulo θ_1 , dependendo da energia de ligação, de forma a propiciar a situação para a qual $\vec{k}_3 = 0$. O ângulo θ_2 varia no plano de espalhamento de -80° a -40° ; neste intervalo estão contidos os valores de \vec{k}_3 correspondentes aos máximos de $|g'|^2$. Para encontrar o valor do ângulo θ_1 para o qual $\vec{k}_3 = 0$ ocorre, usamos as expressões (II.3), (II.7) e (II.12). Destas expressões resulta, se $\vec{k}_3 = 0$,

$$\theta_1 = \arcsin \left(\frac{T_1(T_0 + 2mc^2) + E_S(mc^2 + T_0 + T_1 - E_S/2)}{(\hbar c)^2 k_0 k_1} \right). \quad (V.6)$$

Neste caso

$$\theta_2 = \arccos \left(\frac{(T_0 - T_1)(T_0 + 2mc^2) + E_S(mc^2 + T_0 - T_1 - E_S/2)}{(\hbar c)^2 k_0 k_2} \right). \quad (V.7)$$

No caso geral em que $\vec{k}_3 \neq 0$, mantendo-se θ_1 fixo, obtemos

$$k_3 = (k_1 \sin \theta_1 + k_2 \sin \theta_2) / \sin \theta_{k_3}, \quad (V.8)$$

onde θ_{k_3} é dado por

$$\theta_{k_3} = \arctan \left((k_1 \sin \theta_1 + k_2 \sin \theta_2) / (k_1 \cos \theta_1 + k_2 \cos \theta_2 - k_0) \right). \quad (V.9)$$

São apresentadas ainda, nesta seção, tabelas contendo os valores calculados dos parâmetros utilizados na obtenção das curvas das distribuições de momentum e das polarizações efetivas. Algumas destas curvas são apresentadas, por sua vez, na seção seguintes juntamente com uma discussão destes resultados.

No cálculo dos parâmetros de largura β^2 (ver a expressão IV.3) do modelo de agregados foi computada a relação

$$\beta^2 = 7\alpha^2 / (4\alpha^2 \langle r_p^2 \rangle_{\text{exp}} - 3), \quad (V.10)$$

onde $\langle r_p^2 \rangle_{\text{exp}}$ representa o raio quadrático médio de carga experimental da orbital $1p$ do núcleo inicial dado por

$$\langle r_p^2 \rangle_{\text{exp}} = \frac{\int d^3r r^2 S(\vec{r})}{\int d^3r S(\vec{r})}. \quad (V.11)$$

A função $S(\vec{r})$ nesta expressão denota a densidade de carga do

núcleo inicial e \bar{e} é definida na forma (ver as equações IV.1, IV.3, IV.4):

$$S(\vec{r}) = \int d^3r \dots d^3r_{A-2} d^3R |\psi_i(\vec{r}, \vec{R})|^2 \quad (V.12)$$

ou ainda

$$S(\vec{r}) = N_i^2 \int d^3R |\phi(\vec{r}) \chi(\vec{R})|^2, \quad (V.13)$$

uma vez que as funções ϕ (caroço) são normalizadas. Integrando esta expressão e combinando-a com a expressão para $\langle r_p^2 \rangle_{\text{exp}}$ resulta a relação (V.10) entre β e α computada.

Tabela V.3 - Parâmetros de largura, β^2 , do modelo de camadas e largura L do poço de potencial ótico, associados aos núcleos ^{14}N e ^6Li . Nos cálculos destes valores foram utilizadas, respectivamente, as relações $\langle r^2 \rangle_{\text{exp}} = 2/7 \langle r_s^2 \rangle + 5/7 \langle r_p^2 \rangle$, $\langle r^2 \rangle_{\text{exp}} = 2/3 \langle r_s^2 \rangle + 1/3 \langle r_p^2 \rangle$ e $L = \sqrt{5/3 \langle r^2 \rangle_{\text{exp}}}$ onde $\langle r_s^2 \rangle$ e $\langle r_p^2 \rangle$ representam os raios quadráticos médios das orbitais $1s$ e $1p$ e $\langle r^2 \rangle_{\text{exp}}$ denota os raios quadráticos médios de carga experimentais dos núcleos iniciais, ^{14}N e ^6Li . Uma vez que, em ambos os casos, $\langle r_s^2 \rangle = 3/2 \beta^{-2}$ e $\langle r_p^2 \rangle = 5/2 \beta^{-2}$ resultam, então, os valores tabelados.

Núcleo-alvo	$\langle r^2 \rangle_{\text{exp}}$ (fm)	β^2 (fm ⁻²)	L (fm)
^6Li	2,56 [HH60]	0,279	3,75
^{14}N	2,45 [HH60]	0,369	3,16

Tabela V.4 - Parâmetros $\xi_j = U_j/W_j$ ($j = 0, 1, 2$) calculados, como função de T_0 , \bar{T}_1 e \bar{T}_2 (\bar{T}_1 e \bar{T}_2 representam valores médios entre 100 e 210 MeV) e T_0 , T_1 e T_2 por [DS63] e [JMST73, JMST76], para as geometrias adotadas neste trabalho.

Geometria a)		Geometria b)		
T_0 (MeV)	320	T_0 (MeV)	320 ${}^6\text{Li}$	320 ${}^{14}\text{N}$
\bar{T}_1 (MeV)	155	T_1 (MeV)	$240 - E_S$ $= 234,70$	$240 - E_S$ $= 226,38$
\bar{T}_2 (MeV)	155	T_2 (MeV)	80	80
$\xi_0(T_0)$	0,33	$\xi_0(T_0)$	0,33	0,33
$\xi_1(\bar{T}_1)$	1,11	$\xi_1(T_1)$	0,62	0,64
$\xi_2(\bar{T}_2)$	1,11	$\xi_2(T_2)$	2,67	2,67

Tabela V.5 - Parâmetros de largura e termos a e b (ver expressões IV.15 e IV.16) adotados neste trabalho para o processo $^{14}\text{N}(p,2p)^{13}\text{C}$.

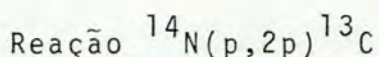
Reação $^{14}\text{N}(p,2p)^{13}\text{C}$			
$\langle r_D^2 \rangle^{1/2}$ (fm)	1,55	2,09	2,25
α^2 (fm ⁻²)	0,312	0,171	0,148
β^2 (fm ⁻²)	0,400	0,733	1,021
β_{ef}^2 (fm ⁻²)	0,353	0,356	0,385
a	1,697	0,288	-0,288
b (fm ⁻²)	-0,039	-0,121	-0,128

Tabela V.6 - Parâmetros de largura e termos a e b (ver expressões IV.15 e IV.16 adotados neste trabalho para o processo ${}^6\text{Li}(p,2p){}^5\text{He}$).

Reação ${}^6\text{Li}(p,2p){}^5\text{He}$			
$(\langle r_D^2 \rangle)^{1/2}$ (fm)	1,55	2,09	2,25
a^2 (fm ⁻²)	0,312	0,171	0,148
β^2 (fm ⁻²)	0,268	0,385	0,452
β_{ef}^2 (fm ⁻²)	0,289	0,257	0,260
a	2,195	1,041	0,691
b (fm ⁻²)	0,020	-0,070	-0,083

V.2 - RESULTADOS E DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

Os resultados dos cálculos das distribuições de momentum e das polarizações efetivas, para os processos $^{14}\text{N}(p,2p)^{13}\text{C}$ e $^6\text{Li}(p,2p)^5\text{He}$, nas duas situações cinemáticas da Figura II.2, considerando-se os parâmetros especificados na seção anterior ((geometria a): $T_0 = 320$ MeV; $\theta_1 = -\theta_2 = 30^\circ$ - geometria b): $T_0 = 320$ MeV; $\theta_1 = 27,90^\circ$ (reação $^{14}\text{N}(p,2p)^{13}\text{C}$), $\theta_1 = 28,03^\circ$ (reação $^6\text{Li}(p,2p)^5\text{He}$); $T_2 = 80$ MeV)) são apresentados nas figuras que seguem neste Capítulo. Estes mesmos resultados, tabulados, são apresentados ainda no Apêndice B. Além destes, foram realizados, também, cálculos das distribuições de momentum e das polarizações efetivas levando-se em conta outras combinações de valores daqueles parâmetros ((geometria a): $T_0 = 320$ MeV, 200 MeV; $\theta_1 = -\theta_2 = 30^\circ, 35^\circ, 40^\circ$ - (geometria b): $T_0 = 200$ MeV; $\theta_1 = 37,50^\circ$ (reação $^{14}\text{N}(p,2p)^{13}\text{C}$), $\theta_1 = 37,73^\circ$ (reação $^6\text{Li}(p,2p)^5\text{He}$); $T_2 = 80$ MeV). Estes resultados não foram incluídos no texto por não apresentarem diferenças qualitativas significativas quando comparados com os resultados aqui discutidos; estão, entretanto, à disposição se experiências nestas geometrias forem realizadas.



A Figura V.1 mostra os resultados dos cálculos das distribuições de momentum distorcidas, para o processo $^{14}\text{N}(p,2p)^{13}\text{C}$, correspondentes aos parâmetros especificados na seção V.1. O eixo das ordenadas identifica, nesta figura, a grandeza $|g'|^2$,

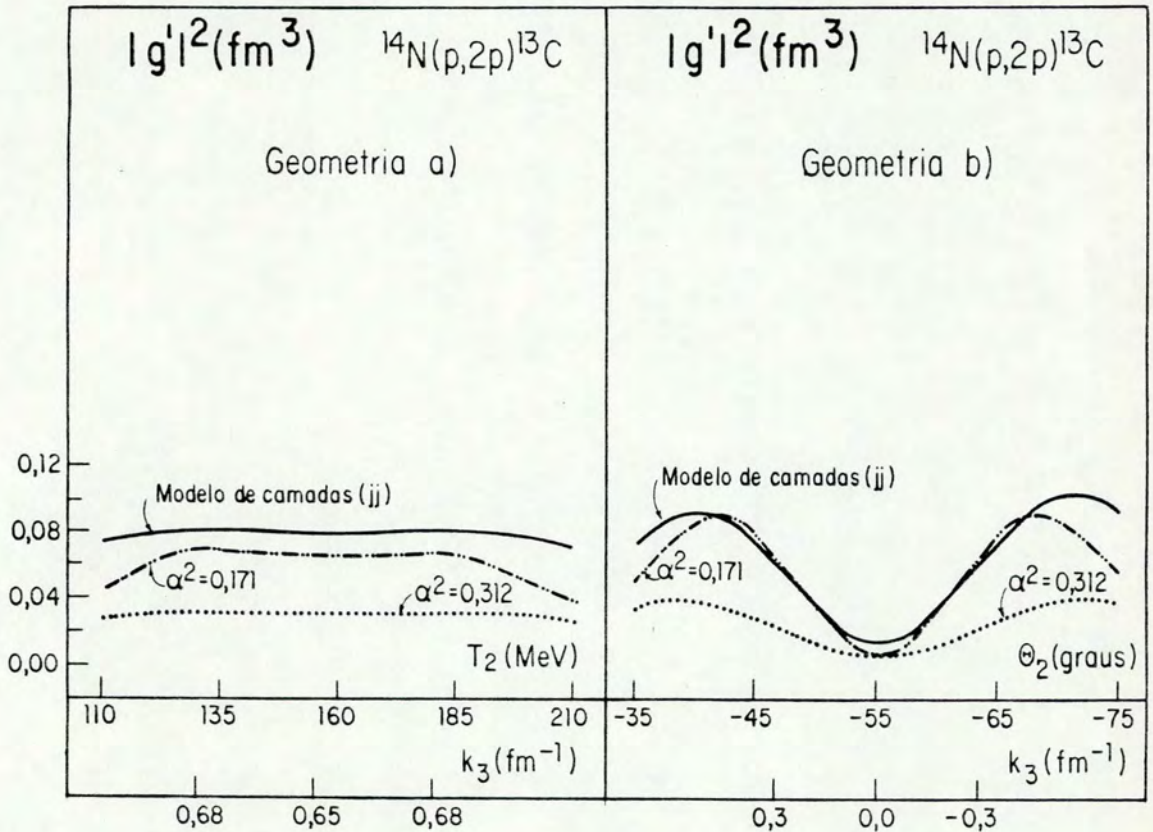


Figura V.1 - Distribuições de momento calculadas para o processo $^{14}\text{N}(p,2p)^{13}\text{C}$ nas duas situações cinemáticas da Figura II.2. Em cada figura a linha cheia corresponde ao modelo de camadas com acoplamento do tipo jj ; as demais linhas correspondem ao modelo de agregados nucleares.

medida em fm^3 . O eixo superior das abcissas se refere, na geometria a), à energia cinética T_2 , medida em MeV e, na geometria b), ao ângulo θ_2 , medido em graus, de um dos prótons emergentes do processo. A figura apresenta também um eixo inferior das abcissas onde são indicados valores correspondentes de momentum linear do próton-alvo, k_3 , medido em fm^{-1} . Os valores positivos e negativos de k_3 correspondem, em ambas as geometrias, aos sinais positivos e negativos do produto escalar $\vec{k}_3 \cdot \vec{k}_0$. Na geometria a), como mostra a Figura V.2, \vec{k}_3 varia em todos os quadrantes possíveis determinados pela relação $\vec{k}_3 = \vec{k}_1 + \vec{k}_2 - \vec{k}_0$, no plano de espalhamento. Fixados \vec{k}_0 , θ_1 e θ_2 , k_3 é positivo no primeiro ($\theta_{k_3} > 0$) e quarto ($\theta_{k_3} < 0$) quadrantes e negativo no segundo ($\theta_{k_3} < 0$) e terceiro ($\theta_{k_3} > 0$) quadrantes. Os valores considerados nos cálculos se referem ao primeiro e ao quarto quadrantes. Na geometria b), como a orientação de \vec{k}_3 varia lentamente no espaço (ver a Figura V.3) à medida em que o ângulo θ_2 varia, os valores de \vec{k}_3 são aproximadamente tangenciais ao segmento de círculo subtendido por \vec{k}_2 . Nesta geometria, fixados \vec{k}_0 , \vec{k}_1 e θ_1 , k_3 é positivo no primeiro quadrante e negativo no terceiro quadrante ($\theta_{k_3} > 0$ em ambos os quadrantes).

Os resultados mostram que as formas das distribuições de momentum distorcidas são semelhantes para os diferentes modelos escolhidos e que as suas magnitudes relativas dependem sensivelmente da escolha de parâmetros ajustáveis. As formas destas funções são também qualitativamente semelhantes às das distribuições de momentum não-distorcidas $|g|^2$ (não mostradas na figura), exceto no que se refere à assimetria

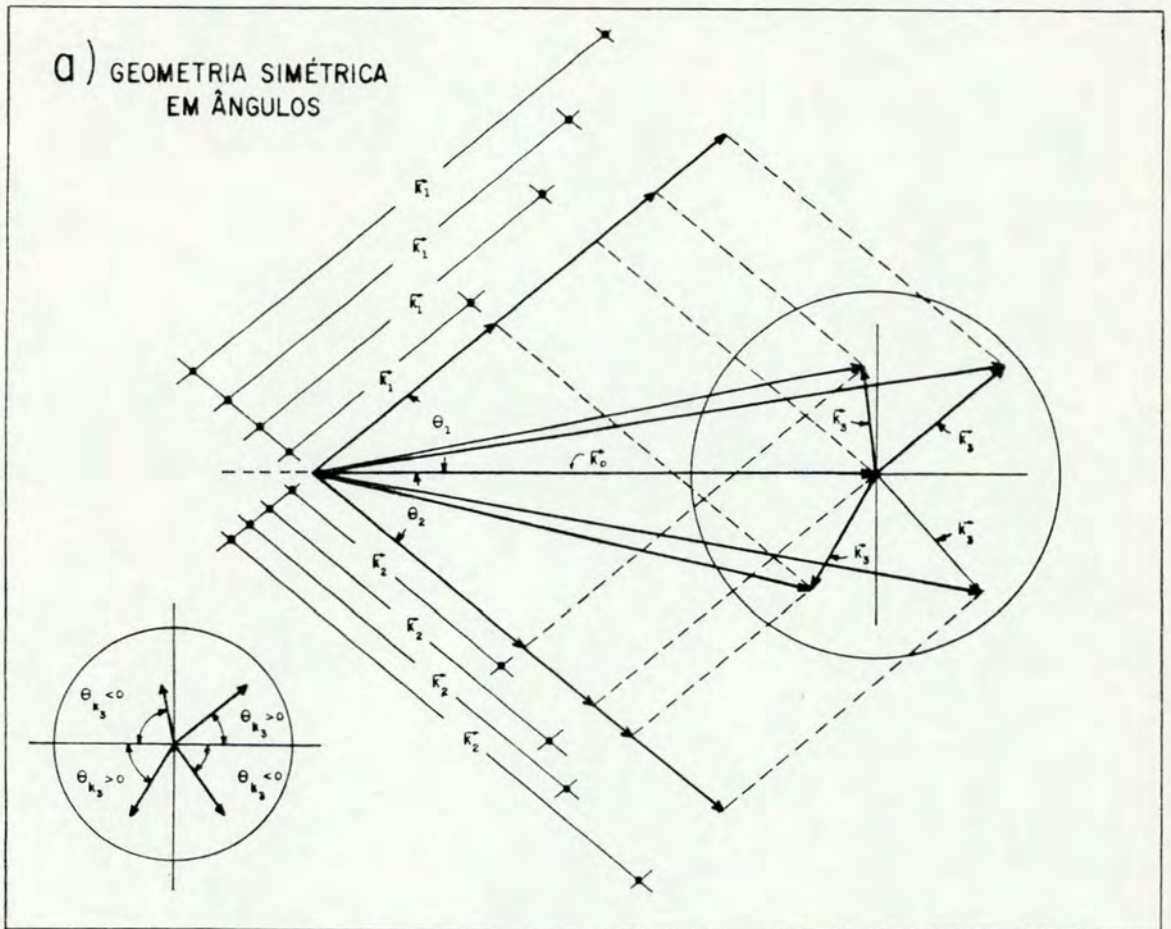


Figura V.2 - Geometria a), Geometria Simétrica em Ângulos. Nesta geometria \vec{k}_3 varia em todos os quadrantes possíveis determinados pela relação $\vec{k}_3 = \vec{k}_1 + \vec{k}_2 - \vec{k}_0$, no plano de espalhamento. Como mostra a figura, fixados \vec{k}_0 , θ_1 e θ_2 , k_3 é positivo no primeiro ($\theta_{k_3} > 0$) e quarto ($\theta_{k_3} < 0$) quadrantes e negativo no segundo ($\theta_{k_3} < 0$) e terceiro ($\theta_{k_3} > 0$) quadrantes.

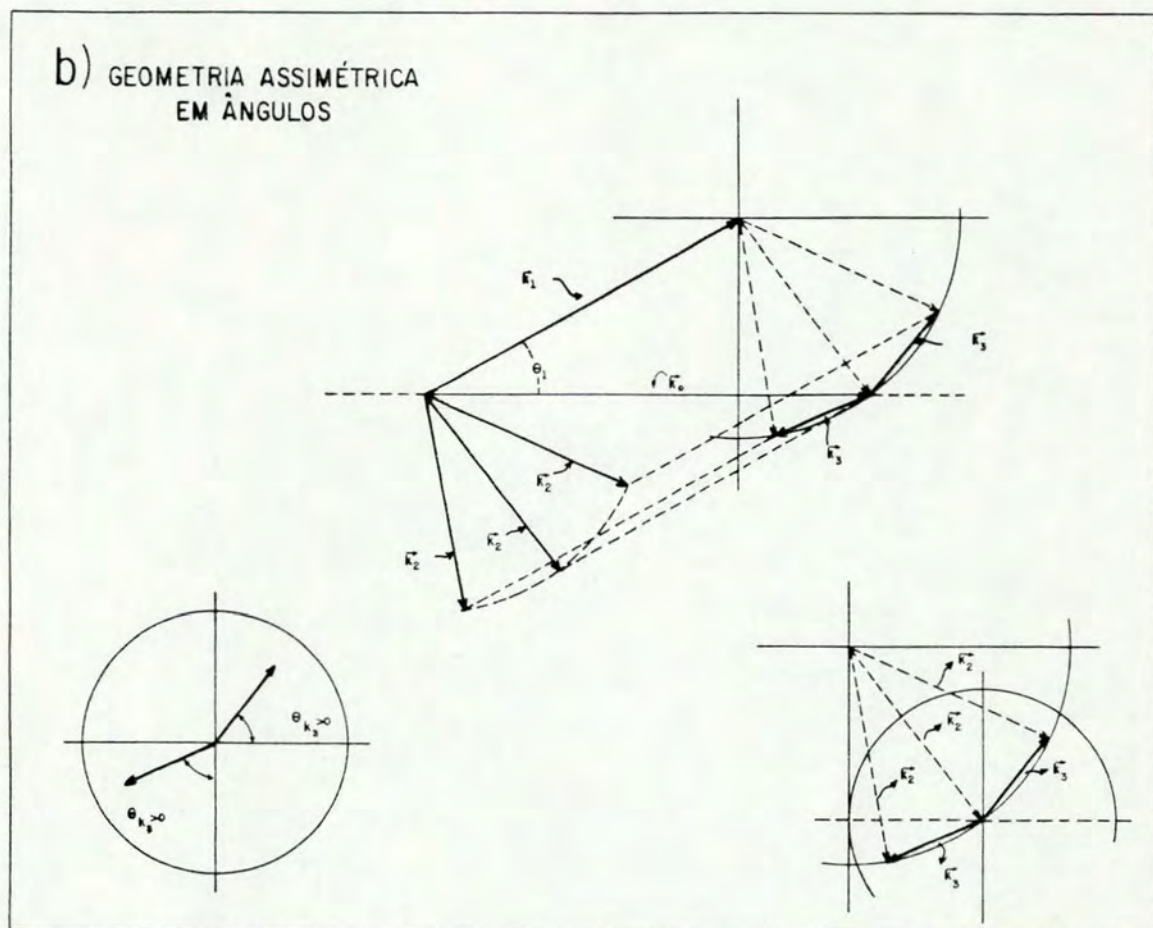


Figura V.3 - Geometria b), Geometria Assimétrica em Ângulos. Nesta geometria, como a orientação de \vec{k}_3 varia lentamente no espaço à medida em que o ângulo θ_2 varia, os valores de \vec{k}_3 são aproximadamente tangenciais ao segmento de círculo subtendido por \vec{k}_2 . Como mostra a figura, fixados \vec{k}_0 , \vec{k}_1 e θ_1 , k_3 é positivo no primeiro e negativo no terceiro quadrantes ($\theta_{k_3} > 0$ em ambos os quadrantes).

em relação ao eixo $|g'|^2$. As curvas da Figura V.1 têm, na situação assimétrica em ângulos, regiões de mínima em $k=0$. Este resultado é facilmente explicável, tanto no contexto do modelo de camadas como no contexto do modelo de agregados nucleares considerado como se verá a seguir. Caso não houvesse distorção, a integral de superposição entre as funções de onda dos núcleos inicial e final seria dada por (ver expressão II.51 com $D(\vec{r}) = 1$)

$$g_{fi}^{\mu}(\vec{k}) = (2\pi)^{-3/2} \int d^3r e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}} g_{fi}^{\mu}(\vec{r}) ,$$

onde $g_{fi}^{\mu}(\vec{r})$ é

$$g_{fi}^{\mu}(\vec{r}) = \int d^3r_1 \dots d^3r_{A-1} \psi_f^*(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_{A-1}) \psi_i(\vec{r} \vec{r}_1 \dots \vec{r}_{A-1}) .$$

Levando em conta os momentos angulares orbitais dos núcleos inicial e final, ℓ_i e ℓ_f , tem-se, da invariância frente a rotações, que $g_{fi}^{\mu}(\vec{r})$ é, de maneira geral, proporcional ao harmônico esférico $Y_{\ell}(\theta, \phi)$ onde $\vec{\ell}_i = \vec{\ell}_f + \vec{\ell}$. Portanto [BBJ62, Ja64], no caso de momentum linear transferido igual a zero, isto é, se $\vec{k} = 0$,

$$g_{fi}^{\mu}(0) = (2\pi)^{-3/2} \int d^3r g_{fi}^{\mu}(\vec{r}) ,$$

$$\sim \int d\Omega Y_{\ell 0}(\theta, \phi) = \delta_{\ell 0} .$$

Desta forma, sempre ocorrerá um mínimo na distribuição de momentum para uma transferência de momentum linear nula exceto no caso em que a integral de superposição corresponde a um es

tado com $\ell = 0$ (estado S). Classicamente, isto corresponde ao fato de que somente prótons com momentum angular nulo podem ter momentum linear nulo no núcleo. Para funções de onda com momenta angulares ímpares, suas paridades, ímpares, representam ainda uma outra razão, sem correspondência clássica, para que a distribuição de momentum se anule quando $\vec{k} = 0$. Isto, que se refere mais precisamente aos nossos resultados das distribuições de momentum, pode ser entendido na forma que segue.

Se os estados nucleares inicial e final têm paridades opostas, invariança frente a reflexão espacial implica em que $g_{fi}^{\mu}(\vec{r})$ tenha paridade negativa de forma que

$$g_{fi}^{\mu}(0) = (2\pi)^{-3/2} \int d^3r g_{fi}^{\mu}(\vec{r})$$

$$= \text{Zero.}$$

Conseqüentemente, deve ocorrer um mínimo na distribuição de momentum não distorcida para $k = 0$. A inclusão dos espalhamentos múltiplos e de spins nesta argumentação não altera substancialmente, no que se refere aos aspectos qualitativos, estas considerações. Estas são, também, completamente independentes de modelo. Por isto, as distorções têm uma tendência maior de preencher os mínimos das distribuições de momentum associadas a momenta angulares pares diferentes de zero em comparação a distribuições de momentum associadas a momenta angulares ímpares, para $\vec{k} = 0$.

No que se refere, em particular, ao modelo de camadas, como os prótons são ejetados, no caso considerado, de uma camada com $\ell = 1$, as curvas das distribuições de momentum

distorcidas representam densidades de probabilidade características, no espaço de momentum, de estado p (o estado $1p_{1/2}$ de ^{14}N) com paridade $(-1)^\ell$ negativa.

No contexto do modelo de agregados nucleares estes resultados se devem, também, à estrutura peculiar das funções de onda consideradas, como citado anteriormente no Capítulo IV. O estado inicial tem, neste modelo, $\ell_i = 0$ enquanto que o estado final tem $\ell_f = 1$. Só há uma possibilidade de ser gerado, neste caso, este valor de momentum angular final: é pela transferência, no processo de arrancamento de um próton, de momentum angular orbital $\Delta\ell = 1$. Assim, a paridade relativa da integral de superposição é também negativa e sua forma é equivalente àquela associada a um estado com configuração do tipo $1p$. A assimetria das curvas correspondentes à geometria b) em relação ao eixo $k_3 = 0$, por outro lado, ocorre porque a distorção é diferente para $k_3 > 0$ e $k_3 < 0$ (o caso $E_1 = E_2$, em particular, originaria curvas simétricas em torno deste eixo (ver a discussão contida no início da seção III.1). As curvas, na situação simétrica em ângulos, são aproximadamente planas porque a escolha dos ângulos, $\theta_1 = -\theta_2 = 30^\circ$, para efeito de cálculo, não permite que se varra valores muito próximos a zero de k_3 , como é visível na Figura V.1. Vale lembrar que não relativisticamente, para o processo livre de espalhamento de dois prótons, $\theta_1 + |\theta_2| = 90^\circ$; relativisticamente, para um processo quase-livre, $\theta_1 + |\theta_2| \sim 90^\circ$ implicaria em $\vec{k}_3 \sim 0$. Cálculos realizados com outras escolhas de ângulos, por exemplo $\theta_1 = -\theta_2 = 35^\circ$ e 40° , e a outras energias, são compatíveis com os resultados da Figura V.1.

A intensidade das distribuições de momentum depende da forma e dos valores dos parâmetros do potencial ótico escolhido. Estes parâmetros têm, como se sabe, incertezas apreciáveis. Este fato, combinado com a semelhança na forma das distribuições de momentum distorcidas para diferentes modelos de funções de onda faz com que estas distribuições, que são as quantidades medidas em experiências realizadas com prótons não polarizados, não sejam grandezas apropriadas para a detecção de estruturas de agregados no núcleo. Como se verá a seguir, a situação é muito mais favorável no caso das funções de polarização efetiva. Inicialmente são considerados alguns exemplos de núcleos com acoplamentos dos tipos jj e LS e após o caso do modelo de agregados nucleares.

A Figura V.4 apresenta curvas de polarizações efetivas, calculadas para o processo $^{14}\text{N}(p,2p)^{13}\text{C}$, considerando-se o modelo de camadas com acoplamentos do tipo jj e com acoplamentos do tipo LS , originando o momentum angular total do núcleo inicial, $j_i = 1$. Evidentemente, em especial no que se refere à geometria b), são esperados valores apreciáveis de polarização efetiva. Na figura aparecem os casos extremos $L=0 S=1$, $L=1 S=1$ e $L=2 S=1$. O caso $L=1 S=0$ (não mostrado na figura) tem o mesmo sinal do modelo de camadas com acoplamento do tipo jj .

Os resultados obtidos no caso do modelo de camadas com acoplamentos do tipo jj podem ser interpretados na forma já apresentada na seção III.1 (ver as discussões contidas nas referências JMST73 e JMST76), considerando um processo quase-livre assimétrico de arrancamento de um próton do estado com

$\ell-1/2$ (o estado $1p_{1/2}$ do ^{14}N) e a Figura III.1. Selecionando-se dois valores de momentum possíveis, \vec{k}_3 e $-\vec{k}_3$ (ver a Figura III.1) vimos que $\vec{\ell}$ é, classicamente, no que se refere a \vec{k}_3 , ortogonal ao plano da página e tem o sentido horário (para fora) enquanto que para $-\vec{k}_3$, $\vec{\ell}$ tem o sentido oposto. O próton tem, quando com momentum angular orbital $\vec{\ell}$, devido à interação spin-órbita, no estado $\ell-1/2$, momentum angular orbital e spin com sinais opostos. Como resultado combinado da contribuição predominante do lado direito do núcleo à seção de choque quase-livre e da interação spin-órbita serão selecionados, neste caso, prótons com uma orientação bem definida de momentum angular orbital (ortogonal ao plano de página) e de spin. A polarização efetiva resulta, assim, da combinação do acoplamento spin-órbita e de efeitos de distorção na geometria assimétrica selecionada. É, desta forma, uma espécie de medida da intensidade da interação spin-órbita. No que se refere à geometria b), em particular, a polarização efetiva não é simétrica em torno do eixo P_{ef} porque a distorção é, do mesmo modo que no caso anterior, diferente para $k_3 > 0$ e para $k_3 < 0$. Quanto ao sinal de P_{ef} , uma vez que para um dado valor de $\vec{\ell}$ só há duas orientações possíveis do spin \vec{s} , P_{ef} é definida positiva quando s tiver o sentido horário e negativa no caso oposto. Quando $k_3 > 0$, $\vec{\ell}$ tem o sentido horário e a polarização efetiva é negativa para o estado $j = \ell - 1/2$. Se $k_3 < 0$, $\vec{\ell}$ tem o sentido anti-horário e a polarização efetiva é positiva para este estado.

Consideremos agora os resultados obtidos no caso do modelo de camadas com acoplamento do tipo LS. Com se perce-

be dos resultados (ver a Figura V.4), no caso $L = 2 \quad S = 1$, P_{ef} tem o mesmo sinal do modelo de camadas enquanto que nos casos $L = 0 \quad S = 1$ e $L = 1 \quad S = 1$, P_{ef} tem o sinal oposto. Além disso, os resultados também mostram que as amplitudes de P_{ef} nos casos $L = 0 \quad S = 1$ e $L = 1 \quad S = 1$ são muito semelhantes. O mesmo ocorre entre as amplitudes de P_{ef} no caso $L = 2 \quad S = 1$ e no modelo de camadas com acoplamento jj . No caso $L = 1 \quad S = 0$, não mostrado na figura, P_{ef} tem o mesmo sinal que no modelo de camadas e $1/4$ de sua amplitude em qualquer ponto.

Como já citado, as curvas de P_{ef} , nos casos extremos do acoplamento LS considerados, foram obtidos através da combinação das expressões (III.33), para P_{ef} , e (III.45), para $|\gamma_j|^2$. Esta última resulta, através da mudança de representações expressa na relação (III.42), de misturas dos estados $1p_{1/2}$ e $1p_{3/2}$. A polarização efetiva assim obtida é então uma combinação das polarizações efetivas destes estados. O estado inicial tem, no modelo de camadas com acoplamento do tipo jj , um próton e um nêutron nos estados $1p_{1/2}$, ambos com momentum angular orbital e spin antiparalelos. Consideraremos, a seguir, alguns detalhes específicos destes resultados em uma análise predominantemente qualitativa, para mostrar porque este tipo de medidas pode ser muito útil na avaliação de correlações de spins e momenta angulares orbitais dos núcleons no núcleo. Estes resultados podem ser compreendidos da forma que segue.

Caso $L = 0 \quad S = 1$

Neste caso, como o núcleo inicial está em um estado

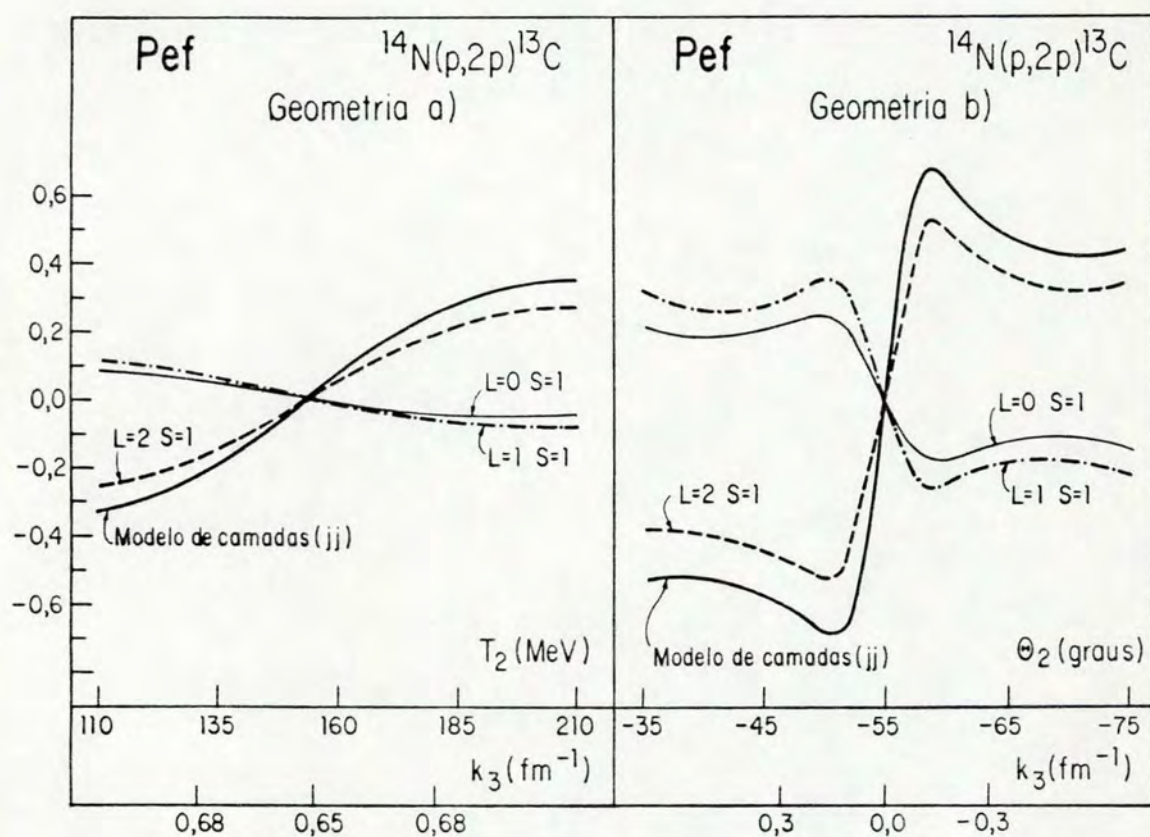


Figura V.4 - Polarizações efetivas calculadas para o processo $^{14}\text{N}(p,2p)^{13}\text{C}$ nas duas situações cinemáticas da Figura II.2. Em cada figura a linha cheia mais grossa corresponde ao modelo de camadas com acoplamento do tipo jj ; as demais linhas correspondem aos casos do modelo de camadas com acoplamento do tipo LS em que $L=0 S=1$, $L=1 S=1$ e $L=2 S=1$.

com $L = 0$, os momentos angulares orbitais do próton e do nêutron estão antialinhados enquanto que seus spins estão alinhados ($S = 1$). O estado final tem um nêutron remanescente no estado $1p_{1/2}$ com momento angular orbital e spin antiparalelos. Esta anti-correlação determina, por sua vez, na integral de superposição, uma tendência às correlações de spins e de momentos angulares orbitais do próton e do nêutron no estado inicial. Isto significa que, no modelo de camadas com acoplamento LS o próton-alvo tem uma correlação interna de momento angular orbital e de spin com uma tendência a estarem alinhados. O nêutron do estado inicial tem a tendência oposta e que é idêntica à do nêutron do estado final. Isto explicaria o sinal de P_{ef} , oposto ao do estado fundamental do modelo de camadas com acoplamento jj e que corresponde, neste caso, ao estado $1p_{1/2}$. P_{ef} tem, portanto, sinal idêntico à polarização efetiva do estado excitado $1p_{3/2}$ mas amplitude distinta deste. A diferença nas amplitudes das polarizações efetivas ocorre porque há uma contribuição não nula do estado $1p_{1/2}$ (cerca de 12%) na avaliação de P_{ef} pois que este estado satisfaz as regras de seleção impostas na mudança de representação expressa na relação (III.42).

Caso $L = 1 \quad S = 1$

Este estado é particularmente interessante porque envolve uma correlação de momentos angulares orbitais do tipo $\vec{l} + \vec{l} = \vec{l}$ no estado inicial. Neste caso, o próton-alvo tem, devido às correlações consideradas nos estados inicial e fi-

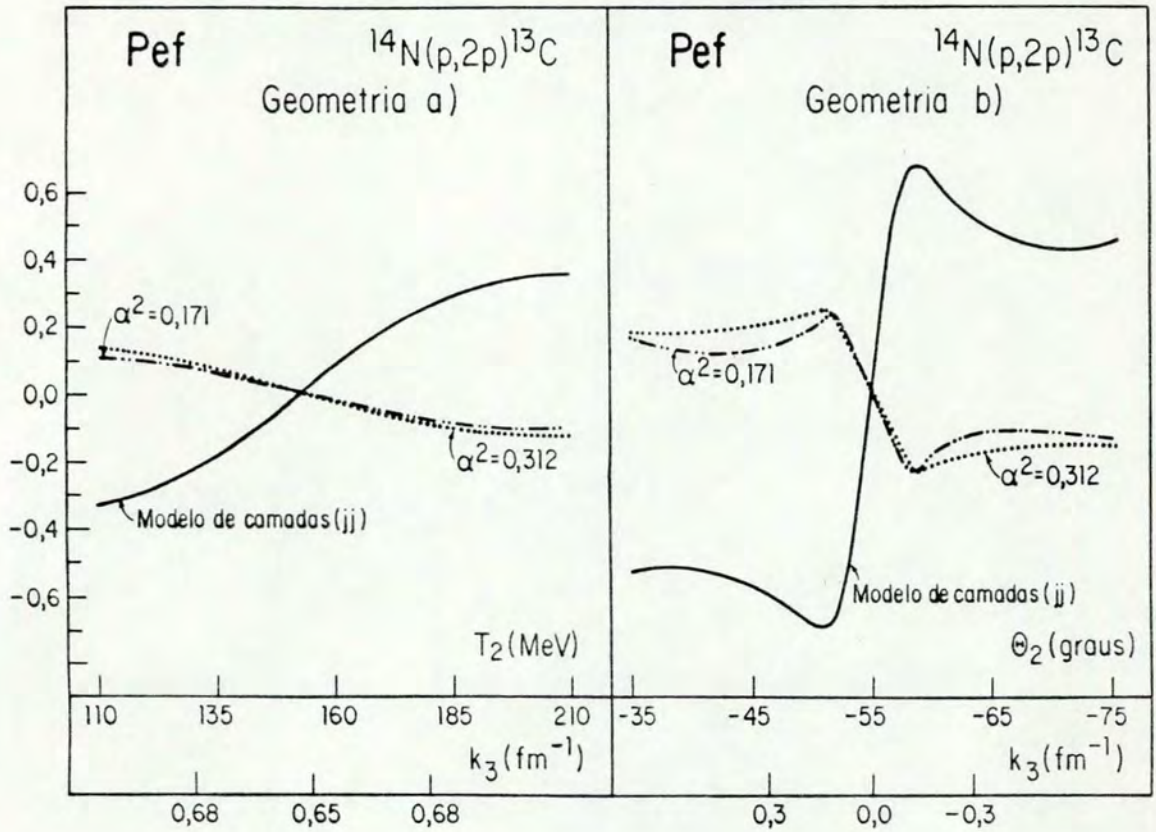


Figura V.5 - Polarizações efetivas calculadas para o processo $^{14}\text{N}(p,2p)^{13}\text{C}$ nas duas situações cinemáticas da Figura II.2. Em cada figura a linha cheia corresponde ao modelo de camadas com acoplamento do tipo jj; as demais linhas correspondem ao modelo de agregados nucleares.

ca assimétrica selecionada. No modelo de agregados as funções de onda do dêuteron, interna e do centro de massa, representam estados com $\ell = 0$. Entretanto, como a função de onda de spin do dêuteron representa um estado com $S = 1$, o spin do próton arrancado é paralelo ao spin do nêutron de valência remanescente. Este nêutron tem momentum linear com tendência a se opor ao do próton arrancado porque ambos os momentos estão anticorrelacionados no dêuteron. Usando os argumentos de distorção apresentados no Capítulo III, mas aplicados agora ao núcleo final, chegaremos à conclusão de que o nêutron remanescente é efetivamente polarizado, mas opostamente ao próton arrancado no modelo de camadas, devido ao seu momentum linear oposto. Esta polarização é transmitida ao próton arrancado devido à correlação mencionada, $S = 1$, o que explica a diferença em sinal da polarização efetiva do próton arrancado nos dois modelos.

A diferença em intensidade é causada pelo fato de que, no modelo de agregados utilizado, o momentum linear do nêutron de valência remanescente não é exatamente oposto ao momentum linear do próton arrancado mas é degradado, em direção, pelo movimento do centro de massa do dêuteron.

A pouca sensibilidade da polarização efetiva em função dos parâmetros α^2 utilizados por ser compreendida da maneira que segue. A polarização efetiva é definida em termos de razões entre distribuições de momentum de um mesmo estado, mas com diferentes projeções de spin, do núcleon ejetado. Desta forma, fatores multiplicativos que possam intensificar ou reduzir as intensidades das distorções e das funções de onda

e, como consequência, das distribuições de momentum, tendem a cancelar-se nos cálculos das polarizações efetivas. Isto não ocorre, por exemplo, entre razões das seções de choque de dois estados diferentes de partícula-única. Uma vez que há duas vezes mais prótons no estado com $j = 3/2$ do que no estado com $j = 1/2$ de um mesmo núcleo leve, poder-se-ia esperar, em particular, que a razão entre as seções de choque destes estados, no caso em que a distorção é independente de spin, fosse igual a 2. Isto não ocorre porque, como o estado $j = 1/2$ é menos ligado do que o estado $j = 3/2$, a cauda exponencial da função de onda deste estado é mais extensa na superfície do núcleo e a localização da reação quase-livre na superfície nuclear favorece este estado em detrimento ao estado com $j = 3/2$. A polarização efetiva, por outro lado, é definida em termos da razão entre distribuições de momentum de um mesmo estado, considerando-se duas direções possíveis de spin.

Nota-se ainda das Figuras V.4 e V.5 que os resultados de polarização efetiva nos modelos de agregados são muito similares àqueles obtidos no modelo de camadas com acoplamento LS nos casos $L = 0 \quad S = 1$ e $L = 1 \quad S = 1$ mas diferem significativamente dos casos $L = 1 \quad S = 0$ e $L = 2 \quad S = 1$. A estrutura dos casos $L = 0 \quad S = 1$ é, em particular, muito similar àquela correspondente ao modelo de agregados nucleares considerado. Por isto não deve causar surpresa excessiva a semelhança na forma e na amplitude das curvas obtidas nestes dois casos. Este modelo não tem, entretanto, na comparação com os demais casos do acoplamento LS, pontos de similaridade e/ou discrepância visíveis o bastante para compreender uma inter-

pretação segura de suas diferenças e/ou semelhanças.

Reação ${}^6\text{Li}(p,2p){}^5\text{He}$

Nas Figuras (V.6) (V.7) e (V.8) são apresentadas curvas das distribuições de momentum distorcidas e polarizações efetivas calculadas para o processo ${}^6\text{Li}(p,2p){}^5\text{He}$. A interpretação destes resultados é muito similar àquela apresentada no caso anterior. A Figura V.6 mostra, em particular, que há uma inversão na seqüência das curvas das distribuições de momentum. Estas (ver as Tabelas V.5 e V.6) são muito sensíveis aos valores dos parâmetros β_{ef}^2 e β^2 estando ordenadas segundo valores crescentes destas grandezas. A sensibilidade destas curvas aos parâmetros a e b (ver as Tabelas V.5 e V.6) é também significativa mas não o bastante para alterar esta seqüência.

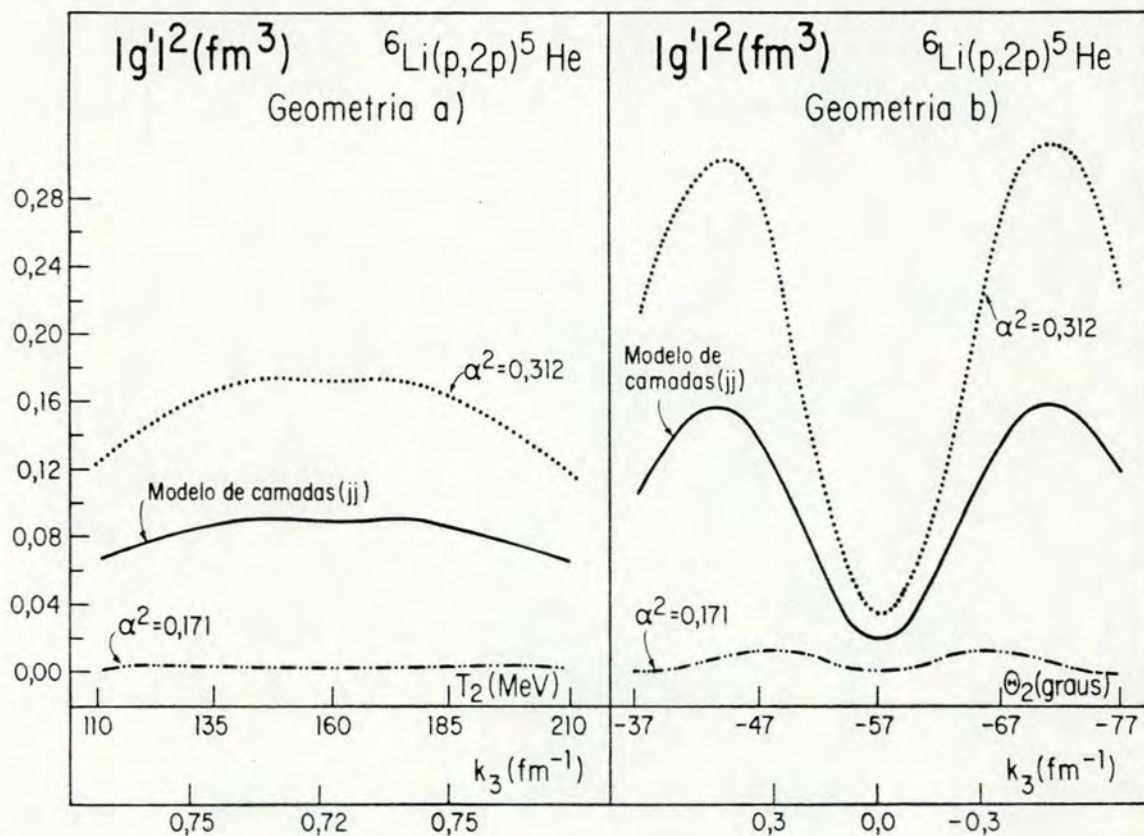


Figura V.6 - Distribuições de momentum calculadas para o processo ${}^6\text{Li}(p,2p){}^5\text{He}$ nas duas situações cinemáticas da Figura II.2. Em cada figura a linha cheia corresponde ao modelo de camadas com acoplamento do tipo jj; as demais linhas correspondem ao modelo de agregados nucleares.

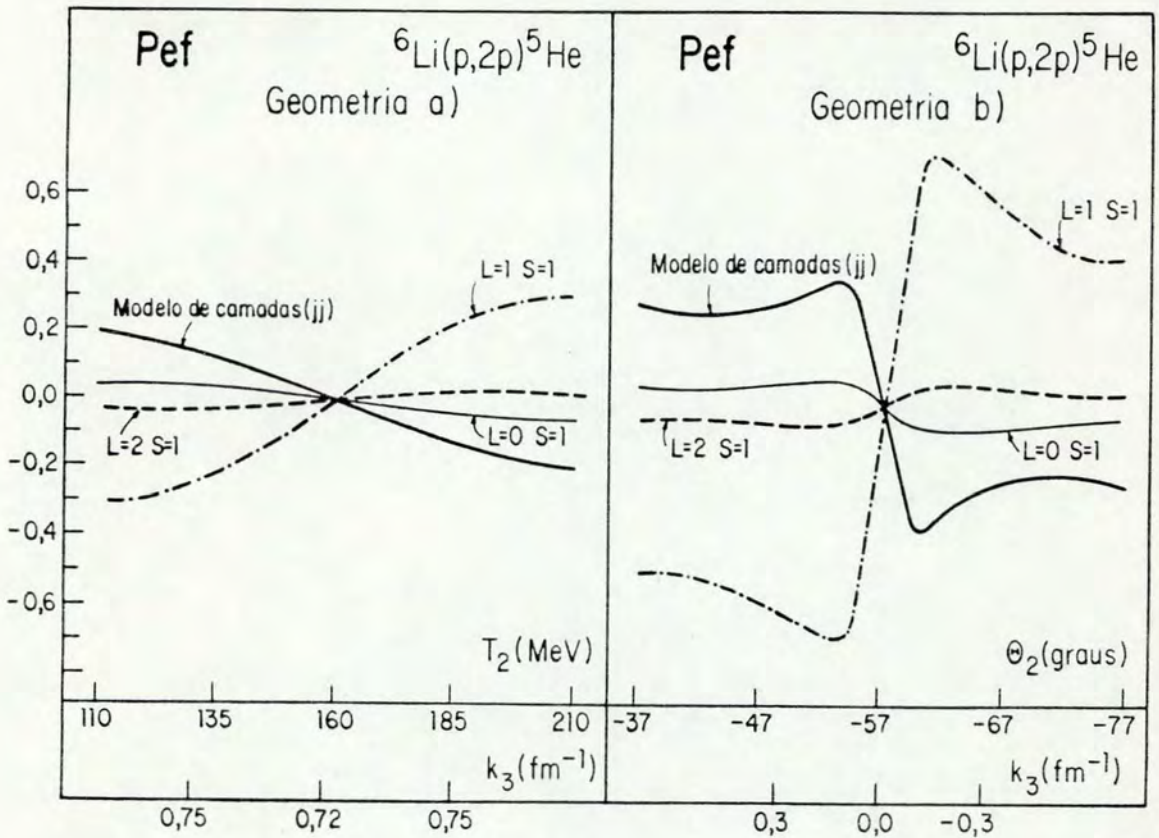


Figura V.7 - Polarizações efetivas calculadas para o processo ${}^6\text{Li}(p,2p){}^5\text{He}$ nas duas situações cinemáticas da Figura II.2. Em cada figura a linha cheia mais grossa corresponde ao modelo de camadas com acoplamento do tipo jj; as demais linhas correspondem aos casos do modelo de camadas com acoplamento do tipo LS em que $L=0$ $S=1$, $L=1$ $S=1$ e $L=2$ $S=1$.

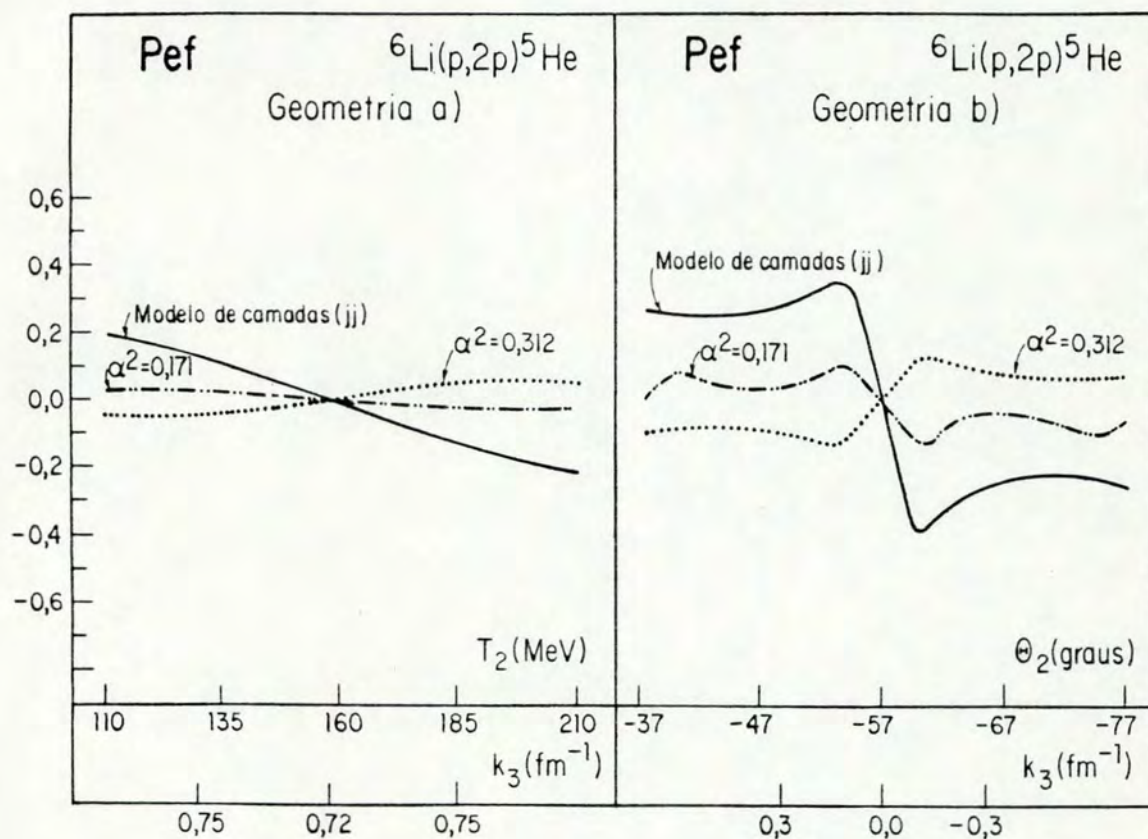


Figura V.8 - Polarizações efetivas calculadas para o processo ${}^6\text{Li}(p,2p){}^5\text{He}$ nas duas situações cinemáticas da Figura II.2. Em cada figura a linha cheia corresponde ao modelo de camadas com acoplamento do tipo jj; as demais linhas correspondem ao modelo de agregados nucleares.

CONCLUSÃO

CONCLUSÃO

Três décadas de estudos em processos quase-livres, a partir de sua identificação, demonstraram a validade, em condições apropriadas, de sua descrição através da Aproximação de Impulso com Ondas Distorcidas (DWIA). Um processo quase-livre é, como visto, um meio "natural" de se investigar a estrutura de um núcleo, suas propriedades de partícula-única e os efeitos do meio circundante nos núcleons individuais. Em vários casos, a validade do modelo de camadas, incluindo-se os efeitos do acoplamento spin-órbita, tem sido diretamente verificada e parâmetros relevantes foram determinados. A aproximação de Impulso, na qual se supõe que os núcleons livres e ligados tem a mesma estrutura de curto alcance, tem se mostrado bastante aceitável. É interessante observar que espalhamentos profundamente inelásticos (deep inelastic scatterings) contêm essencialmente a mesma idéia, em uma escala de distâncias menor correspondendo, isto, a transferências de momentum mais altas e onde os quarks ocupam o papel dos núcleons em nosso caso.

Nesta tese foi demonstrado que a observação de dependências de spin em processos núcleon-núcleon quase-livres permite a eliminação de incertezas importantes nos cálculos.

O presente trabalho mostrou, também, que processos quase-livres com prótons polarizados podem ser úteis na determinação da estrutura de certos núcleos e do modelo nuclear relevante para sua descrição. Os resultados mostram também que processos quase-livres com núcleons poderiam dar uma indicação mais clara para uma estrutura do tipo agregado do que o uso de reações nas quais um agregado é, por suposição, diretamente arrancado. Como já foi salientado anteriormente, neste caso a hipótese quase-livre é pobre porque o agregado pode ser deformado no núcleo.

Finalmente apresentaremos algumas observações mais gerais.

Uma série de desenvolvimentos recentes indicam a possibilidade de aperfeiçoamento no estudo de processos quase-livres:

1. O desenvolvimento, nos últimos anos, de descrições dos espalhamentos elásticos e inelásticos de prótons por núcleos a energias intermediárias, no formalismo de Dirac com quatro componentes [CHMR+83, Ge83, Lo83, MRW83, MSW83];

2. O surgimento de um número significativo de dados de processos $(e, e'p)$ [FM84];

3. O aparecimento de uma simbiose entre os dados (e, e') e (p, p') e de análises que sugerem que processos $(e, e'p)$ e $(p, 2p)$ poderiam desenvolver-se, formalmente, de uma maneira similar [KMMV85];

4. O desenvolvimento eminente dos espectrometros de dois braços de TRIUMF e do IUCF.

Listamos algumas experiências quase-livres que pode

riam dar resultados interessantes:

1. Medições a energias de 300 MeV ou mais, utilizando-se vários núcleos, para confirmar ou rejeitar o declínio observado nos dados de "poder analisador" associado a reações (p,2p) [KMMV85] para vários estados de prótons ligados;

2. Processos (p,pn) com prótons polarizados que ainda não foram realizados, para investigar a Aproximação de Impulso, através da comparação com processos (p,2p) correspondentes;

3. Medições dos desdobramentos spin-órbita de camadas nucleares mais internas (por exemplo, a camada p do ^{28}Si);

4. A investigação da estrutura nuclear através da determinação da polarização efetiva dos núcleos ^6Li e ^{14}N as quais dependem, eventualmente até mesmo em sinal, de certas correlações de spins, como foi visto neste trabalho;

5. A medição de assimetrias em processos com prótons polarizados em que agregados nucleares são ejetados para avaliação do modelo usual de mecanismos de reação;

6. Processos (p,2p) de alta resolução para investigação da estrutura de camadas de núcleos mais pesados;

7. A investigação das propriedades de Δ , Λ e de Σ no núcleo através de processos quase-livres com pions e com kaons.

APÊNDICES

APÊNDICE A

Neste apêndice são apresentadas as integrais de superposição distorcidas correspondentes aos processos $^{14}\text{N}(p,2p)^{13}\text{C}$ e $^6\text{Li}(p,2p)^5\text{He}$ obtidas no caso do modelo de agregados nucleares do Capítulo IV.

APÊNDICE A

Integrais de Superposição Distorcidas

Reação $^{14}\text{N}(p,2p)^{13}\text{C}$:

$$1. \quad g_{\pm 1/2, \mp 1}^{',(\pm)}(\vec{k}) = g_{\mp 1/2, \mp 1}^{',(\pm)}(\vec{k}) = \text{Zero};$$

$$2. \quad g_{\pm 1/2, \pm 1}^{',(\pm)}(\vec{k}) = (\mp)(C/3)(2\pi)^{-3/2} \int d^3r \exp(-i\vec{k} \cdot \vec{r}) D(\vec{r})(a+br^2)r e^{-\Lambda^2 r^2} Y_{1,0}(\theta, \phi),$$

$$= (\mp)(1/3)f_{1,0}'(\vec{k});$$

$$3. \quad g_{\pm 1/2, 0}^{',(\pm)}(\vec{k}) = (\mp)(C/3)(2\pi)^{-3/2} \int d^3r \exp(-i\vec{k} \cdot \vec{r}) D(\vec{r})(a+br^2)r e^{-\Lambda^2 r^2} Y_{1,\mp 1}(\theta, \phi),$$

$$= (1/3)f_{1,\mp 1}'(\vec{k});$$

$$4. \quad g_{\mp 1/2, \pm 1}^{',(\pm)}(\vec{k}) = (\pm)(2^{1/2}C/3)(2\pi)^{-3/2} \int d^3r \exp(-i\vec{k} \cdot \vec{r}) D(\vec{r})(a+br^2)r e^{-\Lambda^2 r^2} Y_{1,\pm 1}(\theta, \phi),$$

$$= -(2^{1/2}/3)f_{1,\pm 1}'(\vec{k});$$

$$5. \quad g_{\mp 1/2, 0}^{',(\pm)}(\vec{k}) = (\pm)(2^{-1/2}C/3)(2\pi)^{-3/2} \int d^3r \exp(-i\vec{k} \cdot \vec{r}) D(\vec{r})(a+br^2)r e^{-\Lambda^2 r^2} Y_{1,0}(\theta, \phi),$$

$$= (\pm)(2^{-1/2}/3)f_{1,0}'(\vec{k}).$$

Reação ${}^6\text{Li}(p,2p){}^5\text{He}$:

$$1. g_{\pm 1/2, \mp 1}^{i(\pm) \vec{k}} = g_{\mp 1/2, \mp 1}^{i(\pm) \vec{k}} = \text{Zero};$$

$$2. g_{\pm 3/2, 0}^{i(\pm) \vec{k}} = g_{\pm 3/2, \mp 1}^{i(\pm) \vec{k}} = g_{\mp 3/2, \pm 1}^{i(\pm) \vec{k}} = g_{\mp 3/2, \mp 1}^{i(\pm) \vec{k}} = \text{Zero}.$$

$$3. g_{\pm 3/2, \pm 1}^{i(\pm) \vec{k}} = -(C/6^{1/2})(2\pi)^{-3/2} \int d^3r \exp(-i\vec{k} \cdot \vec{r}) D(\vec{r}) (a + br^2) r e^{-\Lambda^2 r^2} Y_{1, \mp 1}(\theta, \phi),$$

$$= (\mp)(1/6^{1/2}) f_{1, \mp 1}^{i \vec{k}};$$

$$4. g_{\pm 1/2, \pm 1}^{i(\pm) \vec{k}} = (C/3)(2\pi)^{-3/2} \int d^3r \exp(-i\vec{k} \cdot \vec{r}) D(\vec{r}) (a + br^2) r e^{-\Lambda^2 r^2} Y_{1, 0}(\theta, \phi),$$

$$= (1/3) f_{1, 0}^{i \vec{k}};$$

$$5. g_{\pm 1/2, 0}^{i(\pm) \vec{k}} = -(C/6)(2\pi)^{-3/2} \int d^3r \exp(-i\vec{k} \cdot \vec{r}) D(\vec{r}) (a + br^2) r e^{-\Lambda^2 r^2} Y_{1, \mp 1}(\theta, \phi),$$

$$= (\mp)(1/6) f_{1, \mp 1}^{i \vec{k}};$$

$$6. g_{\mp 1/2, \pm 1}^{i(\pm) \vec{k}} = -(2^{-1/2} C/3)(2\pi)^{-3/2} \int d^3r \exp(-i\vec{k} \cdot \vec{r}) D(\vec{r}) (a + br^2) r e^{-\Lambda^2 r^2} Y_{1, \pm 1}(\theta, \phi),$$

$$= (\pm)(2^{-1/2}/3) f_{1, \pm 1}^{i \vec{k}};$$

$$7. g_{\mp 1/2, 0}^{l(\pm)}(\vec{k}) = (2^{-1/2} C/3)(2\pi)^{-3/2} \int d^3r \exp(-i\vec{k}\cdot\vec{r}) D(\vec{r}) (a+br^2) r e^{-\Lambda^2 r^2} Y_{1,0}(\theta, \phi),$$

$$= (2^{-1/2}/3) f'_{1,0}(\vec{k}) ;$$

$$8. g_{\mp 3/2, 0}^{l(\pm)}(\vec{k}) = -(3^{-1/2} C/2)(2\pi)^{-3/2} \int d^3r \exp(-i\vec{k}\cdot\vec{r}) D(\vec{r}) (a+br^2) r e^{-\Lambda^2 r^2} Y_{1,\pm 1}(\theta, \phi),$$

$$= (\pm) (3^{-1/2}/2) f'_{1,\pm 1}(\vec{k}) .$$

As funções $f'_{1,0}(\vec{k})$ e $f'_{1,\pm 1}(\vec{k})$ são definidas, respectivamente, pelas combinações das expressões (IV.19) e (IV.24) e (IV.20) e (IV.25).

APÊNDICE B

Apresentamos, neste apêndice, os resultados dos cálculos das distribuições de momentum e das polarizações efetivas para os processos $^{14}\text{N}(p,2p)^{13}\text{C}$ e $^6\text{Li}(p,2p)^5\text{He}$, nas duas situações cinemáticas da Figura II.2, considerando-se os parâmetros especificados no Capítulo V.

Reação $^{14}\text{N}(p,2p)^{13}\text{C}$

$T_0 = 330 \text{ MeV}$

Geometria Simétrica em Ângulos

$J_i^\pi = 1^{(+)}$ $J_f^\pi = 1/2^{(-)}$ $E_s = 13,62 \text{ MeV}$ $\theta_1 = 30^\circ$ $\theta_2 = -30^\circ$

T_1 (MeV)	T_2 (MeV)	k_3 (fm $^{-1}$)	θ_{k_3} (graus)
196,38	110	0,742	35,63
191,38	115	0,722	31,91
186,38	120	0,704	28,06
181,38	125	0,688	24,08
176,38	130	0,674	19,99
171,38	135	0,664	15,81
166,38	140	0,655	11,53
161,38	145	0,650	7,19
156,38	150	0,647	2,81
151,38	155	0,646	- 1,59
146,38	160	0,648	- 5,98
141,38	165	0,653	-10,34
136,38	170	0,661	-14,63
131,38	175	0,671	-18,85
126,38	180	0,684	-22,97
121,38	185	0,699	-26,97
116,38	190	0,716	-30,86
111,38	195	0,736	-34,61
106,38	200	0,758	-38,24
101,38	205	0,782	-41,74
96,38	210	0,808	-45,11

 Modelo de Camadas

$$\beta^2 = 0,368 \text{ fm}^{-2}$$

T_2 (MeV)	$ g' ^2$ (fm ³)	Pef
110	0,0745	-0,335
115	0,0767	-0,317
120	0,0782	-0,292
125	0,0793	-0,262
130	0,0799	-0,228
135	0,0802	-0,189
140	0,0801	-0,140
145	0,0800	-0,090
150	0,0799	-0,035
155	0,0799	0,019
160	0,0800	0,076
165	0,0800	0,125
170	0,0802	0,177
175	0,0799	0,220
180	0,0798	0,253
185	0,0794	0,284
190	0,0785	0,311
195	0,0772	0,331
200	0,0755	0,346
205	0,0731	0,357
210	0,0698	0,359

 Modelo de Agregados

$$\beta^2 = 0,353 \text{ fm}^{-2}$$

$$\alpha^2 = 0,312 \text{ fm}^{-2}$$

T_2 (MeV)	$ g' ^2$ (fm ³)	Pef
110	0,0307	0,1247
115	0,0305	0,1198
120	0,0297	0,1156
125	0,0291	0,0997
130	0,0285	0,0983
135	0,0281	0,0698
140	0,0279	0,0512
145	0,0279	0,0259
150	0,0284	0,0178
155	0,0286	-0,0064
160	0,0279	-0,0218
165	0,0279	-0,0432
170	0,0281	-0,0674
175	0,0283	-0,0783
180	0,0289	-0,0967
185	0,0296	-0,1022
190	0,0300	-0,1114
195	0,0311	-0,1194
200	0,0292	-0,1273
205	0,0269	-0,1212
210	0,0245	-0,1244

 Modelo de Agregados

$$\beta^2 = 0,355 \text{ fm}^{-2}$$

$$\alpha^2 = 0,171 \text{ fm}^{-2}$$

T_2 (MeV)	$ g' ^2$ (fm ³)	P _{ef}
110	0,0608	0,1197
115	0,0619	0,1113
120	0,0629	0,0998
125	0,0630	0,0816
130	0,0627	0,0731
135	0,0624	0,0589
140	0,0622	0,0423
145	0,0621	0,0257
150	0,0625	0,0121
155	0,0623	-0,0063
160	0,0621	-0,0224
165	0,0622	-0,0358
170	0,0624	-0,0557
175	0,0626	-0,0686
180	0,0629	-0,0965
185	0,0632	-0,1013
190	0,0621	-0,1035
195	0,0612	-0,1084
200	0,0543	-0,1163
205	0,0437	-0,1101
210	0,0411	-0,1067

 Reação $^{14}\text{N}(p,2p)^{13}\text{C}$
 $T_0 = 320 \text{ MeV}$

 Geometria Assimétrica em Ângulos

$J_i^\pi = 1^{(+)}$	$J_f^\pi = 1/2^{(-)}$	$E_s = 13,62 \text{ MeV}$
$T_1 = 226,38 \text{ MeV}$	$T_2 = 80 \text{ MeV}$	$\theta_1 = 27,90^\circ$
$\theta_2 \text{ (graus)}$	$k_3 \text{ (fm}^{-1}\text{)}$	$\theta_{k_3} \text{ (graus)}$
-74,81	-0,70	25,25
-71,91	-0,60	26,70
-69,02	-0,50	28,14
-66,15	-0,40	29,58
-63,28	-0,30	31,01
-60,42	-0,20	32,44
-57,56	-0,10	33,87
-54,70	0,00	34,37
-51,84	0,10	36,73
-48,98	0,20	38,16
-46,12	0,30	39,59
-43,25	0,40	41,03
-40,37	0,50	42,46
-37,49	0,60	43,91
-34,59	0,70	45,36

 Modelo de Camadas

$$\beta^2 = 0,368 \text{ fm}^{-2}$$

$k_3 \text{ (fm}^{-1}\text{)}$	$ g' ^2 \text{ (fm}^3\text{)}$	P_{ef}
-0,70	0,0890	0,456
-0,60	0,0969	0,440
-0,50	0,0956	0,440
-0,40	0,0813	0,473
-0,30	0,0601	0,535
-0,20	0,0367	0,637
-0,10	0,0190	0,661
0,00	0,0132	0,000
0,10	0,0212	-0,638
0,20	0,0399	-0,665
0,30	0,0634	-0,596
0,40	0,0833	-0,551
0,50	0,0940	-0,529
0,60	0,0934	-0,522
0,70	0,0823	-0,534

 Modelo de Agregados

$$\beta^2 = 0,353 \text{ fm}^{-2}$$

$$\alpha^2 = 0,312 \text{ fm}^{-2}$$

$k_3 \text{ (fm}^{-1}\text{)}$	$ g' ^2 \text{ (fm}^3\text{)}$	Pef
-0,70	0,0389	-0,1507
-0,60	0,0405	-0,1490
-0,50	0,0381	-0,1520
-0,40	0,0318	-0,1643
-0,30	0,0233	-0,1863
-0,20	0,0146	-0,2143
-0,10	0,0084	-0,2003
0,00	0,0063	0,00
0,10	0,0093	0,1947
0,20	0,0159	0,2223
0,30	0,0246	0,2073
0,40	0,0327	0,1927
0,50	0,0380	0,1837
0,60	0,0391	0,1793
0,70	0,0364	0,1797

 Modelo de Agregados

$$\beta^2 = 0,355 \text{ fm}^{-2}$$

$$\alpha^2 = 0,171 \text{ fm}^{-2}$$

$k_3 \text{ (fm}^{-1}\text{)}$	$ g' ^2 \text{ (fm}^3\text{)}$	Pef
-0,70	0,0583	-0,1423
-0,60	0,0788	-0,1230
-0,50	0,0896	-0,1117
-0,40	0,0848	-0,1110
-0,30	0,0650	-0,1213
-0,20	0,0371	-0,1540
-0,10	0,0136	-0,2257
0,00	0,0049	0,00
0,10	0,0157	0,2210
0,20	0,0407	0,1680
0,30	0,0679	0,1413
0,40	0,0861	0,1313
0,50	0,0879	0,1307
0,60	0,0743	0,1383
0,70	0,0525	0,1553

 Reação ${}^6\text{Li}(p,2p){}^5\text{He}$
 $T_0 = 320 \text{ MeV}$

 Geometria Assimétrica em Angulos

$J_i^\pi = 1^{(+)}$	$J_f^\pi = 3/2^{(-)}$	$E_s = 5,3 \text{ MeV}$
$T_1 = 234,70 \text{ MeV}$	$T_2 = 80 \text{ MeV}$	$\theta_1 = 28,03^\circ$
$\theta_2 \text{ (graus)}$	$k_3 = (\text{fm}^{-1})$	$\theta_{k_3} \text{ (graus)}$
-76,84	-0,70	23,22
-73,94	-0,60	24,66
-71,06	-0,50	26,11
-68,18	-0,40	27,54
-65,31	-0,30	28,98
-62,45	-0,20	30,41
-59,59	-0,10	31,84
-56,73	0,00	33,30
-53,87	0,10	34,70
-51,01	0,20	36,13
-48,15	0,30	37,56
-45,28	0,40	38,99
-42,41	0,50	40,43
-39,52	0,60	41,87
-36,62	0,70	43,32

Modelo de Camadas
 $\beta^2 = 0,279 \text{ fm}^{-2}$

$k_3 \text{ (fm}^{-1}\text{)}$	$ g' ^2 \text{ (fm}^3\text{)}$	Pef
-0,70	0,122	-0,2475
-0,60	0,150	-0,2305
-0,50	0,161	-0,2205
-0,40	0,147	-0,2270
-0,30	0,112	-0,2555
-0,20	0,067	-0,3125
-0,10	0,031	-0,3705
0,00	0,018	0,00
0,10	0,035	0,3520
0,20	0,074	0,3245
0,30	0,117	0,2805
0,40	0,149	0,2590
0,50	0,157	0,2530
0,60	0,141	0,2595
0,70	0,111	0,2795

 Modelo de Agregados

$$\beta^2 = 0,289 \quad \text{fm}^{-2}$$

$$\alpha^2 = 0,312 \quad \text{fm}^{-2}$$

k_3 (fm ⁻¹)	$ g' ^2$ (fm ³)	Pef
-0,70	0,2348	0,0820
-0,60	0,2916	0,0760
-0,50	0,3161	0,0728
-0,40	0,2919	0,0748
-0,30	0,2241	0,0842
-0,20	0,1346	0,1033
-0,10	0,0604	0,1245
0,00	0,0344	0,00
0,10	0,0677	-0,1182
0,20	0,1462	-0,1068
0,30	0,2346	-0,0928
0,40	0,2957	-0,0858
0,50	0,3091	-0,0842
0,60	0,2749	-0,0858
0,70	0,2132	-0,0928

 Modelo de Agregados

$$\beta^2 = 0,257 \quad \text{fm}^{-2}$$

$$\alpha^2 = 0,171 \quad \text{fm}^{-2}$$

k_3 (fm ⁻¹)	$ g' ^2$ (fm ³)	P _{ef}
-0,70	0,0016	-0,0738
-0,60	0,0028	-0,1003
-0,50	0,0079	-0,0582
-0,40	0,0134	-0,0487
-0,30	0,0146	-0,0505
-0,20	0,0103	-0,0645
-0,10	0,0036	-0,1073
0,00	0,0005	0,00
0,10	0,0037	0,1035
0,20	0,0103	0,0588
0,30	0,0141	0,0458
0,40	0,0125	0,0430
0,50	0,0070	0,0532
0,60	0,0022	0,0810
0,70	0,0014	0,0760

Reação ${}^6\text{Li}(p,2p){}^5\text{He}$

$T_0 = 320 \text{ MeV}$

Geometria Simétrica em Ângulos

$J_i^\pi = 1(+)$ $J_f^\pi = 3/2(-)$ $E_s = 5,3 \text{ MeV}$ $\theta_1 = 30^\circ$ $\theta_2 = -30^\circ$

T_1 (MeV)	T_2 (MeV)	k_3 (fm^{-1})	θ_{k_3} (graus)
204,7	110	0,816	35,12
199,7	115	0,797	31,73
194,7	120	0,779	28,25
189,7	125	0,764	24,68
184,7	130	0,751	21,02
179,7	135	0,739	17,30
174,7	140	0,731	13,50
169,7	145	0,724	9,65
164,7	150	0,719	5,76
159,7	155	0,717	1,84
154,7	160	0,717	- 2,08
149,7	165	0,719	- 5,99
144,7	170	0,724	- 9,88
139,7	175	0,731	-13,73
134,7	180	0,740	-17,52
129,7	185	0,752	-21,24
124,7	190	0,765	-24,89
119,7	195	0,780	-28,46
114,7	200	0,798	-31,93
109,7	205	0,817	-35,32
104,7	210	0,838	-38,61

Modelo de Camadas
 $\beta^2 = 0,279 \text{ fm}^{-2}$

T_2 (MeV)	$ g' ^2$ (fm ³)	P _{ef}
110	0,0682	0,191
115	0,0734	0,179
120	0,0775	0,162
125	0,0816	0,151
130	0,0847	0,131
135	0,0872	0,111
140	0,0891	0,090
145	0,0903	0,065
150	0,0902	0,039
155	0,0900	0,012
160	0,0900	-0,014
165	0,0901	-0,041
170	0,0889	-0,067
175	0,0869	-0,091
180	0,0843	-0,113
185	0,0812	-0,133
190	0,0771	-0,152
195	0,0729	-0,163
200	0,0679	-0,180
205	0,0621	-0,191
210	0,0578	-0,204

 Modelo de Agregados

$$\beta^2 = 0,289 \quad \text{fm}^{-2}$$

$$\alpha^2 = 0,312 \quad \text{fm}^{-2}$$

T_2 (MeV)	$ g' ^2$ (fm ³)	P _{ef}
110	0,1281	-0,0642
115	0,1375	-0,0600
120	0,1473	-0,0542
125	0,1548	-0,0482
130	0,1611	-0,0438
135	0,1662	-0,0370
140	0,1701	-0,0297
145	0,1726	-0,0218
150	0,1725	-0,0130
155	0,1723	-0,0042
160	0,1724	0,0047
165	0,1725	0,0135
170	0,1720	0,0223
175	0,1699	0,0302
180	0,1659	0,0373
185	0,1607	0,0422
190	0,1544	0,0485
195	0,1470	0,0548
200	0,1369	0,0603
205	0,1275	0,0643
210	0,1157	0,0687

 Modelo de Agregados

$$\beta^2 = 0,257 \quad \text{fm}^{-2}$$

$$\alpha^2 = 0,171 \quad \text{fm}^{-2}$$

T_2 (MeV)	$ g' ^2$ (fm ³)	Pef
110	0,0031	0,0255
115	0,0034	0,0255
120	0,0039	0,0257
125	0,0035	0,0247
130	0,0032	0,0200
135	0,0029	0,0138
140	0,0028	0,0100
145	0,0027	0,0063
150	0,0027	0,0037
155	0,0026	0,00
160	0,0026	-0,0002
165	0,0027	-0,0040
170	0,0027	-0,0065
175	0,0028	-0,0102
180	0,0029	-0,0150
185	0,0030	-0,0202
190	0,0033	-0,0248
195	0,0036	-0,0258
200	0,0040	-0,0255
205	0,0035	-0,0255
210	0,0032	-0,0242

BIBLIOGRAFIA

BIBLIOGRAFIA

- AABF+82 Altman, A., Ashery, D., Bertl, W., Felawka, L., Lichtentstadt, J., Piasetzky, E., v.d. Pluym, J., Powers, R., Schleputz, F., Walter, H.K., Winter, R. W. and Yavin, A., SIN Newslett., no. 14, NL54 (1982).
- ABBC+79 Arvieux, J., Bolger, J., Boschitz, E., Corfu, R., Piffaretti, J., Ziock, H.J., Ellis, R.J. and Ziock, K.O.H., SIN Newslett., no. 12, 19 (1979).
- AHR77 Arndt, R.A., Hackman, R.H. and Roper, L.D., Phys. Rev. C15, 1002 (1977), Phys. Rev. C15, 1021 (1977).
- AKMH+81 Antonuk, L., Kitching, P., Miller, C.A., Hutcheon, D.A., McDonald, W.J., Neilson, G.C. and Olsen, W. C., Nucl. Phys. A370, 389 (1981).
- Am69 Amaldi Jr., U., Ann. Ist. Super. Sanità 5, 680 (1969).
- Am78 Alexander, Y. and Moffa, P.J., Phys. Rev. C17, 676 (1978).
- At71 degli Atti, C.C., Lett. Nuo. Cim., 1, 590 (1971).
- ACCF+64 Amaldi Jr., U., Campos Venuti, G., Cortellessa, G., Fronterotta, C., Reale, A., Salvadori, P. and Hillman, P., Phys. Rev. Lett. 13, 341 (1964).
- ACCS+67 Amaldi Jr., U., Campos Venutti, G., Cortellessa, G., DeSanctis, E., Frullani, S., Lombard, R. and Salvadori, P., Phys. Lett. 25B, 24 (1967).
- BBJ62 Berggren, T., Brown, G.E. and Jacob, G., Phys. Lett. 1, 88 (1962).
- BDIJ+82 Bauer, Th. S., Domingo, J.J., Ingram, C.H.Q., Jansen, J., Kyle, G., Stamminger, R., Vogler, F. and Zichy, J., SIN Newslett., no. 14, NL51 (1982).
- Be65 Berggren, T., Nucl. Phys. 72, 337 (1965).

- Be79 Berggren, T., Nucl. Phys. A330, 381 (1979).
- BGP82 Boffi, S., Giusti, C., and Pacati, F.D., Nucl. Phys. A386, 599 (1982).
- BJ62 Berggren, T. and Jacob, G., Phys. Lett. 1, 258 (1962).
- BJ63 Berggren, T. and Jacob, G., Nucl Phys. 47, 481 (1963). Proc. of the Conf. on Dir. Int. and Nucl. Reac. Mech., Padua, Italia, 1962, p.33, Gordon and Breach, N.Y. (1963).
- BM61 Barashenkov, V.S. and Maltsev, V.M., Fort. Phys. 9, 549 (1961).
- BMP72 Brueckner, K.A., Meldner, H.W. and Perez, J.D. Phys. Rev. C6, 773 (1972).
- BT66 Berggren, T. and Tyrén, H., Ann. Rev. Nucl. Sci. 16, 153 (1966).
- CG52 Chew, G.F. and Goldberger, M.L., Phys. Rev. 87, 778 (1952).
- Ch50 Chew, G.F., Phys. Rev. 80, 196 (1950).
- CHM52 Cladis, J.B., Hess, W.N. and Moyer, B.J., Phys. Rev. 87, 425 (1952).
- CHMR+83 Clark, B.C., Hama, S., Mercer, R.L., Ray, L. and Serot, B.D., Phys. Rev. Lett. 50, 1644 (1983).
- CKRA79 Chant, N.S., Kitching, P., Roos, P.G. and Antonuk, L., Phys. Rev. Lett. 43, 495 (1979).
- CR77 Chant, N.S. and Roos, P.G., Phys. Rev. C 15, 57 (1977).
- CR82 Chant, N.S. and Roos, P.G., Spin Orbit Effects in Quasi-Free Knock-out Reactions, preprint PP-83-056/ Universidade de Maryland, College Park (1982).
- CS52 Chamberlain, O. and Segrè, E., Phys. Rev. 87, 81 (1952).
- CS66 Campos Venuti, G. and Salvadori, P., Ann. Ist. Super. Sanità 2, 764 (1966).
- CW52 Chew, G.F. and Wick, G.C., Phys. Rev. 85, 636 (1952).
- CSTW+54 Chamberlain, O., Segrè, E., Tripp, R., Wiegand, C. and Ypsilantis, T., Phys. Rev. 93, 1430 (1954).

- DeFo67 DeForest Jr., T., Ann. Phys. (NY) 45, 365 (1967).
- deSF74 deShalit, A. and Feshbach, H. Theoretical Nucl. Phys. - Vol. I: Nucl. Str. John Wiley (NY), (1974).
- deST63 deShalit, A. and Talmi, Y., Nuclear Shell Theory, Plenum Press (NY), 1963.
- DM77 Dover, C.B. and Moffa, P.J., Phys. Rev. C16, 1087 (1977).
- DS63 Dabrowski, J. and Sobiczewski, A., Phys. Lett, 5 87 (1963).
- Fe54 Fermi, E., Il Nuo. Cim. X, 407 (1954).
- FM 84 Frullani, S. and Mougey, J., Single Part. Prop. of Nucl. Through (e,e'p) Reac., 1984, in Adv. in Nucl. Phys., Vol. 14, Plenum, N.Y. (1984).
- FMSV81 Fernandez, F., Maris, Th. A.J., Schneider, C. and Vasconcellos, C.A.Z., Phys. Lett. 1068, 15 (1981); Contribuição para a 9a. Conferência Internacional em Física de Altas Energias e Estrutura Nuclear (9-ICOHEPANS), Versalhes, França, Julho (1981).
- FPW54 Feshbach, H., Porter, C.E. and Weisskopf, V.F., Phys. Rev. 96, 448 (1954).
- FW53 Francis, N.C. and Watson, K.M., Phys. Rev. 92, 291 (1953).
- FW71 Fetter, A.L. and Walecka, J.D., Quantum Theory of Many-Part. Syst., McGraw-Hill, N.Y. (1971).
- GCGG+71 Guichard, A., Chevallier, M., Gaillard, P., Gros-siord, J-Y., Gusakow, M., Pizzi, J-R. and Ruhla, C., Phys. Rev. C4, 700 (1971).
- Ge83 von Geramb, H.V. Phys. Rev. C27, 2466 (1983).
- GL70 Gross, D.H.E. and Lipperheide, R., Nucl. Phys. A150, 449 (1970).
- Go48 Goldberger, M.L., Phys. Rev. 74, 1269 (1948).
- GS60 Gottschalk, B. and Strauch, K., Phys. Rev. 120, 1005 (1960).
- He69 Hewson, P.W., Nucl. Phys. A133, 659 (1969).
- He71 Herscovitz, V.E., Nucl. Phys. A161, 321 (1971).
- HH60 Herman, R. and Hofstadter, R., High-Energy Elec-tron Scattering Tables, Stanford N.Y. (1960).

- HJM68 Herscovitz, V.E., Jacob, G. and Maris, Th. A.J. Nucl. Phys. A109, 478 (1968).
- HJS49 Haxel, O., Jensen, J.H.D. and Suess, H.E., Phys. Rev. 75, 1766 (1949).
- HMMC77 Herscovitz, V.E., Maris, Th. A.J., Mors, P.M., and Schneider, C., Amer. Inst. of Phys. Conf. Proc., no. 36, ed. by D.W. Devins (Indiana Univ. Press, Blomington, IN (1977)).
- HPT75 Hufner, J., Pirner, H.J. and Thies, M., Phys. Lett. 59B, 215 (1975).
- HS80 Herscovitz, V.E. and Steffani, M.H., Rev. Bras. Fis., Vol. Espec. - Fis. En. Intern., 41 (1980).
- HTM60 Hillman, P., Tyrén, H. and Maris, Th. A.J., Phys. Rev. Lett. 5, 107 (1960).
- IHG63 Igo, G., Hansen, L.F. and Gooding, T.J., Phys. Rev. 131, 337 (1963).
- Ja64 Jacob, G., Espalhamento Quase-Livre e Estrutura Nuclear. Tese apresentada ao concurso de Cátedra de Física Teórica e Filosofia Superior. Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Brasil (1964).
- Ja71 Jackson, D.F., Adv. Nucl. Phys. 4, 1 (1971).
- Ja76 Jackson, D.F., Nucl. Phys. A257, 221 (1976).
- JB65 Jackson, D.F., and Berggren, T., Nucl. Phys. 62, 353 (1965).
- JM62 Jacob, G. and Maris, Th. A.J., Nucl. Phys. 31, 139 (1962); Nucl. Phys. 31, 152 (1962); Proc. of the Rutherford Jub. Intern. Conf., p.153, Heywood & Co., Dorkling, England (1962).
- JM66 Jacob, G. and Maris, Th. A.J., Rev. Mod. Phys. 38, 121 (1966).
- JM73 Jacob, G. and Maris, Th. A.J., Rev. Mod. Phys. 45, 6 (1973).
- JMCM+79 James, A.N., McDonald, W.J., Cameron, J.M., Meller, C.A., Hutcheon, D.A., Kitching, P., Neilson, G.C., Stinson, G.M. and Earle, E.D., Nucl. Phys. A324, 253 (1979).
- JMST73 Jacob, G., Maris, Th. A.J., Schneider, C. and Teodoro, M.R., Phys. Lett. 45B, 181 (1973).
- JMST76 Jacob, G., Maris, Th. A.J., Schneider, C. and Teodoro, M.R., Nucl. Phys. A257, 517 (1976).

- JP63 James, A.N. and Pugh, H.G., Nucl. Phys. 42, 441 (1963).
- JSB70 Jain, A.K., Sarma, N. and Banerjee, B., Nucl. Phys. A142, 330 (1970).
- KMHJ+76 Kitching, P., Miller, C.A., Hutcheon, D.A., James, A.N., McDonald, W.J., Cameron, J.M., Olsen, W.C. and Roy, G., Phys. Rev. Lett. 37, 1600 (1976).
- KMHJ+77 Kitching, P., Miller, C.A., Hutcheon, D.A., James, A.N., McDonald, W.J., Cameron, J.M., Olsen, W.C. and Roy, G., Am. Inst. of Phys. Conf. Proc., no.36 editado por D.W. Devins (Indiana Un. Press, Bloomington, IN, 1977), p.182.
- KMMV85 Kitching, P., McDonald, W.J., Maris, Th. A.J. and Vasconcellos, C.A.Z., Advances in Nuclear Physics, Vol. 15, ed.: Negele, J.W., e Vogt, E., Plenum Publishing Corporation (1985).
- KMOH+80 Kitching, P., Miller, C.A., Olsen, W.C., Hutcheon, D.A., McDonald, W.J. and Stetz, A.W., Nucl. Phys. A340, 423 (1980).
- KMR77 Koshel, R.D., Moffa, P.J. and Redish, E.F., Phys. Rev. Lett. 39, 1319 (1977).
- KMT59 Kerman, A.K., McManus, H. and Thaler, R.M., Ann. Phys. 8, 551 (1959).
- Kr82 Krein, G.I., Rev. Bras. Fis., Vol. Especial - Fis. En. Interm., 108 (1982).
- Ko72 Koltun, D.S., Phys. Rev. Lett 28, 182 (1972).
- LE81 Levin, E. and Eisenberg, J.M., Nucl. Phys. A355, 277 (1981).
- LL58 Landau, L. et Lifchitz, E., Mécanique Quantique, Mir (Moscou), 1967.
- LM66 Lim, K.L. and McCarthy, I.E., Nucl. Phys. 88, 433 (1966).
- Lo83 Lowe, W.G., TRIUMF/Univ. of Alberta Work. Proc. 1983, Stud. Nuc. with Med. En. Protons, ed. by J. Greben, TRIUMF REPORT TRI-83-3, p.29.
- LPSF+79 Lieb, B.J., Plendl, H.S., Stronach, C.E., Funsten, H.O. and Lind, V.G., Phys. Rev. C19, 2405 (1979).
- LPSF+82 Lieb, B.J., Plendl, H.S., Stronach, C.E., Funsten, H.O. and Lind, V.G., Phys. Rev, C26 (1982).

- Ma49 Mayer, M.G., Phys. Rev. 75, 1969 (1949).
- Ma58/59 Maris, Th. A.J., Nucl. Phys. 9, 577 (1958/59).
- Ma76 Maris, Th. A.J., Nucl. and Part. Phys. at Intern. En., (J.B. Warren, ed.), p.425, Plenum Press (NY) (1976).
- MAW69 MacGregor, M.H., Arndt, R.A. and Wright, R.M. Phys. Rev. 182, 1714 (1969).
- MB58 McCauley, G.P. and Brown, G.E., Proc. Phys. Soc. LXXI, 893 (1958).
- Mc59 McCarthy, I.E., Nucl. Phys. 10, 583 (1959), Nucl. Phy. 11, 574 (1959).
- Mc80 McDonald, W.J., Nucl. Phys. A335, 463 (1980).
- MHT58 Maris, Th. A.J., Hillman, P. and Tyrén, H., Nucl. Phys. 7, 1 (1958).
- Mi81 Miller, C.A., Nucl. Phys. A353, 157C (1981).
- MMC54 Marshall, J., Marshall, L. and Carvalho, H.G. Phys. Rev. 93, 1431 (1954).
- Mo80 Mougey, J., Nucl. Phys. A335, 35 (1980).
- MRW83 McNeil, J.A., Ray, L. and Wallace, S.J., Phys. Rev. C27, 2123 (1983).
- MSW83 McNeil, J.A., Shepard, J. and Wallace, S.J., Phys. Rev. Lett. 50, 1439 (1983).
- MTVa79 Maris, Th. A.J., Teodoro, M.R. and Vasconcellos, C.A.Z., Nucl. Phys. A322, 461 (1979), Rev. Bras. Fis. (Vol. Esp. - Fis. Interm.) 197 (1979).
- MTV80 Maris, Th. A.J., Teodoro, M.R., and Veit, E.A. Phys. Lett. 94B, 6 (1980).
- MTVe79 Maris, Th. A.J., Teodoro, M.R. and Veit. E.A., Phys. Rev. C20, 446 (1979).
- Ne53 Newns, H.C., Proc. Phys. Soc. A66, 477 (1953).
- NPS77 Nadezhdin, V.S., Petrov, N.I. and Satarov, V.I., Yad. Fiz. 26, 230 (1977).
- OCRB+53 Oxley, C.I., Cartwright, W.F., Rouvina, J., Baskir, E., Klein, D., Ring, J. and Skillman, W., Phys. Rev. 91, 419 (1953).

- PA74 Pittel, S. and Austern, N., Nucl. Phys. A218, 221 (1974).
- RCDF+78 Roos, P.G., Chant, N.S., Devins, D.W., Friesel, D.L., Jones, W.P., Attard, A.C., Henderson, R.S., Svalbe, I.D., Spicer, B.M., Officer, V.C. and Shute, G.G., Phys. Rev. Lett. 40, 1439 (1978).
- Re73 Redish, E.F., Phys. Rev. Lett. 31, 617 (1973).
- Re77 Redish, E.F., Am. Inst. of Phys. Conf. Proc. no.36 (ed.: D.W. Devins, Indiana Un. Press, Bloomington, IN), p.111 (1977).
- Ri65 Riou, M., Rev. Mod. Phys. 37, 375 (1965).
- Ro57 Rose, M.E., Elementary Theory of Angular Momentum, J. Wiley e Sons, Incorp., N.Y. (1957).
- RR69 Riou, M. and Ruhl, Ch., Prog. Nucl. Phys. 11, 195 (1969).
- RRGJ+63 Ruhl, C., Riou, M., Gusakov, M., Jacmart, J.C., Liu, M. and Valentin, L., Phys. Lett. 6, 282 (1963).
- RSL70 Redish, E.F., Stephenson, G.J. and Lerner, G.M. Phys. Rev. C2, 1665 (1970).
- Sc78a Schneider, C., Efeitos de Distorção em Espalhamento Nuclear a Energias Intermediárias, Tese de Doutorado, Universidade Federal do Rio Grande do Sul (1978).
- Sc78b Schneider, C., Nucl. Phys. A300, 313 (1978).
- SCRN+82 Samanta, C., Chant, N.S., Roos, P.G., Nadasen, A. and Cowley, A.A., Phys. Rev. C26, 1379 (1982).
- Se47 Serber, R., Phys. Rev. 72, 1114 (1947).
- Si75 Silbar, R.R., Phys. Rev. C11, 1610 (1975).
- SS75 Silbar, R.R. and Stupin, D.M., Phys. Rev. C12, 1089 (1975).
- SS80 Sternheim, M.M. and Silbar, R.R., Phys. Rev. C21, 1974 (1980).
- St79 Steffani, M.H., Localização das Interações em Espalhamento Nuclear a Energias Médias. Dissertação de Mestrado, Universidade Federal do Rio Grande do Sul (1979).
- Te76 Teodoro, M.R., Um Modelo de Espalhamento Quase-Livre com Prótons Polarizados. Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Brasil (1976).

- THM58 Tyrén, H., Hillman, P. and Maris, Th. A.J., Nucl. Phys. 7, 10 (1958).
- TKSR+66 Tyrén, H., Kullander, S., Sundberg, O., Ramachandran, R., Isacsson, P. and Berggren, T. Nucl. Phys. 79, 321 (1966).
- TMH57 Tyrén, H., Maris, Th. A.J. and Hillman, P. Il Nuovo Cimento 6, 1507 (1957).
- TSM62 Tibell, G., Sundberg, O. and Miklavžič, U., Phys. Lett., 2, 100 (1962).
- TSR63 Tibell, G., Sundberg, O. and Renberg, P.U., Ark. Fys. 25, 433 (1963).
- Ub71 Uberall, H., Elec. Scat. from Comp. Nuc. B., Academic Press, N.Y. (1971).
- Va80 Vasconcellos, C.A.Z., Rev. Bras. Física. (Vol. Esp. - Fis. En. Interm.), 47 (1980).
- Va82 Vasconcellos, C.A.Z., Rev. Bras. Física (Vol. Esp. - Fis. En. Interm.), 95 (1982).
- Ve81 Veit, E., Dependência de Spin e Isospin em Reações Quase-Livres (p,pn), Tese de Doutorado, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Brasil (1981).
- VMS84 Vasconcellos, C.A.Z., Maris, Th. A.J. and Schneider, C., Rev. Bras. Fis. Vol. Esp. Fis. En. Interm. (1984).
- Wa53 Watson, K.M., Phys. Rev. 89, 575 (1953).
- WADF+82 Watson, J.W., Ahmad, M., Devins, D.W., Flanders, B. S., Friesel, D.L., Chant, N.S., Roos, P.G. and Wastell, J., Phys. Rev. C26, 961 (1982).
- Wi68 Wilkinson, D.H., Comm. Nucl. Part. Phys. 2, 48 (1968).
- WM55 Wilcox, J.M. and Moyer, B.J., Phys. Rev. 99, 875 (1955).
- WM66 Wildermuth, K. and McClure, W., Cluster Representation of Nuclei, Springer Verlag, Berlin (1966).
- Wo52 Wolff, P.A., Phys. Rev. 87, 434 (1952).
- Wo56 Wolfenstein, L., Ann. Rev. Nucl. Sci. 6, 43 (1956).
- WT77 Wildermuth, K. and Tang, Y.C., A Unified Theory of the Nucleus, Academic Press Inc., N.Y. (1977).