

**II
REUNIÃO DE TRABALHO
SOBRE FÍSICA NUCLEAR
NO BRASIL**

CAMBUQUIRA SET 79

SOCIEDADE BRASILEIRA DE FÍSICA

II.^a REUNIÃO DE TRABALHO SOBRE FÍSICA NUCLEAR NO BRASIL*

NOTA PRÉVIA

Esta publicação contém textos e/ou resumos de apresentações feitas durante a II.^a Reunião de Trabalho sobre Física Nuclear no Brasil, reproduzidos na forma em que foram enviados, para esse fim, pelos seus autores. Embora trazendo a vantagem de reduzir consideravelmente o tempo e os custos de preparação e impressão, isso introduz necessariamente uma considerável heterogeneidade de estilos e formatos, para a qual pedimos a compreensão do leitor.

Em nome dos participantes, a Comissão Organizadora agradece o patrocínio da Sociedade Brasileira de Física e em especial o decisivo e eficiente trabalho de Álvaro Roberto Souza Moraes, Conceição Aparecida Vedovello e Carlos Edir Abolis. A realização da reunião, bem como a publicação deste volume foi subvencionada por auxílio do CNPq, que também merece por isso nossos agradecimentos.

* Reunião realizada sob o patrocínio da Sociedade Brasileira de Física, com subvenção do Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq).

SEGUNDA REUNIÃO DE TRABALHO SOBRE FÍSICA NUCLEAR NO BRASIL

RELATÓRIO DA REUNIÃO DE ENCERRAMENTO

As 17 horas do dia 5 de setembro de 1979 teve lugar a sessão de encerramento da 11 Reunião de Trabalho sobre Física Nuclear no Brasil com presença de cerca de 80 físicos e presidida pela prof. Solange de Barros, coordenadora do Encontro.

Dando início à sessão a prof. Solange de Barros agradeceu a colaboração e a presença de todos, manifestando também sua satisfação pelo nível dos trabalhos apresentados durante os quatro dias de Reunião.

A seguir o plenário foi solicitado a opinar sobre a continuação de reuniões desse tipo e, por unanimidade, os presentes concordaram com a realização, no próximo ano, da III Reunião de Trabalho sobre Física Nuclear no Brasil a ter lugar também em Cambuquira, na mesma época. O núcleo da Comissão Organizadora desse próximo encontro, escolhida pelo plenário, será constituída pelos professores Iuda Goldman, da USP, coordenador; Elio F. Silveira, da PUC/RJ e Maria R. Teodoro, da UFRGS.

Com a finalidade de organizar melhor a III Reunião, fez-se uma avaliação comparativa das duas anteriores. Na I Reunião, que foi de uma semana, compareceram cerca de 68 físicos e os trabalhos foram divididos em comunicações, pela manhã, e grupos de trabalho, pela tarde. A maior crítica a essa Reunião foi a impossibilidade de um melhor conhecimento das demais sessões paralelas dos grupos de trabalho. A II Reunião, a ser encerrada hoje, contou com 130 inscritos, sendo dividida em revisões de alguns tópicos e comunicações mais específicas. A avaliação, feita pelo plenário, mostrou insatisfações pelo número excessivo de sessões, implicando na pequena oportunidade para discussões, e pela falta de grupos de trabalho. Várias sugestões foram apresentadas: mais do que quatro dias de Reunião, tardes livres para discussões, sessões paralelas divididas por áreas, comunicações mais curtas, maior debate sobre a política científica. Todos concordaram que essas Reuniões não devem se constituir apenas de pequenas comunicações, porque para tanto já existe a Reunião Anual da SBF-SBPC. Assinalou-se que são importantes as revisões de alguns tópicos, afim de que se possa ter uma idéia das pesquisas em andamento (suas dificuldades e êxitos) e que sejam formados grupos de trabalho onde sejam discutidos assuntos gerais e informativos (nessa II Reunião foi o problema de criação e reforma de máquinas). Como subsídio para a III Reunião, a nova Comissão Organizadora deverá enviar aos presentes um questionário para coletar as opiniões e sugestões de todos.

Em continuação a prof. Solange de Barros referiu-se ao problema da renovação e prazo de existência do Comitê de Física Nuclear da SBF, criada na Reunião anterior e referendado há alguns meses pela SBF, com a finalidade de coordenar os esforços de intercâmbio realizados em diferentes instituições de pesquisa e ainda nesse espírito opinar sobre modificações importantes das facilidades experimentais existentes. As sugestões apresentadas foram de que sua duração deveria ser de no mínimo dois anos, com 10 participantes e renovação parcial a cada ano; de que o Comitê fosse aumentado para que todos os grupos do país estivessem representados. Colocadas em votação essas sugestões, ficou resolvido que esse Comitê, com 10 membros, deverá ter a duração de 2 anos, renovando-se a metade de seus membros a cada ano. Quanto ao atual comitê, decidiu-se por sua continuação até a próxima Reunião de Cambuquira, quando novamente se discutirá a forma de sua renovação. Além disto, o atual comitê deverá apresentar, no início da III Reunião, em 1980, um relatório de suas atividades, a serem avaliadas durante os trabalhos. O plenário referendou, por proposta do Prof. Giorgio Nascati, o nome da Prof. Maria Ribeiro Teodoro (UFRGS) como substituta, no atual comitê, do prof. Fernando Zawislak (UFRGS), indicada, por ele próprio por estar em viagem ao exterior. Esta modificação deverá ser comunicada à SBF. Ainda quanto às atividades do atual Comitê, manifestou um participante presente, sua estranheza quanto à omissão do comitê em opinar relativamente ao problema da criação de novas máquinas no país, tendo em vista a importância do assunto e as finalidades atribuídas ao Comitê na I Reunião de Cambuquira. Em resposta o prof. A.F.R. de Toledo Piza, coordenador do Comitê, explicou que tal problema está na pauta de discussões do mesmo mas que uma manifestação devidamente fundamentada ainda não foi possível, principalmente, porque as informações a esse respeito estão, até agora, incompletas.

A seguir solicitou a palavra o prof. Carlos Apoloni da Universidade de Londrina para falar sobre os problemas existentes nas pequenas Universidades quanto às condições de pesquisa. Mesmo reconhecendo que seria mais indicado expressar, por escrito, tais apreensões a órgãos financiadores, como CNPq e FINEP, e à própria SBF, quis ele aproveitar a presença do Comitê de Física Nuclear da SBF para se manifestar. Citou inicialmente que as Universidades pequenas não têm maior interesse em desenvolver áreas de pesquisa como Física Nuclear, que exige aparelhos mais sofisticados, voltando-se para projetos envolvidos em áreas tecnológicas. Além disso, de acordo com o mesmo, não existe um incentivo para que pesquisadores de melhor qualidade se desloquem aos pequenos centros, apesar da saturação das universidades maiores e faz falta formalizar um intercâmbio efetivo com as universidades mais importantes, onde se encontram as melhores condições para a pesquisa em Física Nuclear. Referiu-se, por

fim, à organização das pequenas universidades que impõem uma grande carga didática aos professores, desestimulando o desenvolvimento de novos grupos de trabalho.

Pedindo a palavra o prof. Yuda Goldman lembrou a conveniência de se resumir, numa moção, os pontos mais importantes discutidos durante a Reunião. Para redigir esse documento foi escolhida, pelo plenário, uma Comissão formada pelos profs. Yuda, Apoloni, Giorgio, Alinka e Odaír; com a presença da coordenadora dos trabalhos, prof. Solange de Barros. Assim a reunião foi suspensa às 19 horas para ser reaberta às 21 horas, quando se deverá apreciar a moção final da II Reunião de Trabalhos sobre Física Nuclear, de Cambuquira.

Cambuquira, 5 de setembro de 1979.

Comissão Organizadora

Moção Final

Realizou-se em Cambuquira, M.G., de 2 a 5 de Setembro de 1979 a Segunda Reunião de Trabalho de Física Nuclear no Brasil. Esta reunião representou grande progresso com respeito a anterior, com participação de mais de 100 Físicos Nucleares brasileiros, além de Físicos Nucleares latino-americanos convidados. Este número representa a maior parte dos Físicos Nucleares em atividade no Brasil. Na reunião final, um balanço efetuado indicou como aspectos extremamente positivos, consequência das reuniões, os seguintes:

- a) Um conhecimento de atividades, de diferentes grupos, ampliado com respeito a anterior;
- b) Novas possibilidades de colaboração entre grupos;
- c) Potencialidades a serem realizadas no setor, onde fração considerável dos cientistas é jovem;
- d) Aumentou o número de setores representados na Reunião.

Os problemas levantados no relatório final da Primeira Reunião continuam existindo acrescentando-se a outros surgidos no último ano, trazendo ainda novas dificuldades para o setor de Física Nuclear.

1 - O problema de salários de pesquisadores, que recebem quer por verbas orçamentárias, quer por auxílios especiais merece atualmente, em vista das circunstâncias, consideração particular. Deles depende a continuidade das instituições e problemas pessoais de ordem financeira, causados por salários inadequados, podem provocar desinteresse ou evasão de pesquisadores. A deterioração da instituição pode se tornar tal que mesmo melhores dotações nos anos seguintes não consigam recuperar a situação

anterior. Salários incompatíveis provocam uma queda vertical e o seu restabelecimento de salários leva a uma recuperação lenta.

2 - A continuidade de verbas não está sendo garantida. Este fato ao lado de em certo número de Instituições, ter havido dotações orçamentárias diminuídas em valor real, está provocando uma diminuição no ritmo de pesquisas, ameaçando mesmo a integridade de equipamentos mais delicados. Uma ameaça de efeito imprevisível, é além de tudo, representada pelas verbas não orçamentárias, das quais têm dependido cada vez mais as Universidades e outras Instituições de pesquisa.

3 - Um problema que aflige todos os Laboratórios de Física Nuclear é a falta de infraestrutura técnica adequada. Problemas Institucionais e estruturais das Universidades não permitem a criação de uma infraestrutura técnica condizente, pois a remuneração do corpo técnico é limitado por vínculos institucionais a níveis muito inferiores aos vigentes no mercado de trabalho e as verbas extraorçamentárias não oferecem solução satisfatória devida a sua instabilidade.

4 - Especial destaque merecem os incentivos à formação de grupos de Física Nuclear em Universidades pequenas. Estes devem ser usados para melhorar as condições de trabalho internas e externas, estas últimas consistindo em apoio a convenios para utilização das facilidades dos grandes laboratórios.

5 - O número de Físicos Nucleares é pequeno e existe certa diversidade de atuação causada pela própria origem e história das Instituições existentes. Encontros mais frequentes no âmbito de Reuniões Gerais ou fora delas, permitirá certamente cooperações mais intensivas, propiciando maior integração de atividades.

6 - Para evitar a paralização desses Laboratórios de pesquisa é indispensável que pelo menos a matéria prima necessária a execução de projetos de desenvolvimento em instrumentação e a manutenção de equipamentos adquiridos no mercado Internacional esteja isento das normas burocratizantes atuais de importação.

7 - Acreditamos que os problemas apontados sejam em grande parte causados pela pequena participação da comunidade nas decisões sobre locação de verbas e estabelecimento de prioridades afetando setores existentes e em criação. Acentuamos que o traçado de uma Política Científica deve ser feita com participação ampla da Comunidade Científica.

PROGRAMA DA 11^a REUNIÃO DE TRABALHO SOBRE FÍSICA NUCLEAR NO BRASIL

pag.

DOMINGO 2/9/79Presidente: *O. Sala - USP*Manhã

9:00 h - A.F.R.de Toledo Piza - Coraci Malta - IFUSP	01
Estrutura de Modos Coletivos	
9:45 h - F.Krmpotić - IFUSP	11
Ressonância Gigante com troca de carga	
10:15 h - T.Borello-Lewin - IFUSP	15
Espectroscopia Nuclear com ions leves	
10:45 h - Café	
11:00 h - J.A.Guillaumón F? - P.E.Artaxo Netto - IFUSP	17
Espectroscopia com ions leves	
11:30 h - Iuda Goldman - IFUSP	17
Espectroscopia γ	

Tarde - Livre até 17:00 h

17:00 h - O.Sala - IFUSP - Conferência	**
Política para o Desenvolvimento Científico	

NoitePresidente: *Emma Perez Ferreira - CNEA - Argentina*

20:00 h - H.R.Teodoro - IFUFRGS	19
Espalhamento quase-livre	
20:45 h - H.Coelho e Leuro Tomio - UFPE	47 e 53
Pesquisas em andamento	
21:15 h - Café	
21:30 h - S.de Barros - IFUFRJ	60
Pesquisas em andamento	
22:00 h - C.V. Barros Leite - IFPUC - RJ	67
Retrospectiva Geral da Física Nuclear da PUC	

2^a FEIRA - 3/9/79ManhãPresidente: *L.C.Gomes - C.B.P.F.*

9:00 h - A.S.de Toledo - IFUSP	**
Estados de spin elevado populados por reações entre ions pesados	

9:45 h - D.Pereira - IFUSP	**
Reações de fusão com ions pesados	**
10:15 h - W.Mittig - IFUSP	
Espalhamento elástico e inelástico de ions pesados	
10:45 h - Café	72
11:00 h - L.F.Canto - IFUFRJ	
Efeitos de excitação de estados coletivos sobre o potencial ótico no canal elástico	
11:30 h - S.Joffily - CBPF	73
Orbitais moleculares nas colisões nucleares	

TardePresidente: *Francisco Krmpotic* - USP

15:30 h - E.Wolyneq - IFUSP	82
Modos de decaimento das ressonâncias gigantes	
16:00 h - S.B.Herdade - R. Nazareth - IFUSP/IFUFRJ	79 e 81
Resultados recentes em eletro-fissão	
16:20 h - Café	
16:40 h - Y. Miyao - IFUSP	84
Estudos de eletrodesintegração por emissão de neutrons	
17:30 h - R.A.Douglas - UNICAMP/USP	87
Física de neutrons	
17:20 h - L.Tahuata - CBPF	89
Coincidências rápidas	

NoitePresidente: *Giorgio Moscati* - USP

20:00 h - A.D.Brandão - CTA	94
Estudos preliminares do ALF do CTA	
20:30 h - G.Lucki - IPEN	97
Perspectiva do ciclotron do IEA	
21:00 h - Melra Chaves - CBPF	98
Modificação do ALF do CBPF	
21:15 h - E.Wolyneq - IFUSP	101
Novas possibilidades experimentais em aceleradores de eletrons tipo DC	**
21:45 h - J.C.Acquadro - M.Stier - IFUSP	
Situação atual do Pelletron e equipamentos periféricos	

3^o FEIRA - 4/9/79ManhãPresidente: *Marlia R. Teodoro* - UFRS

9:00 h - C.M.do Amaral - IFUFRJ	103
Estruturas semi-clássicas	
9:45 h - L.C.Gomes - CBPF	106
Sistemas quânticos com vínculos	
10:15 h - Café	
10:30 h - T.Kodama - CBPF	81
A generalização do Path Integral é possível ?	
11:00 h - Grupo de Pesquisas do IFT	
- Valdir C. Aguilera-Navarro	112
Forças de 3-d no ^{16}O	
- J. Castilho-Alcarás	114
Aplicação do Método dos K-harmônicos aos estados de partícula-buraco dos isôbaros ^{16}O , ^{16}F e ^{16}N	
- D.Galetti e Salomão S. Mizrahi	124
Potencial Coletivo e Fissão do ^{88}Be	
- Diógenes R. de Oliveira	125
Aplicação da aproximação de Hartree-Fock a núcleos par-par com $N=Z$, na <u>ca</u> mada s-d.	
- Maria C. Tijero	126
Representações separáveis para potenciais de alcance finito	

Noite

Presidente: *Rosa A. Douglas - UNICAMP/USP*

20:00 h - H.Massmann - Univ. Chile	129
Descrição do espalhamento elástico usando IWB	
20:30 h - O.Dragun - CNEA - Argentina	134
Análise de reações (p,d) na fase de pré-equilíbrio	
21:00 h - E.P.Ferreira - CNEA - Argentina	135
Projetos em andamento	
21:30 h - L.A.Vinhas - IPEN	136
Pesquisas em andamento na área de Física Nuclear do IPEN	

4ª FEIRA 5/9/79

Manhã

Presidente: *Laercio A. Vinhas - IPEN - SP*

9:00 h - E.F.Silveira - PUC/RJ	137
Correlações angulares com partículas carregadas	
9:45 h - R.N.Saxena - IPEN	139
Correlação angular γ	

10:15 h - Café	
10:30 h - C.Vieira Chaves - PUC/RJ	**
Técnicas de análise de traço	
11:00 h - J.M.Cohenca - A.P.Telles - IFUSP	140
Sistema de aquisição de dados	
11:30 h - B.Marechal - IFUFRJ	143
Progressos na construção de câmaras multifilares	

Tarde

15:30 h - Mesa Redonda - Perspectivas	
Coordenador - A.F.R. de Toledo Piza - IFUSP	
17:00 h - Avaliação e encerramento	

Nota: - As sessões de 45 minutos incluíram uma breve revisão dos trabalhos da área.

** Não recebido para publicação.

Estrutura nuclear : métodos variacionais
com base microscópica (*)

A.F.R. de Toledo Piza
Instituto de Física
Universidade de São Paulo
Caixa Postal 20516
São Paulo, S.P.

Uma das linhas tradicionais na abordagem de problemas de estrutura nuclear consiste na aplicação de métodos perturbativos a partir de esquemas de forte conteúdo fenomenológico, com ingredientes tanto "coletivos" como "de partícula independente". A física nuclear de Copenhague, por exemplo, representa uma instância particularmente desenvolvida dessa linha. A busca de uma fundamentação microscópica dos ingredientes coletivos, no entanto, sempre tendeu a lançar mão de uma classe distinta de métodos de aproximação, que parte de técnicas variacionais. Isso não quer dizer que tais técnicas não tenham sido de uso mais amplo. Cálculos com o modelo de camadas, incluindo efeitos de partícula (ou partículas) independente(s), de fato, podem ser ligados naturalmente ao uso de técnicas variacionais. Estas, porém, parecem deter um grau considerável de exclusividade quando se trata da abordagem microscópica de modos coletivos. O seu uso em formulações dependentes do tempo parece ter sido recentemente redescoberto como um instrumento poderoso para a construção de uma teoria dinâmica consistente de modos coletivos, com base microscópica.

(*) Apresentado na 2a. Reunião de Trabalho sobre Física Nuclear no Brasil, Cambuquira, MG., 2-5 de setembro de 1979.

O ponto de partida das técnicas variacionais num contexto independente do tempo, pode ser posto em termos do chamado princípio variacional de Rayleigh-Ritz

$$\delta \left[\langle \psi | H | \psi \rangle - E \langle \psi | \psi \rangle \right] = 0 \quad (I)$$

onde $|\psi\rangle$ é um vetor complexo do espaço de Hilbert que funciona como espaço de fases quântico para o sistema nuclear descrito pela hamiltoniana H , satisfazendo à condição de normalização $\langle \psi | \psi \rangle = 1$. Num contexto dependente do tempo, a história do sistema pode ser descrita por um vetor de estado $|\psi\rangle$ dependente do tempo e satisfazendo à condição variacional

$$\delta \int_{t_1}^{t_2} \left[i \langle \dot{\psi} | \psi \rangle - \langle \psi | H | \psi \rangle \right] dt = 0 \quad (II)$$

com variações $|\delta\psi\rangle$ que se anulam nos tempos t_1 e t_2 , $|\delta\psi(t_1)\rangle = |\delta\psi(t_2)\rangle = 0$. Esquemas de aproximação podem ser obtidos imediatamente dessas condições variacionais restringindo "a priori" o domínio de variação dos vetores de estado $|\psi\rangle$, isto é, privilegiando determinadas partes do espaço de fases do sistema sobre outras.

É bem conhecido, e facilmente explicitável, o fato de que a abordagem estacionária é equivalente à abordagem dependente do tempo sempre que a restrição do domínio de $|\psi\rangle$ seja tal que a região privilegiada do espaço de fases preserve a estrutura linear característica dos espaços de fase quânticos, ligada ao princípio de superposição da Mecânica Quântica. Neste caso, de fato, é sempre possível expandir o vetor dependente do tempo $|\psi(t)\rangle$ num conjunto ortonormal e completo de vetores $|n\rangle$

$$|\psi\rangle = \sum_n a_n(t) |n\rangle, \quad \langle n | n' \rangle = \delta_{nn'}$$

Da condição (II) resulta então a equação

$$i \dot{a}_n = \frac{\partial H(a, a^*)}{\partial a_n^*}$$

com

$$H(a, a^*) = \sum_{nn'} a_n^* H_{nn'} a_{n'}$$

Separando explicitamente as partes real e imaginária das amplitudes a_n através de

$$a_n = \frac{1}{\sqrt{2}} (q_n - ip_n)$$

essa equação pode ser reescrita na forma canônica

$$\dot{p}_n = - \frac{\partial H}{\partial q_n} ; \quad \dot{q}_n = \frac{\partial H}{\partial p_n}$$

onde H é, como visto, uma forma quadrática geral dos q_n, p_n . Essas equações descrevem portanto a dinâmica clássica de um sistema de osciladores harmônicos acoplados. (1) Por outro lado, a condição (I) se reduz neste caso simplesmente à equação secular que define os modos normais e as respectivas frequências dessa coleção de osciladores, em termos dos quais é trivial expandir qualquer solução dependente do tempo, especificada através de condições iniciais suficientes.

O sistema orotnormal $\{|n\rangle\}$ pode, em princípio, ser estendido a toda uma base do espaço de Hilbert de muitos corpos, e nesse caso a solução obtida será a solução exata do problema quântico. O que ocorre em situações práticas é no entanto uma restrição considerável desse sistema, que passa a definir um subespaço do espaço de fases completo, associado ao operador de projeção

$$S = S^\dagger = S^2 = \sum_n |n\rangle\langle n|. \quad (\text{III})$$

A solução neste caso será a "solução exata" da restrição do problema original a este subespaço do espaço de Hilbert de muitos corpos. Ela representa um truncamento do problema original que preserva todas as características formais essenciais da descrição quântica. Nos termos em que ele foi colocado, isso significa que o problema truncado se apresenta também como o de um sistema de osciladores clássicos acoplados, aos quais corresponde um determinado conjunto de modos normais e frequências características. O truncamento efetuado no espaço de fases, por outro lado, pode ser descrito em termos de um conjunto de vínculos imposto sobre o problema completo. Especificamente, se a soma em (III) se estende a um número finito N de estados de uma base do espaço de fases de muitos corpos, esses vínculos podem ser escritos como

$$a_n^* a_n = 0 \quad \text{para } n > N.$$

Em qualquer caso, os vínculos não destroem a natureza linear das equações "clássicas" de movimento, embora afetem em geral a estrutura dos modos normais e as frequências características. Esses efeitos podem ser descritos como alterações da dinâmica irrestrita resultantes do efeito dos vínculos, e devem ser portanto minimizados na opção por um dado subespaço privilegiado S . Um estudo específico das "reações de vínculo" resultantes de uma dada escolha de S poderia permitir eventualmente uma colocação mais quantitativa desse problema de minimização de efeitos de vínculo.

A utilidade dos esquemas variacionais (I) e (II) transcende, porém, esse tipo particular de restrição do domínio de variação dos vetores de estado $|\psi\rangle$. Porém, qualquer quebra da completeza linear do domínio de variação adotado acarreta

ta a perda da equivalência apontada entre o esquema estacionário e o esquema dependente do tempo. Essa situação pode também ser vista como resultante da imposição, sobre o sistema completo de osciladores acoplados, de um conjunto de vínculos que destrói o caráter linear das equações de evolução temporal vinculadas. As soluções estacionárias dadas por (I), neste caso, não têm nenhuma relação simples e geral com a dinâmica vinculada obtida de (II) que, por definir apesar de tudo uma dada evolução temporal, parece conter os melhores frutos.

Um exemplo desta categoria mais ampla de possíveis restrições do domínio de variação de $|\psi\rangle$ é a teoria de Hartree-Fock, dependente ou independente do tempo, onde $|\psi\rangle$ é tomado como um determinante de estados de um fermion. Essa restrição leva a vínculos que quebram a linearidade das equações de movimento, e que podem ser obtidos da condição $\rho^2 = \rho$, onde ρ é a densidade de um fermion associada aos estados $|\psi\rangle$ aceitáveis. A dificuldade de relacionar (I) e (II) é ilustrada, neste caso, pela dificuldade de relacionar os estados estacionários de Hartree-Fock com a dinâmica não linear da teoria de Hartree-Fock dependente do tempo.

O esquema de base do método de Hartree-Fock é ainda estendido a situações envolvendo outras famílias de estados (i.é., não necessariamente determinantis, mas desprovidas de propriedades de completudeza linear) da seguinte forma.⁽²⁾ Dada uma família contínua S de vetores de estado, parametrizadas continuamente por uma coleção de parâmetros α_i , é possível restringir $|\psi(t)\rangle$ a vetores da forma $|\alpha_i(t)\rangle$. Neste caso o esquema variacional (II) dá para os $\alpha_i(t)$ equações de movimento da forma

$$i \sum_t \dot{\alpha}_t = \frac{\partial H(\alpha)}{\partial \alpha_t}$$

onde os coeficientes I_{kl} são dados por

$$I_{kl} = \langle \alpha_1 | (\frac{\partial^+}{\partial \alpha_k} \frac{\partial^+}{\partial \alpha_l} - \frac{\partial^+}{\partial \alpha_l} \frac{\partial^+}{\partial \alpha_k}) | \alpha_1 \rangle = - I_{lk}$$

e

$$H(\alpha) = \langle \alpha_1 | H | \alpha_1 \rangle .$$

A antissimetria dos I_{kl} sugere imediatamente uma dinâmica hamiltoniana para os parâmetros, mas para que isso de fato seja possível é preciso que eles definam em cada ponto uma forma bilinear antissimétrica não degenerada, o que por sua vez implica na necessidade de um número par de parâmetros. (3) Com essas condições satisfeitas, é possível reduzir esse problema a um problema hamiltoniano clássico, às vezes descrito como o problema "semiclássico" extraído através da escolha da família S da dinâmica original de muitos corpos. Essa referência a um "método semiclássico" se justifica especialmente no caso em que os parâmetros α_1 são definidos em termos dos valores esperados, nos estados de S , de variáveis coletivas relevantes do problema original de muitos corpos.

Existe ainda uma ferramenta bastante poderosa no arsenal das técnicas variacionais para problemas de muitos corpos, conhecida como Método das Coordenadas Geradoras (MCG), que tem o propósito singular de promover o completamento linear de domínios de variação como S , produzindo o menor subespaço linearmente completo S que contenha esse domínio. Esse método foi bastante retrabalhado em São Paulo nos últimos anos. (4). Sem entrar em detalhes aqui sobre o seu funcionamento, basta dizer que ele é capaz de produzir, a partir de uma família de estados S , um operador de projeção, escrito em forma canônica, que define S :

$$S \xrightarrow{\text{MCG}} S = \sum_{\lambda} |\lambda\rangle\langle\lambda|, \quad \langle\lambda|\lambda'\rangle = \delta_{\lambda\lambda'}$$

Em particular, é claro que os estados de S estão contidos em S , isto é

$$S|\alpha_i\rangle = |\alpha_i\rangle.$$

A restrição a S é, neste sentido, "mais fraca" que a restrição à família S , além de preservar a linearidade das equações de movimento e assim garantir o relacionamento trivial dos equemas (I) e (II).

A existência e disponibilidade de uma restrição "puramente quântica" do problema inicial de muitos corpos, definida pelo operador de projeção S , ou equivalentemente pelo conjunto ortonormal $\{|\lambda\rangle\}$, foi explorada num trabalho recente de Emerson J. V. de Passos e Frederico F. de Souza Cruz, ⁽⁵⁾ no sentido de melhor compreender o conteúdo do chamado "método semiclássico" associado à família S . Nesse trabalho, é tomada para S uma família rotulada por dois parâmetros reais p e q construída como

$$|p, q\rangle \equiv e^{-iqP} e^{ipQ} |0\rangle \quad (\text{IV})$$

onde $|0\rangle$ é um estado de referência normalizado, P e Q são um par canônico de operadores coletivos, isto é

$$[Q, P] = 1$$

e ainda $\langle 0|P|0\rangle = \langle 0|Q|0\rangle = 0$.

Desse modo

$$\langle pq|P|pq\rangle = p \quad \text{e} \quad \langle pq|Q|pq\rangle = q$$

e os parâmetros representam de fato valores médios das variáveis dinâmicas P e Q nos "pacotes de onda" $|pq\rangle$. É imediato também verificar que

$$iI_{qp} = -iI_{pq} = 1$$

de modo que o "método semiclássico" dá

$$\dot{p} = -\frac{\partial H}{\partial q}, \quad \dot{q} = \frac{\partial H}{\partial p}$$

com

$$H(p,q) = \langle pq | H | pq \rangle .$$

O MCG, por outro lado, associa à família $\{|pq\rangle\}$ um conjunto ortonormal $\{|\lambda\rangle\}$ que permite a restrição do problema original sem comprometimento de seu caráter quântico. A hamiltoniana para o problema reduzido será simplesmente

$$SHS = \sum_{\lambda\lambda'} |\lambda\rangle \langle \lambda | H | \lambda' \rangle \langle \lambda' |$$

e é portanto completamente definida pelos elementos de matriz $\langle \lambda | H | \lambda' \rangle$. É possível também, de uma forma sistemática, obter um operador $h(P,Q)$ tal que

$$\langle \lambda | H | \lambda' \rangle = \langle \lambda | h(P,Q) | \lambda' \rangle$$

para todo λ, λ' . Do fato de que os estados de S estão contidos no subespaço S do MCG segue ainda que a hamiltoniana $H(p,q)$ do método semiclássico pode ser escrita

$$H(p,q) = \langle pq | SHS | pq \rangle = \langle pq | h(P,Q) | pq \rangle$$

o que revela a relação existente nesse caso entre essa hamiltoniana e $h(P,Q)$, que desempenha o papel de uma hamiltoniana coletiva dentro do subespaço S do MCG. Ela mostra claramente que, em geral, $H(p,q)$ difere do limite clássico da hamiltoniana obtida na redução quântica, $h(p,q)$ (onde agora p e q são números -c) por efeitos ligados às flutuações quânticas das va

riáveis dinâmicas P e Q nos "pacotes de onda" $|pq\rangle$. Esses efeitos, chamados efeitos de "energia de ponto zero", são graves na medida em que eles podem conter dependências dos parâmetros p, q estranhas às que seriam obtidas do limite clássico da hamiltoniana quântica reduzida, $h(p, q)$. A sua importância quantitativa depende, é claro, do problema particular que se considere (isto é, da hamiltoniana microscópica H , dos operadores coletivos P e Q) e da natureza da família S , que pode ainda ser variada através da escolha do estado de referência $|0\rangle$ (v. eq. IV). Para que a dinâmica dada pelo "método semi-clássico" seja de fato o limite clássico da dinâmica reduzida, em S , da hamiltoniana reduzida $h(P, Q)$ basta na realidade que

$$h(p, q) = h(\langle P \rangle, \langle Q \rangle) = H(p, q) + \text{Constante}$$

Nesse trabalho⁽⁵⁾ é feita ainda uma aplicação específica desse esquema ao modo dipolar de Goldhaber-Teller do ${}^4\text{He}$, usando uma hamiltoniana microscópica de Skyrme e um determinante de funções de oscilador harmônico para $|0\rangle$. Essa aplicação demonstra a factibilidade do método e trata um caso em que efeitos anarmônicos têm um papel importante nas propriedades do modo coletivo.⁽⁶⁾ Os resultados indicam efeitos de ponto zero importantes e dependentes de q , sobretudo no que se refere a termos de energia potencial (isto é, independentes de p) das hamiltonianas coletivas. Uma quase constância dos efeitos de ponto zero ligados à energia cinética se liga à natureza dos estados $|p, q\rangle$ usados e ao fato de que os parâmetros inerciais das hamiltonianas não dependem fortemente de q .

Referências

- 1- F.Strocchi, Revs.Mod.Phys. 38(1966)36.
- 2- P.G.Reinhardt, N.Rowley e D.M.Brink, Z.Physik 266(1974)149.
- 3- H.Weyl, The Theory of Groups and Quantum Mechanics, ed. Dover, p. 397.
- 4- A.F.R. de Toledo Piza, E.J.V. de Passos, D.Galetti, M.C. Nemes e M.M. Watanabe, Phys.Rev. C15(1977)1477;
A.F.R. de Toledo Piza e E.J.V. de Passos, Nuovo Cimento 45B(1978)1;
E.J.V. de Passos e A.F.R. de Toledo Piza, preprint IFUSP 178(1979).
- 5- Frederico F. de Souza Cruz, Dissertação de Mestrado, IFUSP 1979.
- 6- L.Losano, Dissertação de Mestrado, IFUSP 1978.

RESSONÂNCIAS GIGANTES COM TROCA DE CARGA

F. Krmpotić - IFUSP

As correlações multipolares partícula-buraco nos núcleos podem ser classificadas de acordo com as propriedades dos correspondentes campos vibracionais, ou seja, segundo os números quânticos do operador,

$$M(\kappa, \sigma, \lambda \mu ; \tau \mu_{\tau}) = \sum_{i=1}^A i^{\kappa} r_i^{\kappa} \left[Y_{\kappa}(i) \otimes s^{\sigma}(i) \right]_{\lambda \mu} I_{\mu_{\tau}}^{\tau}(i)$$

onde κ , λ , σ e τ denotam respectivamente o momento angular orbital, o momento angular total, o spin e o isospin da excitação. Por exemplo, $\tau = 0$ corresponde às excitações isoescares; $\tau = 1$ corresponde às excitações isovetoriais; quando $\sigma = 1$ estamos na presença de processos com "spin-flip", etc.

Entre os diferentes modos isovetoriais somente as ressonâncias gigantes dipolares (GDR) são bem conhecidas. As excitações coletivas com troca de carga ($\mu_{\tau} = \pm 1$) podem ser estudadas por meio de processos de reação tais como (p,n), ($^3\text{He}, t$), (π^+, π^0), etc, e os correspondentes processos conjugados. As correlações partícula-buraco pertinentes estão diretamente relacionadas com os processos produzidos por interações fracas (tais como o decaimento nuclear β e a captura de mésons μ^-) e com a emissão γ dos estados isobáricos análogos.

Nesta comunicação discutimos:

i) modos coletivos com troca de carga e processos de decaimento β na região do chumbo

Foram estudados teoricamente os estados coletivos "primeiros proibidos" em núcleos vizinhos a ^{208}Pb , utili

tando a interação residual proposta por Migdal ¹),

$$V_{\text{Ph}}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = C \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \{f + f' \vec{r}_1 \cdot \vec{r}_2 + \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 (g + g' \delta_1^z \delta_2^z)\}$$

Os parâmetros de interação foram fixados com base em cálculos de propriedades eletromagnéticas ²).

Todos os modos $\mu_{\tau} = -1$ exibem claramente o efeito de Brown-Bosterli ³), sendo suas intensidades concentradas predominantemente na região entre 19 e 26 MeV. O estado coletivo 0^- em 25.4 MeV absorve 82% da intensidade monopolar total. Nos estados 1^- a 22.8 e 24.8 MeV está concentrada 70% de intensidade dipolar $\sigma = 0$, a intensidade $\sigma = 1$ destes estados é 25% e 42%, respectivamente. Os estados 2^- fortes estão em energias de 6.1, 9.9, 12.0, 15.6, 19.1, 21.8 e 24.2 MeV. A estrutura dos estados $\mu_{\tau} = 1$ é essencialmente de natureza de partícula independente. Estes estados não foram observados experimentalmente ainda. Recentemente foi realizado um experimento com a reação (³He, t) a 80 MeV para excitar modos coletivos $\mu_{\tau} = -1$ no ²⁰⁸Bi, observando-se somente uma possível transição Gamow-Teller centrada em 15.9 MeV⁴). Deve-se notar no entanto, que essa reação não parece ser favorável para estudar os modos de excitação "primeiros proibidos" devido ao rápido aumento do contínuo com a energia de excitação. Foi feita também uma tentativa por meio da reação ²⁰⁸Bi(π^- , γ)²⁰⁸Pb para detectar os estados coletivos $\mu_{\tau} = 1$ ⁵). Nesse trabalho foi observado um estado coletivo a 7.9 MeV e interpretado como um próton lh_{9/2} acoplado ao estado isobárico análogo da componente T₂ da ressonância quadrupolar gigante. Com base no presente cálculo também é possível especular que o estado medido corresponda a um próton acoplado ao estado dipolar $\mu_{\tau} = 1$ com "spin-flip". A energia não perturbada calculada desse estado é 7.31 MeV.

Os mecanismos de renormalização dos momentos dependem tanto dos números quânticos do operador, como dos estados nucleares entre os quais ocorre o processo. Isto é válido também para a radiação γ - E1 com troca de carga.

O acordo entre os dados experimentais e os cálculos para os valores ft no ^{207}Te , ^{209}Pb , ^{208}Te , ^{206}Hg , ^{206}Tl , ^{210}Pb , ^{210}Bi é satisfatório, apesar de não ter sido feito nenhum ajuste dos parâmetros do modelo.

ii) possível existência de ressonância dipolar com troca de carga no $^{90}\text{Zr}^{++}$

Recentemente foi estudada de maneira detalhada a reação $^{90}\text{Zr}(^4\text{He}, t)^{89}\text{Nd}$ na energia de 130 MeV, sendo observadas ressonâncias a 9.0 e 18.5 MeV de excitação, que foram interpretadas, respectivamente, como as componentes T=4 e T=5 da transição Gamow-Teller gigante. O fato de que ambos os estados são excitados com intensidade comparável foi atribuído à presença da configuração $(\frac{1}{2}g_{9/2})^2$ no estado fundamental de ^{90}Zr .⁹⁾

Trabalhando numa representação partícula buraco com isospin como bom número quântico, a intensidade calculada da transição Gamow-Teller ao estado T=5 resultou ser no máximo 15% da correspondente transição ao estado T=4. Com base neste cálculo concluímos que o argumento anterior não seria válido e que dificilmente o segundo estado pode ser interpretado como uma ressonância 1^+ . Descartada esta possibilidade, parece ser plausível supor que se trata de um estado coletivo dipolar já que a energia de excitação estimada deste estado é ≈ 18 MeV.

Uma medida cuidadosa de distribuição angular poderia eventualmente confirmar esta hipótese.

.....

* Trabalho realizado em colaboração com K. Ebert e W. Wild de Physik - Department, Technische Universität München, Alemanha.

** Trabalho realizado em colaboração com F. Osterfeld de Institut für Kernphysik, Jülich, Alemanha.

- 1) A. B. Migdal, Theory of finite Fermi systems (Intersci. Publ., New York, 1967).
- 2) K. Ebert, P. Ring, W. Wild, V. Klemt e J. Speth, Nucl. Phys. A 298 (1978) 285.
- 3) G. E. Brown e M. Bosterli, Phys. Rev. Letters 3 (1959)472.
- 4) A. Willis, D. Ovazza, M. Morlet, N. Marty, P. de Saintignon e M. Buenerd, I. Phys. Soc. Jap. S. ppl. 44 (1978) 211.
- 5) H. W. Baer, J. A. Bistirlich, N. de Botton, S. Cooper, K. M. Crowe, P. Trüßl e J. D. Vergados, Phys. Rev. C3 (1974) 1140.
- 6) A. Galonsky, J. P. Didelez, A. Djaloeis e W. Oevert, Phys. Phys. Letters 74B (1978) 176.

.....

ESTUDOS DE ESTRUTURA NUCLEAR COM ÍONS LEVES

Apresentado por: T. Borello-Lewin

Tendo como objetivo o estudo de estrutura nuclear, são adequadas reações cujo mecanismo é razoavelmente "bem descrito" e projéteis de função de onda "conhecida", é o caso de reações diretas com íons leves.

A exposição se referiu a trabalhos em andamento ou recentemente concluídos, com a utilização de um espectrógrafo magnético tipo polo partido acoplado a uma das linhas de feixe do acelerador "tandem" do IFUSP. As pessoas envolvidas são: E.M. Takagui, F.C. Sampaio, L.S. Paula, J.L.M. Duarte, S. de Barros, E. Frota Pessoa, L.B. Horodynaki Matsushigue, T. Borello-Lewin e O. Dietsch. Os trabalhos referem-se a reações de transferência de um nucleon ou de espalhamento inelástico produzidos por íons leves nas regiões ao redor de $N=50$ e de $Z=50$. Esses estudos foram feitos com a preocupação de detectar estados fracamente excitados, com ótima resolução em energia, visando obter informações quanto ao fracionamento de configurações simples diluídas em estados mais complicados. A comparação desses resultados em vários isótopos ou isótonos fornece subsídios importantes para cálculos de estrutura.

Para atingir o objetivo proposto é essencial a utilização do espectrógrafo magnético, que permite, com o arranjo experimental adequado, a obtenção de resolução em energia da ordem de uma parte em 2000 e ângulo sólido útil de até $\sim 2\text{msr}$.

Foram apresentados e discutidos resultados relativos às reações: $^{101}\text{Ru}(d,t)^{100}\text{Ru}$, $^{100}\text{Ru}(d,p)^{101}\text{Ru}$, $^{100}\text{Cd}(^3\text{He},d)^{102}\text{In}$, $^{117}\text{Sn}(d,p)^{118}\text{Sn}$ e $^{91}\text{Zr}(\alpha,\alpha')^{91}\text{Zr}^*$.

O estudo dos isótopos de Ru prossegue, pelo levantamento de informações espectroscópicas detalhadas por intermédio de reações de transferência de um nucleon e espalhamento inelástico de deuteron e partículas α . Os isótopos de Tc, serão alcançados por intermédio de reações (d,α) e os de Rh por intermédio de reações $(^3\text{He},d)$. Cobrir-se-á assim

uma região que apresenta interesse quer experimental, por não ter sido estudada com detalhes, quer teórico por ser de transição entre comportamentos vibracional e rotacional.

O estudo de isótopos de Zr prosseguirá completando os dados referentes à reação (α, α') no isótopo ^{91}Zr e extendendo-se as medidas aos núcleos pares vizinhos ^{90}Zr e ^{92}Zr , em que os trabalhos existentes são de resolução pobre. A medida da reação $^{92}\text{Zr}(d, d')^{92}\text{Zr}^*$ faz parte ainda do plano, pois, conjuntamente com resultados já existentes da mesma reação nos isótopos ^{90}Zr e ^{91}Zr , complementarã informações visando salientar possíveis diferenças na excitação dos mesmos estados, quando provocados por diferentes projéteis.

...

MEDIDAS DO YIELD DA REAÇÃO $^{63}\text{Cu}(\gamma, 2n)^{61}\text{Cu}$ POR ATIVIDADE RESIDUAL

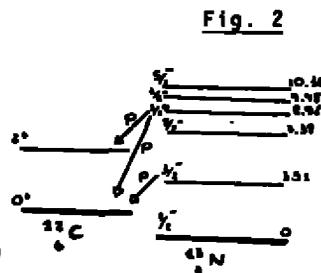
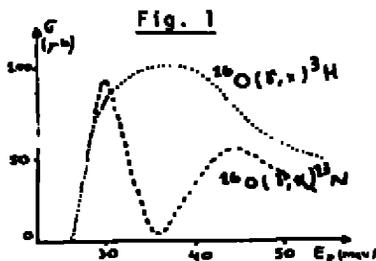
Paulo E. Artaxo Netto e Iuda D. Goldman vel Lejbman

Foram feitas medidas da secção de choque $^{63}\text{Cu}(\gamma, 2n)^{61}\text{Cu}$ no acelerador linear do IFUSP, por atividade residual, com energias entre 20 e 32 MeV. Foi medido o yield relativo desta reação, em relação à $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$, tomada como normalização. Comparando os resultados obtidos por nós com resultados detectando-se diretamente os neutrons (com BF_3), podemos obter informações sobre os níveis excitados do ^{61}Cu .

A emissão de prótons por estados do núcleo ^{61}Cu , à energias de 5 a 8 MeV, é energeticamente possível, pois $S_p = 4.793$ MeV, e trabalhos recentes de J.C. Hardy (1,2) indicam que a emissão de prótons por estados excitados, está ligada à existência de estados análogos isobáricos, que no ^{61}Cu se situam nesta faixa de energia. Há 90 ressonâncias no sistema $^{60}\text{Ni}(p)^{61}\text{Cu}$, para energias de 5 a 12 MeV ($E_p = 0,7$ MeV a 7.848 MeV). Isto indica a possibilidade de estados excitados do ^{61}Cu alimentados a partir do ^{63}Cu pela emissão de dois neutrons, decaírem por emissão de prótons para o ^{60}Ni , deprimindo a secção de choque.

Resultados obtidos no LAL do IFUSP, embora preliminares, acompanham a medida de Fultz et al (3) com BF_3 , até a energia de 25 MeV. Após esta energia, há um decréscimo de cerca de 20% destes resultados em relação ao de Fultz, possivelmente indicando a abertura de um novo canal de decaimento.

Como resultado experimental, no espírito deste trabalho, citamos Butler et al (4), que mediram a secção de choque $^{16}\text{O}(\gamma, t)^{13}\text{N}$, observando a atividade residual do ^{13}N , e constataram uma irregularidade acentuada na secção de choque, para $E = 35$ MeV. Este mínimo na secção de choque, corresponde aos níveis emissores de prótons, à 8.90(1/2⁻) e 9.49 MeV(3/2⁻), amplamente estudados. A secção de choque obtida detectando-se os trítions, não apresenta este mínimo acentuada (fig.1 e 2).



Hoffman e Sarantites (5) através de reações $^{58}\text{Ni}(^4\text{He}, p\gamma)^{61}\text{Cu}$ e $^{58}\text{Ni}(^4\text{He}, 2p\gamma)^{60}\text{Ni}$ estudaram a competição entre a emissão dos prótons e a deexcitação por gamas no núcleo composto ^{61}Cu . Este trabalho mostrou que decay do ^{61}Cu a energias de $E_x = 7$ a $E_x = 11\text{MeV}$, se dá com a emissão de prótons, e acima desta faixa de energia a deexcitação preferencial é via emissão de fótons. Coincidências foram feitas entre os prótons emitidos e linhas do ^{60}Ni , para a determinação dos yields dos diferentes níveis. Pelos resultados apresentados, onde os prótons são emitidos com energias diferentes, está excluída a possibilidade do processo direto $(^4\text{He}, 2p) = (^4\text{He}, ^2\text{He})$ (6), e os prótons são emitidos se quencialmente, sendo no processo alimentados níveis do ^{61}Cu . A análise dos resultados foi feita pelo modelo estatístico, e a concordância com o espectro de prótons foi muito boa.

REFERÊNCIAS

- 1) J.C.Hardy-3rd Int.Conf.on Nuclei Far From Stability Line, Corsica , France (1976) 267
- 2) J.Cerny et al - Ann. Rev.Nucl.Sci, 27 (1977) 333
- 3) S.C.Fultz et al - Phys. Rev.133, 58 (1963) 1149
- 4) K.Kramer et al - Zeit. fur. Phys. 207 (1967) 1
- 5) Hoffman et al - Nucl.Phys. A173 (1971) 177
- 6) R.Jain et al, -Phys. Rev.Lett. 37 (1976) 812 e Phys.Rev. C18 (1978)9.

ESPALHAMENTO QUASE-LIVRE

Maria R. Teodoro
 Instituto de Física da UFRGS
 90000 Porto Alegre, RS

A principal finalidade desta palestra é dar uma idéia das pesquisas em andamento no grupo de Física Nuclear Teórica do Instituto de Física da UFRGS. Nosso grupo há mais de 10 anos tem se dedicado especialmente ao estudo de reações quase-livres, reações essas que têm sido usadas para a obtenção de informações sobre a estrutura nuclear, em particular, referente aos estados mais fortemente ligados, que são difíceis de investigar com outras reações nucleares.

Os espalhamentos quase-livres podem ser do tipo $(p,2p)$, (p,pn) , $(e,e'p)$ e $(\pi,\pi N)$, com partículas incidentes polarizadas ou não e para núcleos-alvo leves e médios.

Um processo de espalhamento quase-livre é definido como uma reação nuclear direta, na qual a partícula incidente de alta energia (maior que 100 MeV para prótons e que 300 MeV para elétrons) arranca um nucleon do núcleo, sem que ocorra nenhuma interação violenta adicional das partículas incidente e emergentes com o núcleo. As condições para a existência de um processo quase-livre exigem que o tempo de interação da partícula incidente com o nucleon-alvo seja pequeno (comparado a tempos nucleares característicos); que o núcleo seja praticamente transparente às partículas incidente e emergentes; que a transferência de

momentum seja grande, assegurando uma interação localizada entre a partícula incidente e a partícula-alvo. Essas condições, que coincidem com a aproximação de impulso, desprezam a possibilidade da ocorrência de espalhamentos múltiplos, mas isso é corrigido através da consideração de potenciais óticos.

Um esquema de uma reação quase-livre é apresentado na fig. 1, para o caso particular de uma reação (p,2p) coplanar assimétrica. Um próton incidente de energia E_0 , momentum $\hbar\mathbf{k}_0$ incide num núcleo-alvo de número de massa A , interagindo com um próton-alvo de energia de separação S e momentum $\hbar\mathbf{k}_3$. No estado final temos dois prótons emergentes de momenta $\hbar\mathbf{k}_1$ e $\hbar\mathbf{k}_2$, energias E_1 e E_2 , com direções determinadas pelos ângulos θ_1 e θ_2 . O núcleo residual $(A-1)$ recua com momentum $\hbar\mathbf{k}_r$ e energia E_r .

Da lei de conservação de energia e momentum, para esse processo quase-livre, temos:

$$\hbar\mathbf{k}_0 = \hbar\mathbf{k}_1 + \hbar\mathbf{k}_2 + \hbar\mathbf{k}_r \quad (1)$$

$$T_0 - S = T_1 + T_2 + T_r$$

da qual podemos determinar a energia de separação do próton arrancado e o momentum $\hbar\mathbf{k}_r$. Se considerarmos o núcleo inicial em repouso, no modelo extremo de partícula-única, resulta que $\hbar\mathbf{k}_r = -\hbar\mathbf{k}_3$. Isso permite obter espectros de energia e distribuições de momentum para os vários estados de partícula-única das camadas do núcleo. O resultado de medidas, numa experiência (p,2p) quase-livre pode ser observado na fig. 2. Maiores detalhes sobre essas reações estão discutidos na literatura^{1,2}.

No formalismo de descrição de reações quase-livres empregamos a aproximação de impulso com ondas distorcidas (DWIA), na qual as ondas planas das partículas envolvidas no processo são modificadas pelos potenciais óticos complexos $U_j(r) = V_j(r) + W_j(r)$ da seguinte forma:

$$\begin{aligned} e^{i\vec{k}_0 \cdot \vec{r}_j} D_0(\vec{r}_j - \vec{R}) \\ e^{-i\vec{k}_1 \cdot \vec{r}_j} D_1(\vec{r}_j - \vec{R}) \end{aligned} \quad (2)$$

Para o cálculo das funções de distorção $D(\vec{r})$ empregamos a aproximação semiclássica WKB, sendo os potenciais óticos obtidos de dados de espalhamento elástico e, em geral, considerados independentes de spin. Nessa aproximação, temos:

$$\begin{aligned} D_0(\vec{r}) &= \exp \left\{ -i \frac{E_0}{\hbar^2 c^2 k_0} \int_{-\infty}^0 U_0(\vec{r} + s\vec{k}_0) ds \right\} \\ D_j(\vec{r}) &= \exp \left\{ - \frac{E_j}{\hbar^2 c^2 k_j} \int_0^{\infty} U_j(\vec{r} + s\vec{k}_j) ds \right\} ; \quad j = 1, 2 \end{aligned} \quad (3)$$

A seção de choque de correiação é obtida, na aproximação de fatoração, como um produto da seção de choque livre (partícula incidente-(núcleon-alvo)) de um processo livre equivalente, pela distribuição de momentum distorcida e por um fator cinemático

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE} = \frac{4}{(Mc)^2} \frac{k_1 k_2 E_0^2}{k_0 E_3} \frac{d\sigma^{fr}}{d\bar{\Omega}} (T_{rel}, \bar{\theta}, P_0, P_3) \cdot$$

$$\cdot \frac{1}{2J_A + 1} \sum_{n, m_A, m_{A-1}} |g'_{m_A-1, m_A}{}^{(n)}(\underline{k}_3)|^2 \quad (4)$$

onde somamos sobre os estados finais de spin e fazemos a média sobre os iniciais. As barras representam grandezas no sistema centro de massa e T_{rel} é a energia relativa.

No modelo de partícula-única, a distribuição de momentum distorcida $|g'|^2$ é dada em função de $g'_{jm}{}^{(n)}(\underline{k}_3)$, transformada de Fourier da integral de superposição, ou seja:

$$g'_{jm}{}^{(n)}(\underline{k}_3) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int e^{-i\underline{k}_3 \cdot \underline{r}} \int_0^1 D_i(\underline{r}) \psi_{jm}^{(n)}(\underline{r}) d^3r \quad (5)$$

sendo que j, m caracterizam o estado-furo e n , o spin do nucleon-alvo, quantizado na direção $\underline{k}_2 \times \underline{k}_1$. A distribuição de momentum distorcida é definida como

$$|g'_j(\underline{k}_3)|^2 = \sum_{n, m} |g'_{jm}{}^{(n)}(\underline{k}_3)|^2 \quad (6)$$

No cálculo da seção de choque de correlação (4) temos ainda a seção de choque livre de dois núcleons que, no sistema centro de massa, é dada por

$$\frac{d\sigma^{fr}}{d\bar{\Omega}} (T_{rel}, \bar{\theta}, P_0, P_3) = \frac{d\sigma^{fr}}{d\bar{\Omega}} (T_{rel}, \bar{\theta}) \left[1 + (P_0 + P_3)P(\bar{\theta}) + P_0 P_3 C_{NN}(\bar{\theta}) \right] \quad (7)$$

sendo obtida através do conhecimento das funções $P(\bar{\theta})$, $C_{NN}(\bar{\theta})$ e $\frac{d\sigma}{d\bar{\Omega}}(T_{re}, \bar{\theta})$, que são calculadas a partir de conjuntos de deslocamentos de fase existentes³⁾. Notemos que a seção de choque livre (7) depende da polarização P_0 da partícula incidente e de P_3 , polarização efetiva do núcleon-alvo. A expressão da polarização efetiva P_3 , quantizando o spin na direção z (ou $\underline{k}_2 \times \underline{k}_1$), perpendicular ao plano xy de espalhamento, é a seguinte:

$$P_3(\underline{k}_3) = \frac{\sum |g_{jm}^{(+)}|^2 - \sum |g_{jm}^{(-)}|^2}{\sum |g_{jm}^{(+)}|^2 + \sum |g_{jm}^{(-)}|^2} \quad (8)$$

A noção de polarização efetiva² pode ser qualitativamente entendida da análise da fig. 3 para uma reação quase-livre (p,2p) assimétrica e coplanar. Nesta figura podemos ver que os prótons oriundos de colisões no lado direito do núcleo atravessam, em média, menos matéria nuclear que os do lado esquerdo. Como o livre caminho médio de um próton de energia intermediária é da ordem do raio nuclear (por exemplo, no caso do ^{16}O), o lado direito do núcleo contribui mais que o esquerdo. Isso ainda pode ser reforçado se a energia E_2 for menor que E_1 . Se consideramos agora o modelo extremo de partícula-única, para o arrancamento de um próton de estados $j = 3/2$ e $j = 1/2$, por exemplo, e, se o momentum $\hbar \underline{k}_3$ da partícula-alvo não for muito pequeno, vemos que o domínio do lado direito irá dar ênfase, classicamente, a uma orientação definida de momentum angular orbital ortogonal ao plano de espalhamento. Isso irá favorecer, através do acoplamento spin-órbita nuclear, a uma orientação definida de

spin para o próton nuclear. Portanto, o efeito combinado de absorção e acoplamento spin-órbita nuclear levam a uma polarização efetiva do núcleon num espalhamento assimétrico.

Uma experiência com a finalidade de medir a polarização efetiva foi proposta² pelo nosso grupo em 1973, para prótons incidentes polarizados no alvo de ^{16}O , explorando a diferença entre seções de choque livre singlete e triplete. Essa experiência foi realizada em 1976 pelo grupo experimental de TRIUMF, confirmando qualitativamente os valores previstos e demonstrando a real possibilidade de medida da polarização efetiva dos núcleons-alvo.

Embora até hoje os resultados teóricos, em comparação com a experiência, sejam bons, devemos nos preocupar em esclarecer melhor a validade das aproximações empregadas no formalismo. E essa tem sido a finalidade de algumas das pesquisas recentes do nosso grupo. Antes de descrever alguns desses trabalhos, devemos citar quais os aspectos do formalismo, que têm merecido especial. Assim, temos nos preocupado com:

1) O uso da DWIA, cuja validade não está ainda bem determinada.

2) As incertezas existentes na extrapolação do elemento de matriz de espalhamento livre fora da camada de energia.

3) O uso da fatoração para o cálculo da seção de choque de correlação, desprezando, no elemento de matriz de espalhamento livre, os efeitos de variação de momento, causados pelo núcleo antes e depois da colisão. Embora a fatoração possa ser evi

tada através de uma análise completa de ondas parciais, é interessante determinar os limites de sua validade.

4) O uso da aproximação semiclássica MKB para o cálculo das distorções, desprezando as variações de momento causadas pelos potenciais óticos no elemento de matriz de espalhamento livre.

5) Utilização de potenciais óticos independentes de spin, desprezando a depolarização parcial do feixe incidente polarizado (quando for o caso), o que impediria o uso da fatoração. Devemos lembrar que C.Schneider⁴ mostrou que o uso de distorção spin-órbita para o próton incidente, em reações (p,2p) no ^{16}O a 320 MeV, leva a um efeito muito pequeno. Essa conclusão foi recentemente confirmada no trabalho de N.Chant⁵, para uma reação (p,2p) no ^{40}Ca a 200 MeV.

6) A influência da estrutura nuclear na polarização efetiva, através do estudo de outros modelos nucleares que não o de partícula-única.

7) A propagação de estados-furo no núcleo através de uma descrição microscópica.

Todos esses itens resumem alguns dos aspectos do formalismo usado por nós para descrever reações quase-livres e que têm merecido uma especial atenção nas pesquisas atuais do grupo. Em especial, vamos nos deter em três desses trabalhos, referentes a testes da aproximação de impulso, da aproximação semiclássica MKB e fatoração e da sensibilidade da polarização efetiva a um modelo simplificado de "clusters".

I - Teste da Aproximação de Impulso através do estudo comparativo de reações quase-livres $(p,2p)$ e (p,pn) com prótons incidentes não polarizados a 400 MeV^{6,7}

Embora a aproximação de impulso venha sendo largamente utilizada na análise de várias reações nucleares, entre as quais as reações quase-livres, é difícil prever exatamente o erro que se comete, essencialmente porque as seções de choque obtidas dependem da distorção das funções de onda das partículas que atravessam o núcleo. É interessante, portanto, que possam ser obtidos diferentes processos quase-livres que tenham, numa boa aproximação, iguais distorções, diferindo quase que apenas pelo próprio processo. Assim, através de razões, podemos eliminar a incerteza na distorção e investigar até que ponto as diferenças nos elementos de matriz de colisões livres se refletem nas seções de choque observadas, testando as previsões da aproximação de impulso.

Nesse trabalho, vamos comparar reações quase-livres $(p,2p)$ e (p,pn) num alvo de ^{12}C que tem isospin total $T = 0$. Isso corresponde às reações $^{12}\text{C}(p,2p)^{11}\text{B}$ e $^{12}\text{C}(p,pn)^{11}\text{C}$, recentemente medidas pelo grupo experimental de TRIUMF⁸. A geometria escolhida, a mesma da experiência, é apresentada na fig. 4, para prótons incidentes não polarizados de 400 MeV. A seção de choque de correlação (4) para esses processos, usa a aproximação de fatoração e a DWIA, podendo ser reescrita na forma:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE} = \text{FAT. CIN.} \frac{d\sigma^{\text{fr}}}{d\Omega} |g'|^2 \quad (9)$$

ou seja, o produto de um termo cinemático, pela distribuição de momentum distorcida e pela seção de choque livre, dada por

$$\frac{d\sigma^{fr}}{d\bar{\Omega}} (T_{rel}, \bar{\theta}, P_3) = \frac{d\sigma^{fr}}{d\bar{\Omega}} (T_{rel}, \bar{\theta}, 0) \left[1 + P_3 P(\bar{\theta}) \right] \quad (10)$$

onde P_3 é a polarização efetiva do núcleo-alvo.

Dentro das aproximações citadas, a principal incerteza reside no cálculo de $|g'|^2$. Mas se tomarmos a razão teremos:

$$\frac{\frac{d\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE} (p, 2p)}{\frac{d\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE} (p, pn)} = \frac{\frac{d\sigma^{fr}}{d\bar{\Omega}} (pp)}{\frac{d\sigma^{fr}}{d\bar{\Omega}} (pn)} \cdot C(E, \theta) \quad (11)$$

$$\text{onde o fator } C(E; \theta) = \frac{|g'|_p^2}{|g'|_n^2} \cdot \frac{\text{FAT.CIN } (p, 2p)}{\text{FAT.CIN } (p, pn)} .$$

Vemos portanto, que, evitando regiões onde as distribuições de momentum não distorcidas são pequenas, poderemos, com a razão (11), fazer um teste direto da aproximação de impulso, se conseguirmos estimar o fator $C(E, \theta)$. Se a aproximação de impulso for boa esse fator deve ser próximo de 1.

As reações $(p, 2p)$ e (p, pn) que nos interessam e que levam ao estado fundamental $\frac{3}{2}^-$ do ^{11}B e ^{11}C são estudadas para seis situações cinemáticas diferentes. Vários são os fatores que poderiam afastar $C(E, \theta)$ do valor 1, ou seja:

a) Os diferentes fatores cinemáticos das duas reações e

os efeitos de "off-shell", causados pelas diferentes energias de separação do próton e nêutron. Esses efeitos foram estimados, calculando os elementos de matriz "on-shell" para a colisão livre nos dois casos extremos de cinemática inicial e final. No cálculo das razões indicamos uma incerteza máxima pela largura das curvas, o que é obtido tomando um processo na cinemática inicial e outro na final.

b) Diferentes potenciais óticos para os processos $(p,2p)$ e (p,pn) , devido aos diferentes núcleos residuais. Na fig. 5 apresentamos os potenciais óticos complexos usados; escolhidos tipo poço quadrado e independente de spin. Um cálculo explícito pode ser visto na fig. 6 para a distribuição de momentum distorcida, confirmando que esse efeito é pequeno.

c) Diferentes funções de onda nucleares, que entram no cálculo de $|g'|^2$, devido à presença da interação coulombiana responsável pelas diferentes energias de ligação do próton e nêutron. Esse efeito parece ser o mais importante porque, devido à forte absorção, os processos quase-livres se dão essencialmente na superfície nuclear, o que significa que são importantes as caudas das funções de onda de partícula-única. Entretanto se comparamos, na fig. 7, os resultados de $|g'|^2$ (usamos funções de onda poço quadrado) para as reações $(p,2p)$ e (p,pn) , vemos que essa diferença é realmente pequena. A contribuição coulombiana em $|g'|^2$ para prótons torna mais próximos os resultados, em comparação com o caso de nêutrons, fazendo com que esperemos um fator $C(E,0)$ pouco diferente de 1.

A comparação final entre a teoria e os dados experimentais preliminares de TRIUMF é apresentada nas figuras 8 e 9. Na fig. 9 temos o resultado mais importante, ou seja, a comparação entre razões. Podemos ver que para os ângulos $\theta_2 = 62^\circ$ e $\theta_2 = 65^\circ$ (próximos dos máximos das distribuições de momentum) a razão se aproxima da razão livre ou melhor $C(E, \theta)$ é próximo de 1. Nesses ângulos, portanto, a aproximação de impulso é boa. Para outros valores de ângulo não devemos realmente esperar que a fatoração e a aproximação de impulso sejam muito boas.

A conclusão desse trabalho, sobre a validade da aproximação de impulso, é de que ela é bastante boa na região próxima dos máximos das distribuições de momentum. O uso de prótons incidentes polarizados e a análise de outros núcleos-alvo deverá permitir melhores condições ainda para o estudo da aproximação de impulso.

II - Teste de Aproximação Semiclássica WKB e da fatoração. Focagem em Espalhamento Elástico Núcleon-Núcleo⁹.

Esse trabalho consiste na determinação da função de onda na região do núcleo para um projétil de energia intermediária em espalhamento elástico núcleon-núcleo. Simula-se a interação projétil-núcleo por um potencial ótico complexo. A parte real gera as variações de momentum do projétil e a imaginária responde pelos efeitos de colisões múltiplas do projétil no núcleo. Consideramos os núcleos-alvo ^{16}O e ^{40}Ca para espalhamento por prótons incidentes com energia de 50 a 320 MeV. Para os potenciais

óticos complexos utilizamos a forma trapezoidal, poço quadrado e potenciais proporcionais à densidade nuclear. No cálculo, esses potenciais são aproximados por uma soma de potenciais seccionalmente constantes.

Para investigar a influência do núcleo na função de onda do projétil, no caso um próton, estudamos inicialmente a influência de parte real e imaginária do potencial ótico separadamente.

A parte real do potencial ótico provoca um forte efeito de focagem na função de onda predominantemente em torno do ângulo de espalhamento $\theta = 0^\circ$. Isso está apresentado na fig. 10. Para o ^{40}Ca vemos que a região de focagem, em relação ao centro do núcleo, varia com a variação da profundidade do poço quadrado considerado e com a variação da energia incidente. Nota-se que, para uma energia incidente fixa, aumentando a profundidade do potencial, a focagem se aproxima do centro e o efeito aumenta. O mesmo ocorre se diminuirmos a energia incidente, mantendo a profundidade do potencial fixa.

A parte imaginária do potencial ótico causa uma atenuação na distribuição de probabilidade de posição. Essa atenuação, conforme a fig. 11 para o ^{40}Ca , aumenta com a profundidade do potencial imaginário, fixando a energia incidente. A distância de máxima atenuação, em relação ao centro do núcleo, para uma forma fixa de potencial, é aproximadamente independente da profundidade. Ainda na fig. 11 vemos que, para uma profundidade constante do potencial imaginário, aumentando a energia incidente, a atenuação diminui e a região de máxima atenuação se afasta do

centro do núcleo.

Na fig. 12 podemos observar os diagramas de contorno, no espaço de configuração, para núcleons de 80 e 120 MeV, espalhados por potenciais óticos complexos tipo poço quadrado, ajustados para o caso dos núcleos ^{16}O e ^{40}Ca . Na fig. 13 apresentamos as densidades de probabilidade para $\theta = 0^\circ$ em função da distância, para os três tipos de potencial considerados e a uma energia de 80 MeV nos dois núcleos-alvo. Podemos ver que para estudar a focagem um poço quadrado, que é mais simples, é uma boa aproximação.

Para estimar a validade da aproximação WKB, tão usada até hoje no estudo de reações quase-livres e mesmo de outras reações nucleares, vamos comparar os resultados do cálculo exato (expansão em ondas parciais) e WKB, através de razões entre as densidades de probabilidades obtidos nos dois casos. Os resultados mostram que para energias baixas (até 120 MeV) as discrepâncias na determinação das funções de onda no núcleo são importantes para ângulos até 90° e a aproximação WKB não é boa. Para energias entre 120 e 200 MeV o WKB ainda difere significativamente do cálculo exato em regiões da superfície nuclear, embora dê bons resultados para outras regiões. Para energias acima de 200 MeV os resultados do WKB se aproximam bastante do exato e, de modo geral, a aproximação WKB é boa. Essas conclusões são apresentadas na fig. 14 e 15 para energias de 80 e 320 MeV (casos extremos estudados).

A conclusão desse trabalho é que devemos utilizar a aproximação WKB com cuidado, especialmente para energias abaixo de 200 MeV.

III - Teste do Modelo de Partícula-Única. Cálculo da Polarização Efetiva num modelo de "Clusters"¹⁰

Esse estudo visa estimar a influência da estrutura nuclear na polarização efetiva do núcleon arrancado num processo quase-livre (p,2p). Para tanto vamos considerar o núcleo-alvo de ${}^6\text{Li}$ e reações quase-livres (p,2p) assimétrica com prótons incidentes de 320 MeV. As energias dos prótons emergentes são dadas por $T_2 = 80$ MeV e $T_1 = 240 - S$, sendo S a energia de separação do próton.

Esse trabalho se encontra em uma fase inicial da pesquisa. Com a finalidade de determinar se a polarização efetiva do próton-alvo é ou não sensível ao modelo, vamos supor um modelo de "cluster" simplificado.

A reação que nos interessa é $p + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^5\text{He} + 2p$ e vamos comparar a polarização efetiva e distribuição de momentum distorcida calculados no modelo de "clusters" e no modelo de camadas para o ${}^6\text{Li}$. No modelo de "clusters" o ${}^6\text{Li}$ está constituído, no estado fundamental, de uma partícula- α com spin, isospin e momentum angular total nulos e um núcleo de deutério no estado de spin triplete e isospin singlete.

Nesse modelo simplificado supomos que o próton seja ejetado do deutério, permanecendo a α intacta no núcleo. Assim o estado final será constituído de uma partícula- α e um nêutron. Supomos também que o deutério, no ${}^6\text{Li}$, se move sob a ação de um potencial central tipo oscilador harmônico, criado pelos demais núcleons. A energia de separação S do próton no deutério é de 5.6 MeV. Para as distorções usamos potenciais óticos complexos, ti-

po poço quadrado, independentes de spin. Estamos supondo que a distância de separação mais provável entre os centros de massa dos "clusters" é bem maior que a soma dos seus raios.

Apesar do modelo de "clusters" usado ser bastante simples, os resultados a que leva demonstram que a polarização efetiva e a distribuição de momentum distorcida são muito sensíveis ao modelo nuclear adotado. Esses resultados, em comparação com os previstos pelo modelo de camadas, são apresentados nas figs. 16 e 17. Como vemos, se faz necessário um estudo cauteloso sobre a influência do modelo adotado para o cálculo da polarização efetiva dos nêucleons no núcleo.

REFERÊNCIAS

- 1) G.Jacob e Th.A.J.Maris, Rev.Mod.Phys. 38 (1966) 121; 45 (1973) 6.
- 2) G.Jacob, Th.A.J.Maris, C.Schneider e M.R.Teodoro, Phys.Lett. 45B (1973) 181; A257 (1976) 517.
- 3) M.H.MacGregor, R.A.Arndt e R.M.Wright, Phys.Rev. 182 (1969) 1714.
- 4) C.Schneider, Nucl.Phys. A300 (1978) 313.
- 5) N.S.Chant, P.Kitching, P.G.Roos e L.Antonuk, Phys.Rev.Lett. 43 (1979) 495.
- 6) Th.A.J.Maris, M.R.Teodoro e E.A.Veit, Phys.Rev.. C 20 (1979) 446.
- 7) Eliane A.Veit, Dissertação de Mestrado, 1979, Instituto de Física da UFRGS, publicação interna.
- 8) Progress Report, 1977 (TRIUMF), pg. 51.
- 9) Maria Helena Steffani, Dissertação de Mestrado, 1979, Instituto de Física da UFRGS, publicação interna.
- 10) Th.A.J.Maris, C.A.Z.Vasconcellos, 31^a Reunião Anual da SBPC, Fortaleza (1979).

Figura 2

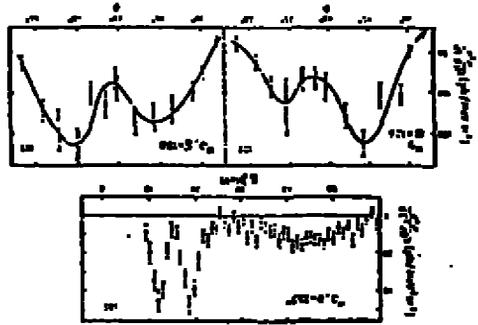
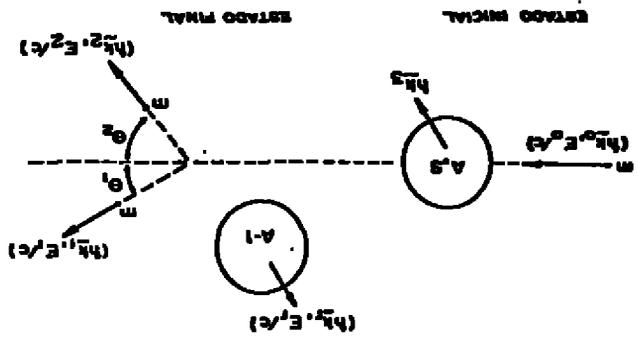


Figura 1



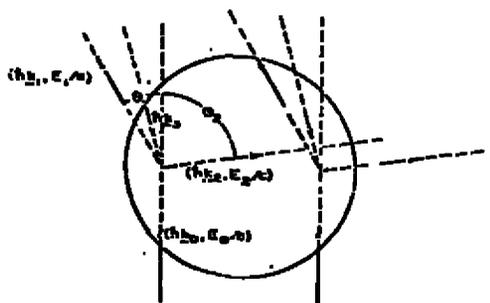
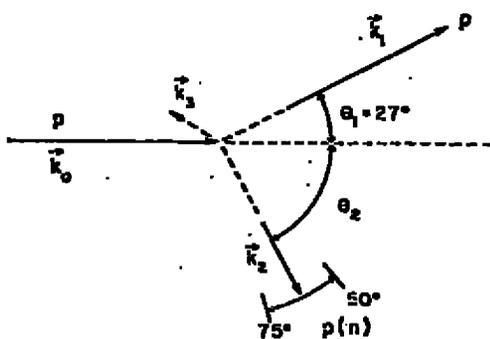


Figura 3



$$\begin{aligned}
 T_0 &= 400 \text{ MeV} \\
 T_1 &= T_0 - T_2 - S \\
 S_n &= 19 \text{ MeV} \\
 S_p &= 16 \text{ MeV}
 \end{aligned}$$

$$T_2 = \begin{cases} 108 \text{ MeV} \\ 102 \text{ MeV} \\ 96 \text{ MeV} \\ 90 \text{ MeV} \\ 84 \text{ MeV} \\ 78 \text{ MeV} \end{cases}$$

Figura 4

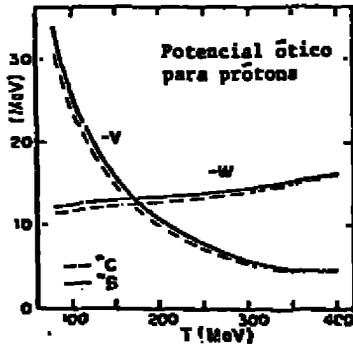


Figura 5

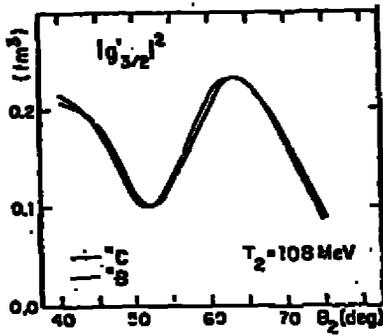


Figura 6

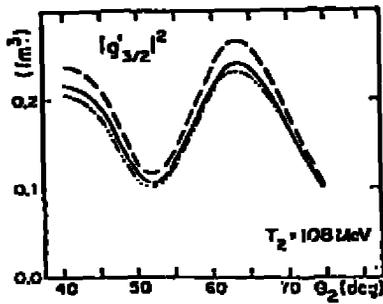


Figura 7

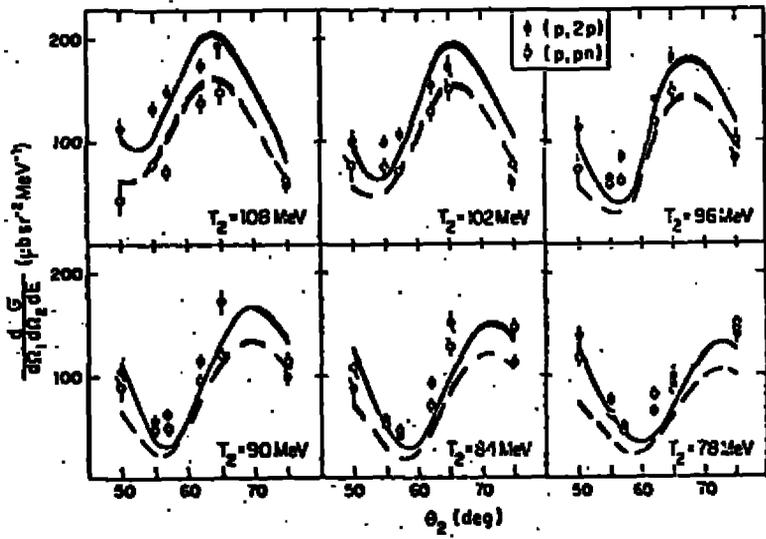


Figura 8

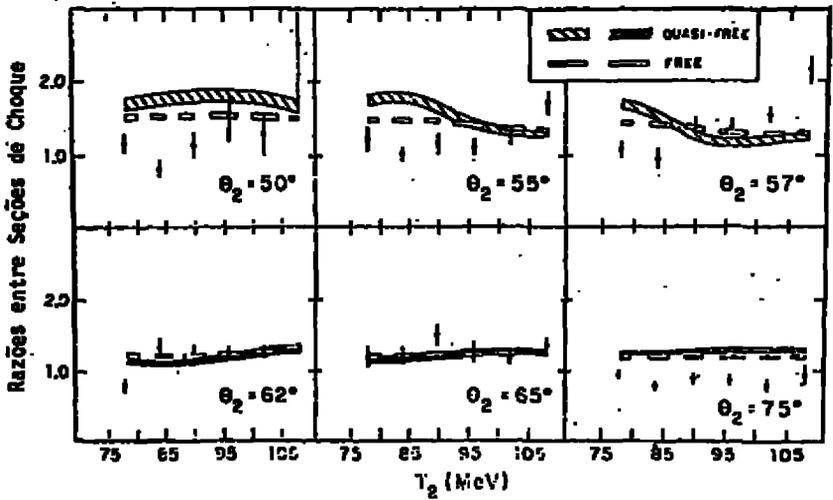


Figura 9

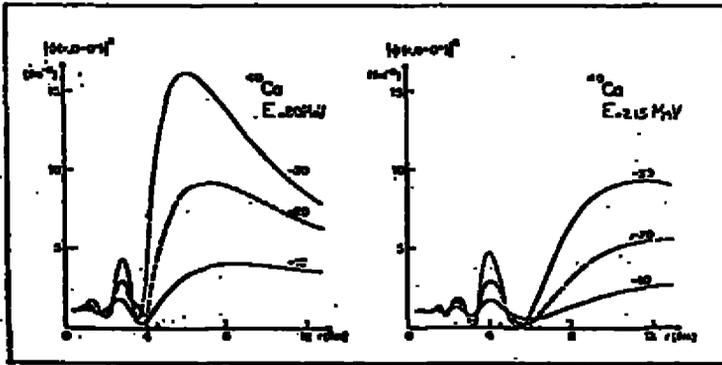


Figure 10

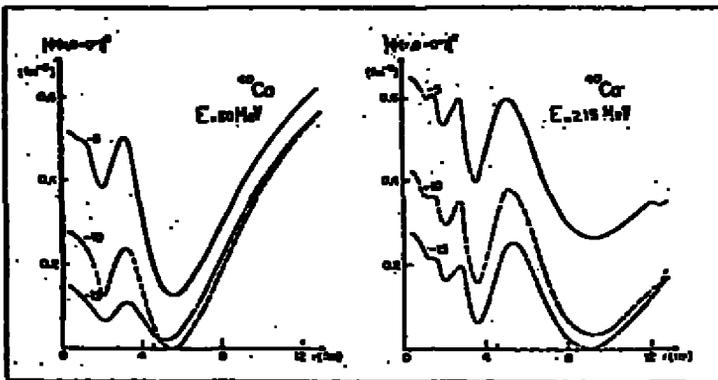


Figure 11

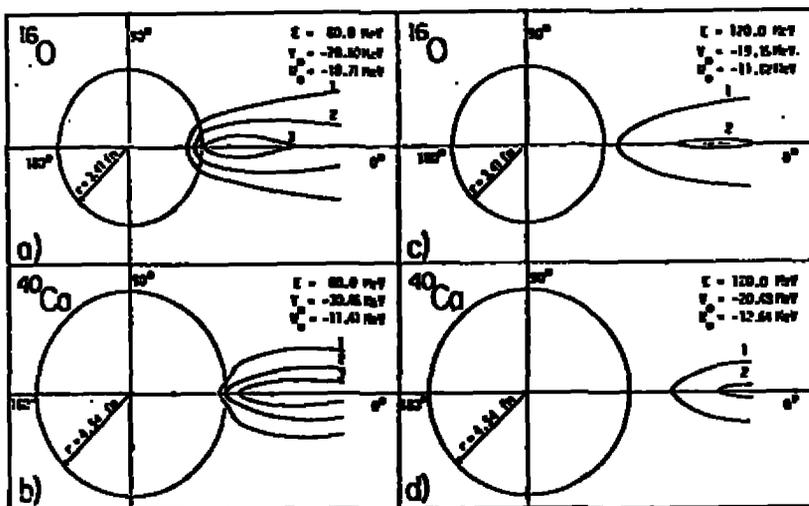


Figura 12

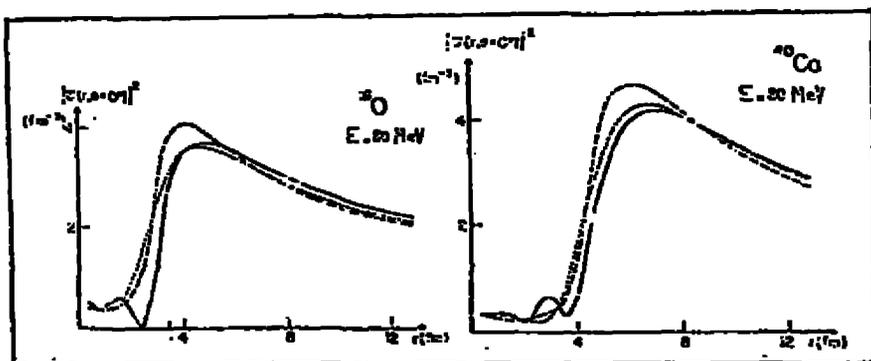


Figura 13

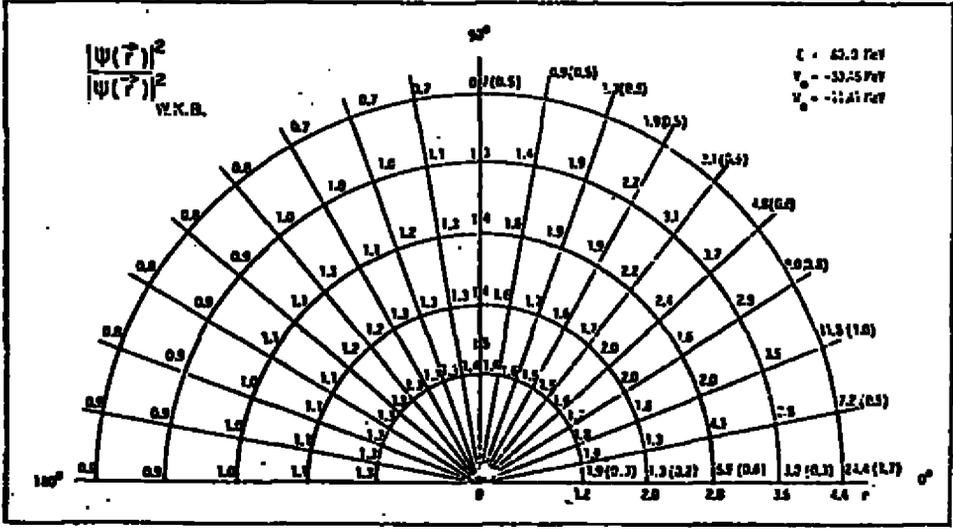


Figura 14

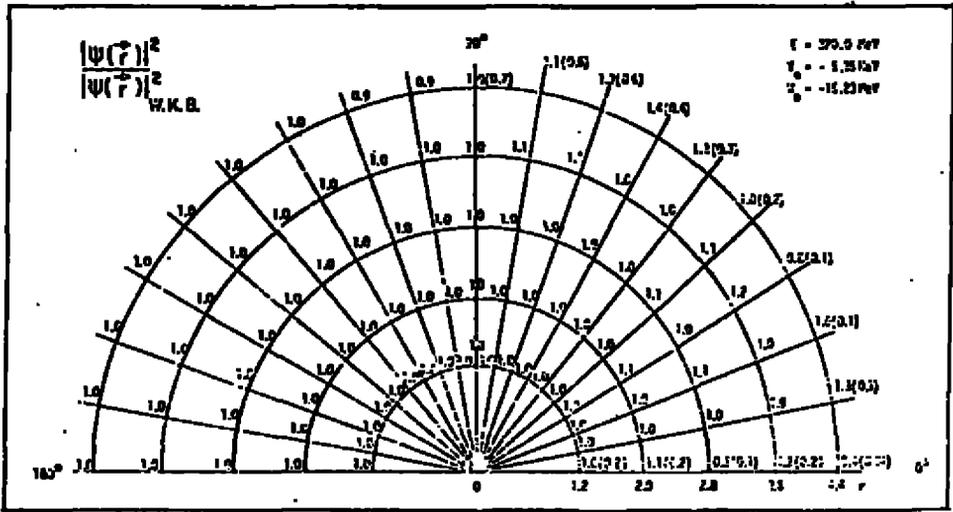


Figura 15

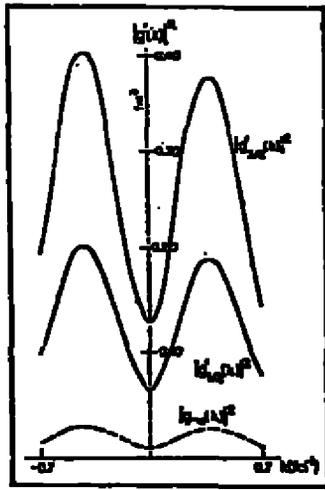


Figura 16

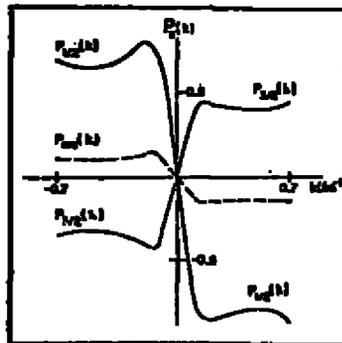


Figura 17

LEGENDA DAS FIGURAS

- Figura 1 - Representação esquemática de um espalhamento quase-livre (p,2p) coplanar.
- Figura 2 - Dados obtidos de um espalhamento quase-livre (p,2p) simétrico a 460 MeV num alvo de ^{16}O . (a) Espectro de energia; (b) distribuição de momentum distorcida para o estado $1p_{1/2}$; (c) distribuição de momentum distorcida para o estado $1p_{3/2}$. Dados de H.Tyrén et al, Nucl. Phys. 79 (1966) 321.
- Figura 3 - Cinemática aproximada para uma reação (p,2p) assimétrica coplanar com $T_0 \approx 320$ MeV.
- Figura 4 - Esquema da geometria, no sistema laboratório, para o estudo das reações (p,pn) para seis valores diferentes da energia T_2 .
- Figura 5 - Valores para os potenciais óticos complexos $V + iW$ usados para os cálculos, tipo poço quadrado central.
- Figura 6 - Um exemplo das distribuições de momentum distorcidas para as reações quase-livres (p,pn) no ^{12}C . Para mostrar o efeito dos diferentes núcleos residuais apenas os potenciais óticos são considerados diferentes, não os momenta assintóticos.

Figura 7 - Distribuições de momentum distorcidas para funções de onda de partícula-única, geradas por um poço quadrado dando a energia de ligação experimental correta para o próton (curva tracejada), geradas por um poço quadrado dando a energia de ligação correta para o nêutron (curva traço-ponto) e pelo mesmo poço mais o potencial coulombiano, dando novamente a energia de ligação correta para o próton (curva cheia).

Figura 8 - Resultados experimentais preliminares de TRIUMF com as nossas curvas calculadas. As larguras das curvas dão uma medida da incerteza de "off-shell".

Figura 9 - Dados experimentais preliminares de TRIUMF e cálculos teóricos para as razões das seções de choque (p,2p) e (p,pn). As curvas são cheias se a geometria é tal que os dados são confiáveis. As razões entre as seções de choque livres são as curvas tracejadas. As larguras das curvas e dos retângulos refletem as incertezas de "off-shell".

Figura 10 - Densidade de probabilidade $|\psi(\vec{r})|^2$ (em fm^{-3}) para para nêucleons de 80 MeV e 215 MeV espalhados por potenciais poço quadrado puramente reais de profundidades -10 MeV (linha sólida), -20 MeV (linha tracejada) e -30 MeV (linha pontilhada) ajustados ao núcleo de ^{40}Ca .

- Figura 11 - Densidade de probabilidade $|\psi(\vec{r})|^2$ (em fm^{-3}) para núcleons de 80 MeV e 215 MeV espalhados por potenciais poço quadrado puramente imaginários de profundidades -5 MeV (linha sólida), -10 MeV (linha tracejada) e -15 MeV (linha pontilhada) ajustados do núcleo de ^{40}Ca .
- Figura 12 - Diagramas de contorno de $|\psi(\vec{r})|^2$ (em fm^{-3}), no espaço de configuração, para núcleons de energia E (80 MeV e 120 MeV) espalhados por núcleos de ^{16}O e ^{40}Ca representados por potenciais óticos poço quadrado $V_0 = V_0 + iW_0$ de alcance igual ao raio nuclear.
- Figura 13 - Densidade de probabilidade $|\psi(\vec{r})|^2$ (em fm^{-3}) para núcleons de 80 MeV espalhados por potenciais poço quadrado (linha sólida), poço trapezoidal (linha tracejada) e poço proporcional à densidade nuclear (linha pontilhada) ajustados ao núcleo de ^{16}O e ao núcleo de ^{40}Ca .
- Figura 14 - Razão entre $|\psi(\vec{r})|^2$ obtida pelo método de ondas parciais e $|\psi(\vec{r})|_{\text{WKB}}^2$ obtidas usando a aproximação WKB para núcleons de 80 MeV espalhados por um potencial ótico poço quadrado de profundidade $(-30.46 + i 11.41)$ MeV e de alcance igual ao raio do núcleo de ^{40}Ca ($R = 4.54$ fm). Entre parênteses são apresentados valores de $|\psi(\vec{r})|^2$ (em fm^{-3}) para alguns pontos.

Figura 15 - Razão entre $|\psi(\vec{r})|^2$ obtida pelo método de ondas parciais e $|\psi(\vec{r})|_{\text{WKB}}^2$ obtida pela aproximação WKB para núcleons de 320 MeV espalhados por um potencial ótico poço quadrado de profundidade $(-5.36 - i 16.23)$ MeV e de alcance igual ao raio nuclear do ^{40}Ca ($R = 4.54$ fm). Entre parênteses são apresentados valores de $|\psi(\vec{r})|^2$ (em fm^{-3}) para alguns pontos.

Figura 16 - Distribuição de momentum para os estados $1p_{1/2}$ e $1p_{3/2}$ no modelo de camadas e no modelo de "clusters" (mc) considerado.

Figura 17 - Polarização efetiva dos estados $1p_{1/2}$ e $1p_{3/2}$ no modelo de camadas e no modelo de "clusters" (mc) considerado.

PESQUISAS EM FÍSICA NUCLEAR EM ANDAMENTO NA UFPE*

Hélio T. Coelho
 Deptº de Física - UFPE

I. INTRODUÇÃO

O assunto de interesse geral no nosso grupo de pesquisa reside basicamente no problema quântico de poucos corpos. Este tipo de problema aparece nos vários ramos da física^(1,2). Na Física nuclear e sub-nuclear temos exemplos como: H^2 , H^3 , He^4 ; estruturas de aglomerados (clusters) como $C^{12}(3\alpha)$, $O^{16}(4\alpha)$, $Mg^{24}(O^{16}+2\alpha)$, etc.; física nuclear de quarks ($c\bar{c}$, ccc , ctt , etc.) e reações nucleares e de partículas. Na Física Atômica e Molecular são de especial interesse sistemas como H_2^+ , H^- , $e^-e^+e^-$, etc., para não mencionar outros campos da física. Muitos dos exemplos acima, ou foram ou estão sendo no momento abordados por nós. No estudo deste problema, estamos essencialmente interessados em três aspectos: a) formalismo geral, b) análise numérica, c) aplicações. Dependendo do problema, um formalismo é considerado, como é o caso da equação de Lippmann-Schwinger (sistemas de 2 corpos), harmônicos K (para sistemas ligados de 3 e 4 corpos), equações de Faddeev, etc. A análise numérica entra na obtenção de resultados numéricos, desde que normalmente estes formalismos conduzam à manipulação de equações matemáticas que não possuem soluções fechadas. De posse de formalismos e dos métodos numéricos, normalmente classes de sistemas físicos se encaixam nestas situações. Colorações estreitas são feitas com outros centros de pesquisa (como é o caso mais fortemente com a USP e UFRJ no Brasil).

No parágrafo 2 falaremos em sistemas ligados, no parágrafo 3 em sistemas não ligados e finalmente no parágrafo 4 daremos nossas conclusões.

II. ESTADOS LIGADOS

No estudo de sistemas ligados, dois métodos exatos são extensivamente usados por nós: harmônicos K⁽¹⁾ e equações de Faddeev⁽²⁾. O método dos harmônicos K é uma extensão do problema de 2 corpos (eq. de Schrödinger) onde aparece os $Y_{LM}(\hat{r})$. No caso de sistemas de 3 a 4 corpos, estas funções angu-

* Financiadas em parte por CNPq, FINEP, BID.

lares são substituídas por outras mais complexas, $u_{K\alpha}$, chamadas harmônicas K, onde $\ell \rightarrow K$ e $m \rightarrow \alpha$, sendo α o conjunto restante de números quânticos necessários para especificar o sistema⁽¹⁾. Do método chega-se a um sistema acoplado de equações diferenciais⁽¹⁾ do tipo

$$\left[\frac{d^2}{d\rho^2} - \frac{\ell(\ell+1)}{\rho^2} - k^2 \right] \phi_{K\alpha}(\rho) + \sum_{K'\alpha'} V_{K\alpha, K'\alpha'}(\rho) \phi_{K'\alpha'}(\rho) = 0 \quad (1)$$

onde $K = 0, 2, \dots, \infty$, $k^2 = \frac{2m}{\hbar^2} |E|$, sendo m a "massa reduzida" do sistema, $A = K + \frac{3N-6}{2}$

$$V_{K\alpha, K'\alpha'}(\rho) = - \left(\frac{2m}{\hbar^2} \right) \langle u_{K\alpha} | V_{123}(\rho, \Omega_{3N-3}) | u_{K'\alpha'} \rangle \quad (2)$$

sendo a integração na eq.(2) feita sobre os ângulos Ω_{3N-3} , com N o número de partículas. Notar que para interação entre-pares, $V_{123} = \sum_{i < j} V_{ij} = \sum_{k=1}^3 V_k$. Para a solução numérica do sistema (1) requer-se de ante-mão que ele seja truncado para um $K = K_{\max}$ (em geral $K_{\max} \sim kR$, sendo R as dimensões do sistema). Vários métodos numéricos podem ser considerados, entre os quais, a redução de (1) à um problema de diagonalização de matrizes, através da expansão dos $\phi_{K\alpha}(\rho)$ num conjunto orto-normal completo de funções tipo oscilador harmônico generalizado⁽³⁾.

Outro caminho no problema de três corpos é através das equações de Faddeev:

$$(H_0 + V_\mu - E) \psi_\mu = -V_\mu (\psi_\nu + \psi_\lambda), \quad (3)$$

onde $(\mu, \nu, \lambda) = (1, 2, 3)$, (permutação cíclica), sendo a função de onda total ψ dada por

$$\psi = \sum_{\mu} \psi_{\mu} = \frac{1}{E - H_0} \left(\sum_{\mu} V_{\mu} \right) \psi, \quad (4)$$

com

$$\psi_{\mu} = \frac{1}{E - H_0} V_{\mu} \psi. \quad (5)$$

Existem classes de potenciais que podem ser consideradas por um método e não por outro (por exemplo, é o caso de interações $V_{ij} = r^n$, onde $n > 0$, que divergem com as equações de Faddeev). Assim o conhecimento desses dois métodos acima é essencial.

Nas aplicações, estamos interessados em saber as vantagens e desvantagens de cada um desses métodos⁽⁵⁾. Uma das maneiras, por exemplo, é considerar um sistema de 3 bosons e usar a eq.(3), com os ψ_{μ} expandidos em termos de harmônicos K.

A solução deste problema é comparada com aquela obtida diretamente da eq. (1). Como cada método é representado por diferentes equações, suas soluções numéricas podem seguir, possivelmente, caminhos distintos de convergência⁽⁵⁾.

Outra aplicação, é o problema Coulombiano para três ou mais corpos, o qual é bem singular e que aparece em sistemas moleculares como $e^-e^+e^-$, H_2^+ , etc. Conseguimos⁽⁶⁾ calcular em forma fechada todos os elementos de matrizes que aparecem na eq.(2). Estamos no momento especulando a solução fechada do sistema (1), para tais casos.

Estamos também interessados em estudo de estruturas "clusters" como $C^{12}(3\alpha)$, $O^{16}(4\alpha)$, etc. Alguns trabalhos preliminares já foram concluídos nessa linha⁽¹⁾.

Ainda em estados ligados, vale destacar o nosso envolvimento em física nuclear de quarks, através do estudo de espectroscopia de hadrons mais pesados ($c\bar{c}$, ccc , ctt , etc.)⁽⁷⁾. Várias classes de potenciais entre-pares de

quarks estão sendo testados. Para isto, cálculos exatos dos elementos de matrizes, eq.(2), estão também em fase adiantada. O que se tem notado é que para as classes de potenciais comumente propostos (oscilador harmônico, \sqrt{r} , r , etc.), mudanças poucos significantes têm sido observadas nos resultados. Esta pesquisa está sendo feita em colaboração com R. Chanda, da UFRJ.

III. ESTADOS NÃO-LIGADOS.

No formalismo de estados não ligados vários métodos e técnicas são utilizadas⁽³⁾: equações de Lippman-Schwinger; Paddeev; Yakobowski; Amado; diagramas de Feynmann; etc. Estamos interessados em alguns problemas, entre os quais tentar entender a razão dos picos anômalos em $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ pelo espalhamento de partículas α em alvos leves do tipo $4n$, para $\theta \sim 180^\circ$ e para várias energias da partícula incidente⁽¹⁾. Similar problema ocorre para alvos como Li^6 (mas não para seus vizinhos próximos, como Li^7). No caso do lítio, esta pesquisa está sendo feita em colaboração com F. A. B. Coutinho, da USP. Vários diagramas de Feynmann estão sendo propostos, estando o projeto em fase bem adiantada. Dentro desta linha, estamos também tentando relacionar os diagramas à la Shapiro⁽⁸⁾ (relativísticos) com os não-relativísticos (matriz T). No cálculo da matriz T destes diagramas, estamos lidando com funções vértices destes diagramas, as quais contêm informações microscópicas valiosas. Informações, como natureza destas funções, singularidades, fatores espectroscópicos associados às partículas transferidas, etc., são também motivos de pesquisas.^(1,9)

Está também em fase final o estudo do espalhamento de deuteron, triton e partículas α na matéria nuclear⁽¹⁰⁾.

Num outro seminário nesta conferência, L. Tomio exporá outros problemas abordados pelo grupo de Física Nuclear da UFPE.

IV. CONCLUSÕES

O grupo de Física Nuclear da UFPE, dentro de suas limitações (número ainda pequeno de pesquisadores, com um número razoável de bons estudantes), procurará manter a linha de pesquisa exposta neste seminário nos próximos anos. Alguns alunos estão em fase final do mestrado e 3 outros no doutoramento. Esperamos que alguns destes alunos venham logo a fazer parte do esforço de pesquisa do grupo, como professores da UFPE. Outros serão atraídos de fora, de modo a criar novas idéias. A filosofia, no momento, continua sendo a de se trabalhar em equipe, de modo a minorar os efeitos de um grupo ainda pequeno.

REFERÊNCIAS

1. H. T. Coelho, Rev. Bras. de Física, volume especial, (april 1979) 52 .
Várias referências estão também indicadas lá.
2. L. D. Faddeev, Sov. Phys. JETP (1961) 1014.
3. - E. F. Redish e A. Dragt, "Lectures in the Quantum three-body problem" ,
Univ. of Maryland, Department of Physics and Astronomy, College Park ,
Maryland (1977).
- L. M. Delves, International Conference held at Laval Univ. Québec city ,
1974, "Few-body problems in Nuclear and Particle Physics".
4. M. Vallières, T. K. Das, H. T. Coelho, Nucl. Phys. A257 (1976) 389.
5. H. T. Coelho, W. Glöckle, A. Delfino, a ser publicado.
6. - H. T. Coelho, L. Consoni, M. Vallières, Rev. Bras. Física, vol.8, 3(1978)
734.
- R. Amado, H. T. Coelho, Am. J. Phys. 46(10) (1978) 1057.
- A. Delfino, H. T. Coelho e N. Majlis, a ser publicado.
7. F. S. Moraes, H. T. Coelho, R. Chanda, a aparecer em Lett. Nuovo Cimento.
8. I. S. Shapiro, "Selected Topics in Nuclear Theory", edited by P. Janouch
(IAEA, Vienna, 1963), pag. 113.
9. I. Dantas, H. T. Coelho, a ser publicado.
10. A. Delfino, H. Bando, H. T. Coelho, a ser publicado.

MÉTODO PARA EQUAÇÕES DE ESPALHAMENTO (*)

Lauro Tomio

Departamento de Física, Universidade Federal de Pernambuco

50.000 - Recife - Pe.

Um problema que geralmente ocorre nas formulações integrais das equações de espalhamento, em particular na equação de Lippmann-Schwinger, é a existência em tais equações de "Kernels" com singularidade de ponto fixo. É fato bem conhecido que a solução iterativa de tais equações em geral não converge para potenciais arbitrários; ou seja, apenas converge para potenciais muito fracos ou para energias muito altas. Tal divergência é associada à ocorrência de um autovalor do "kernel" da equação integral de valor em módulo maior que a unidade (tanto para o caso atrativo quanto para o caso repulsivo)⁽¹⁾.

Sasakawa⁽²⁾ propôs um método eficiente para o cálculo de deslocamentos de fase resolvendo este tipo de equações integrais para funções de onda no espaço de coordenadas. Coester⁽³⁾ estudou as propriedades de convergência da expansão de Sasakawa para uma larga classe de potenciais e introduziu uma função arbitrariamente flexível no "kernel" de uma equação auxiliar não singular, determinando as propriedades funcionais da mesma. Kowalski⁽⁴⁾ mostrou que o método de Sasakawa poderia ser reformulado de modo a tornar mais prático o cálculo dos elementos "half-on-shell" da matriz-t de espalhamento, usando as equações de Lippmann-Schwinger no espaço dos momentos.

(*) Trabalho feito com a participação de S.K.Adhikari, sendo financiado pelo CNPq e parcialmente pelo FINEP.

Mais recentemente foi proposto por Adhikari⁽⁵⁾ um método para resolver também as equações de Lippmann-Schwinger "off-shell" para a matriz de espalhamento. O método, que generaliza o de Kowalski, consiste em resolver uma equação auxiliar cujo integrando não contém singularidades e que é suficientemente fraco para ter soluções iterativas convergentes para uma larga classe de potenciais. A solução da equação original fica relacionada à solução desta equação auxiliar.

Reescrevemos os resultados obtidos na ref. (5) em uma forma que já havia sido apresentada, independentemente, por Kowalski e Noyes⁽⁶⁾, sendo que agora o "kernel" da equação não singular é em geral diferente, incorporando porém todas as características essenciais daquela formulação. A formulação de Kowalski-Noyes requer a solução de duas equações não singulares, enquanto que o método que apresentamos usa a solução de uma equação não singular apenas. Estudamos também as propriedades de convergência das soluções iterativas numericamente para diferentes escolhas da função arbitrária e para três potenciais de uso corrente, ou seja, potencial de Yukawa, potencial de Malfliet-Tjon e potencial "Soft Core 1S_0 " de Reid.

Como o presente método está intimamente relacionado ao método da ref. (5), faremos um breve resumo do mesmo.

A equação de Lippmann-Schwinger para a L-ésima onda parcial pode ser escrita como

$$t_L(p, q; \epsilon) = V_L(p, q) + \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} d\tau \cdot \tau^2 V_L(p, \tau) (k^2 - \tau^2 + i\epsilon)^{-1} t_L(\tau, q; \epsilon), \quad (1)$$

onde usamos $\frac{\hbar^2}{2m} = 1$. $E = k^2$ é a energia no sistema centro-de-massa. Daqui para o final desta apresentação deixaremos de usar explicitamente os índices L para a onda parcial e os limites de integração.

O elemento "on-shell" da matriz-t está relacionado ao deslocamento de fase por

$$t(k) \equiv \tau(k, k; \epsilon) = - \frac{e^{i\delta} \sin \delta}{k}. \quad (2)$$

A solução da eq. (1), em termos da solução de uma equação não-singular

$$\Gamma(p, q; \epsilon) = V(p, q) + \frac{2}{\pi} \int \alpha \alpha' \alpha'' A(p, \alpha; \epsilon) \Gamma(\alpha, q; \epsilon), \quad (3)$$

é dada por

$$\tilde{\epsilon}(p, q; \epsilon) = T(p, q; \epsilon) + T(p, k; \epsilon) \mathcal{I}(k, q), \quad (4)$$

onde

$$A(p, q; \epsilon) = \left[V(p, q) - V(p, k) \Upsilon(k, q) \right] (k^2 - q^2 + i\epsilon)^{-1} \quad (5)$$

e

$$\mathcal{I}(k, q) = \frac{\frac{2}{\pi} \int \alpha^2 \alpha' \alpha'' (k^2 - \alpha'^2 + i\epsilon)^{-1} \Upsilon(k, \alpha) \Gamma(\alpha, q; \epsilon)}{1 - \frac{2}{\pi} \int \alpha^2 \alpha' \alpha'' (k^2 - \alpha'^2 + i\epsilon)^{-1} \Upsilon(k, \alpha) \Gamma(\alpha, k; \epsilon)}, \quad (6)$$

sendo $\Upsilon(k, \alpha)$ uma função real arbitrária que satisfaz a relação

$$\Upsilon(k, k) = 1. \quad (7)$$

De (4) e (6) observa-se que os elementos "half-on-shell" $\tilde{\epsilon}(p, k; \epsilon)$ têm uma forma bastante simples:

$$\tilde{\epsilon}(p, k; \epsilon) = \frac{T(p, k; \epsilon)}{T(k, k; \epsilon)} \tilde{\epsilon}(k), \quad (8)$$

onde

$$\tilde{\epsilon}(k) = T(k, k; \epsilon) \left[1 - \frac{2}{\pi} \int \alpha^2 \alpha' \alpha'' (k^2 - \alpha'^2 + i\epsilon)^{-1} \Upsilon(k, \alpha) \Gamma(\alpha, k; \epsilon) \right]^{-1} \quad (9)$$

Conforme já havia sido assinalado por Adhikari⁽⁵⁾ as propriedades de convergência para $t(k, \rho; \epsilon)$ e $t(\rho, k; \epsilon)$ não são as mesmas, já que as soluções auxiliares $T(k, \rho; \epsilon)$ e $T(\rho, k; \epsilon)$ dão resultados diferentes entre si para as diferentes iterações. Este problema ficou claramente evidenciado nos cálculos numéricos que efetuamos, para diferentes potenciais e diferentes funções $\gamma(k, \rho)$.

Numa reformulação mais simétrica das equações (4) e (6) chegamos às equações básicas do presente método, ou seja.

$$t(\rho, q; \epsilon) = \left[\frac{T(\rho, k; \epsilon)}{T(k, k; \epsilon)} t(k) \frac{T(q, k; \epsilon)}{T(k, k; \epsilon)} \right] + R(\rho, q; \epsilon) \quad (10)$$

onde

$$R(\rho, q; \epsilon) = T(\rho, q; \epsilon) - \frac{T(\rho, k; \epsilon) T(k, q; \epsilon)}{T(k, k; \epsilon)} \quad (11)$$

O primeiro termo à direita na eq.(10) é a aproximação de Kowalski e Noyes⁽⁶⁾, que consiste no resultado exato para os elementos "half-on-shell", já que a função residual $R(\rho, q; \epsilon)$ é igual a zero para $\rho=k$ ou $q=k$. Note-se também em (10) que a parte imaginária só está presente no termo entre colchetes; ou mais precisamente, no elemento "on-shell" da matriz-t. Verifica-se portanto que também os elementos "off-shell" terão uma forma bem mais simétrica que a original.

Dentro deste formalismo diferentes escolhas para a função γ foram testadas usando os potenciais de Yukawa, Malfliet-Tjon e de Reid. Os cálculos efetuados se restringiram apenas à onda S ($L = 0$), já que uma convergência mais rápida é esperada para valores maiores de L. Das funções utilizadas a única que revelou rápida convergência para os três potenciais mencionados foi a sugerida por Blaszczak e Fuda⁽⁷⁾,

$$\gamma(k, \rho) = \left(\frac{\rho}{k} \right)^L \quad (12)$$

Além dessa função, também as funções

$$\text{de Kowalski-Noyes}^{(6)} \quad \mathcal{T}(k,p) = \frac{V(k,p)}{V(k,k)}, \quad (13)$$

$$\text{e de Sasakawa}^{(2)} \quad \mathcal{T}(k,p) = \frac{k}{p} \quad (14)$$

revelaram rápida convergência para o potencial de Yukawa. As observações acima quanto à convergência verificada se referem a todos os elementos da matriz-t de espalhamento, para todas energias acima de 12 MeV. Obviamente, à medida que aumentamos a energia, mais facilmente obteremos convergência, pois o "kernel" da equação original se tornará mais fraco. Para os potenciais de Yukawa e de Malfliet-Tjon foram necessárias, aproximadamente, seis iterações, enquanto para o potencial de Reid foram necessárias doze iterações, em média. Para este potencial a dificuldade em se obter convergência mais rápida deve-se provavelmente ao fato de que um dos termos presentes no mesmo ser, para pequenas distâncias, fortemente repulsivo.

Note-se que a arbitrariedade na escolha da função $\mathcal{T}(k,p)$, longe de ser uma desvantagem do método, passa a ser uma vantagem, já que tal função pode ser variada convenientemente de modo a se obter uma solução iterativa mais rapidamente convergente.

Na tabela 1 e figura 1 apresentamos alguns resultados obtidos, usando $\mathcal{T}(k,p) = 1$, para o potencial de Malfliet-Tjon, que é definido por⁽⁸⁾

$$V(r) = -V_A r^{-1} e^{-\mu_A r} + V_R r^{-1} e^{-\mu_R r},$$

onde $V_A = 181.5422 \text{ MeV fm}$, $V_R = 457.8828 \text{ MeV fm}$, $\mu_A = 1.55 \text{ fm}^{-1}$ e $\mu_R = 3.11 \text{ fm}^{-1}$.

Este potencial tem um estado ligado para $E = -0.35 \text{ MeV}$.

A tabela 1 mostra, para diversas energias, os deslocamentos de fase "on-shell" obtidos para diferentes valores de N , onde N representa o número de iterações e $N = 1$ se refere à iteração de ordem zero. A figura 1 representa a parte real e a parte imaginária dos elementos matriciais "off-shell" $t(p, q; E)$ para $q = 0.29 \text{ fm}^{-1}$ e $E = 12 \text{ MeV}$ para vários valores de N .

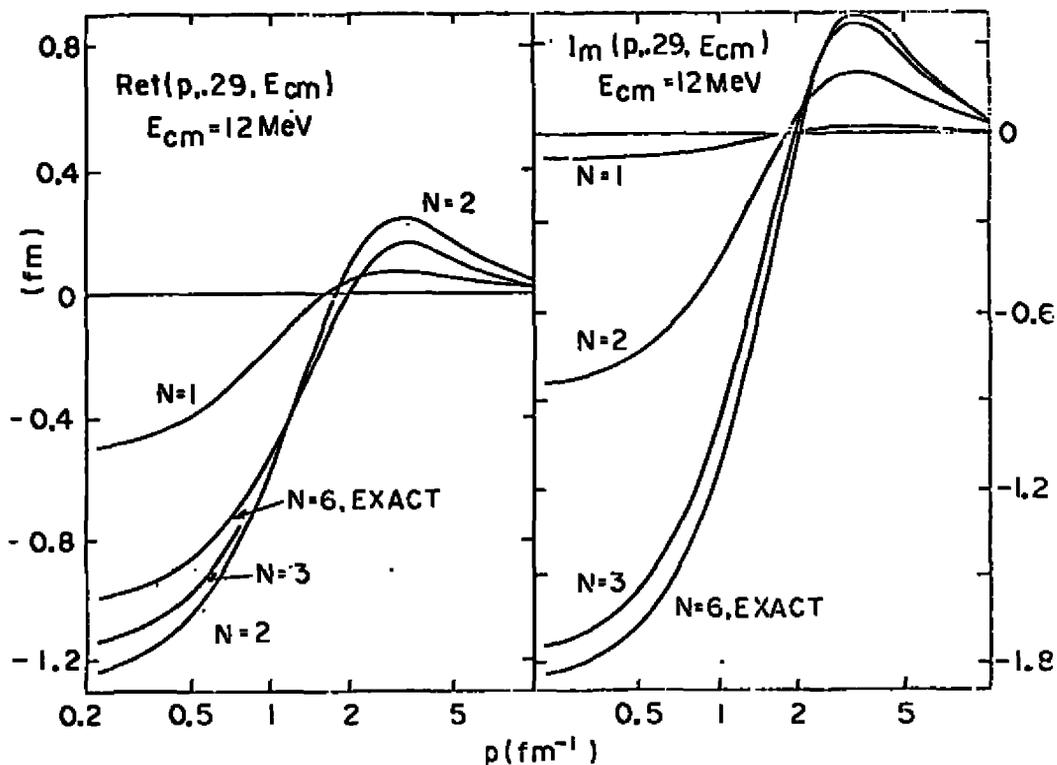
O presente método pode ser facilmente generalizado para o caso de problemas de multicanais. Em continuidade à esta linha de pesquisa, estamos desenvolvendo o método para aplicação às equações de espalhamento de três corpos de Alt, Grassberger e Sandhas⁽⁹⁾, sendo que uma representação não-singular dessas equações pode ser encontrada em um trabalho recente de Adhikari⁽¹⁰⁾.

Referências

- (1) S. Weinberg, Phys. Rev. 131, 440 (1963)
- (2) T. Sasakawa, Progr. Theor. Phys. Suppl. 27, 1 (1963)
- (3) F. Coester, Phys. Rev. C 3, 525 (1971)
- (4) K.L.Kowalski, Nucl. Phys. A190, 645 (1972)
- (5) S.K.Adhikari, Phys. Rev. C 19, 1729 (1979)
- (6) K.L.Kowalski, Phys. Rev. Lett. 15, 798 (1965);
H.P.Noyes, Phys. Rev. Lett. 15, 538 (1965)
- (7) D. Blaszcak e M.G.Fuda, Phys. Rev. C 8, 1665 (1973)
- (8) S.K.Adhikari e I.H.Sloan, Phys. Rev. C. 11, 1133 (1975)
- (9) E.O.Alt, P.Grassberger e W.Sandhas, Nucl. Phys. B2, 167 (1967)
- (10) S.K.Adhikari, a ser publicado.

TABLE I

$E_{c.m.}$ (MeV)	Exact	N =					
		1	2	4	6	8	10
12	1.0997	0.1719	0.6055	1.0921	1.1005	1.0999	1.0999
24	0.8370	0.1376	0.4682	0.8286	0.8371	0.8370	0.8370
48	0.5501	0.0593	0.2794	0.5359	0.5500	0.5501	0.5501
72	0.3730	-0.0034	0.1526	0.3577	0.3730	0.3730	0.3730
104	0.2083	-0.0673	0.0319	0.1928	0.2082	0.2083	0.2083
152	0.0358	-0.1366	-0.0949	0.0211	0.0356	0.0358	0.0358
176	-0.0311	-0.1635	-0.1438	-0.0452	-0.0313	-0.0311	-0.0311



S. de Barros

Departamento de Física Nuclear,
Universidade Federal do Rio de
Janeiro, Rio de Janeiro, R.J.

I. ESPALHAMENTO ELÁSTICO E INELÁSTICO DA RADIAÇÃO γ

S. de Barros, J. Eichler, O. Gonçalves, M. Gaspar,
J. R. Moreira (USP)

Foram medidas secções de choque para espalhamento elástico de raios γ de 412, 468 e 662 KeV em alvos de Urânio, Platina, Tungstênio, Bário, Cádmiio e Prata, para ângulos de espalhamento entre 30° e 130° utilizando detetor Ge-Li.

Os resultados foram comparados com secções de choque teóricas obtidas através de aproximação de Fatores de Forma Dirac - Hatres-Fock-Slater (D.H.F.S.) e corrigido por um fator calculado a partir de técnicas de interpolação de valores teóricos recentemente calculados com teoria de perturbação de segunda ordem. A concordância entre os cálculos teóricos e os valores experimentais é boa se consideradas as contribuições das camadas K e L. Incluindo-se a camada M nos cálculos teóricos observa-se aumento de 5% a 10% nos valores da secção de choque, o que causa uma estimativa sistematicamente maior dos valores experimentais. Entretanto este desvio é ainda da ordem das barras de erro experimentais.

Dando sequência ao estudo do espalhamento elástico da radiação γ , estudaremos o espalhamento na região angular de 5° a 30° . A melhoria de resolução obtida relativamente as experiências anteriores e a melhor estatística, devido ao aumento da seção de choque nessa região angular, nos possibilitarão a obtenção de resultados experimentais até agora inexistentes e nos permitirão um estudo sobre a camada M com técnicas de cálculos equivalente às empregadas na referência ⁽¹⁾.

O espalhamento inelástico dos raios γ será também objeto de estudo. Medidas semelhantes às realizadas na referência ⁽²⁾ serão efetuadas com a finalidade de melhor entender as discrepâncias entre as medidas experimentais e a fórmula de Klein-Nishina.

O alargamento do espectro compton, assim como a seção de choque inelástica para vários elementos e energias, será estudada por nós e comparada a resultados existentes na literatura ^(3,4,5), para espalhamento compton de eletros na camada K.

1. Preprint-FIN 79/001 - U.F.R.J.
Aceito para publicação no Phys.Rev.
2. J. Phys. 86, (1973) 2441
3. Phys.Rev. A15, (1977) 1984
4. Phys. Rev. A15, 5, (1977) 1975
5. Phys. Rev. A16, 1, (1977) 221

II. FISSÃO NUCLEAR

Introdução

O estudo do processo de fissão tem sido influenciado fortemente nos últimos anos pela descoberta de um segundo mínimo na barreira de fissão e pelos estudos teóricos subsequentes que explicam a dupla barreira na região dos actinídeos, através da inclusão de correções de camada na barreira macroscópica de gôta líquida. Tal conceito de dupla barreira sugeriu uma explicação para o fato experimental observado de que a distribuição de massa dos fragmentos de fissão para os núcleos actinídeos é predominantemente assimétrica. Na verdade é possível mostrar através dos modos normais de vibração no 2º ponto de sela que o grau de liberdade com respeito a assimetria é instável nesse ponto. Por outro lado a existência do poço intermediário na barreira de potencial sugere a explicação para o outro fato experimental conhecido da existência de estados isoméricos para o processo de fissão. Os resultados experimentais mais convenientes para comparação com a teoria são principalmente:

- a) - os da dependência das seções de choque de fissão com a energia, medidas especialmente em energias inferiores à do máximo da barreira (isso é porque o processo de fissão ocorre por penetração de barreira e desse modo as seções de choque em função da energia refletem a forma da barreira de potencial de deformação);

- b) - Os de medidas experimentais do rendimento de fragmentos de fissão isomérica de modo a poder inferir "vidas médias" para esse processo e consequente informação sobre a curvatura associada à frequência de oscilação no poço intermediário;
- c) - Os de medidas de distribuição angular dos fragmentos de fissão de modo a poder determinar as barreiras associadas aos primeiros níveis coletivos de bandas rotacional e vibracional excitados por absorção gama de espalhamento de fótons reais e virtuais.

A seguir serão explicados alguns dos trabalhos a serem realizados com objetivo de obter medidas experimentais com relação ao processo de fissão e de desenvolver o estudo teórico para a análise de tais resultados.

Medidas de vidas médias de isômeros de fissão e funções de excitação para os estados fundamentais e isoméricos. Interpretação teórica.

S. de Barros, I.O. de Souza, S. Magalhães, O.M. Vianna, - A.G. da Silva (I.E.N.) e L.T. Euler (I.E.N.)

Pretende-se neste trabalho medir as meias-vidas de fissão isomérica e as funções de excitação para os estados fundamental e isomérico, usando partículas do feixe do ciclotron IEN, detectores de barreira de Superfície e de Makrofol. Foram medidos e estão em fase final de interpretação as meias-vidas dos isômeros de fissão Pu^{240} e U^{236m} , obtidos através de reações (α, xn) em U e Th. O trabalho prosseguirá com a medida dos elementos Pu^{237} através da reação $Np^{237} (d, 2n) Am^{239}$ através de $Np (\alpha, 2n)$ e Pu^{236} através da reação $Np^{237} (p, 2n)$. As medidas para U^{236m} foram efetuadas usando detectores de Makrofol, técnicas de detecção em voo e geometria cilíndrica, sugerida pelos trabalhos de Metag e Col. (1).

Atualmente estamos implementando a utilização de uma técnica de detecção mais eficiente, que permite detectar os fragmentos, num disco de policarbonato, disposto perpendicularmente ao feixe, no plano do alvo. Esta técnica é conveniente para meias vidas na faixa de 1 a 100 nseg.

A informação sobre as meias-vida resulta da comparação entre a distribuição radial observada dos eventos e a calculada. Para

tanto desenvolvemos um dispositivo que, adaptado ao microscópio ótico comum, permite o "scanning" radial.

1. V. Metag et al. - 2º Simpósio Física Química da Fissão (1969) 449.

III. ESTUDO EXPERIMENTAL DOS ESTADOS NUCLEARES DO ^{102}Ru

Leandro Salazar de Paula (IF/UFRJ), Thereza Borello-Levin (IF/USP) Olácio Dietzsch (IF/USP) e S. de Barros (IF/UFRJ)

Estados nucleares do ^{102}Ru foram estudados através da reação $^{101}\text{Ru} (d,p) ^{102}\text{Ru}$, a uma energia incidente de 12 MeV. Os prótons provindos da reação foram analisados por um espectrógrafo magnético e detetados por emulsões nucleares em nove ângulos de espalhamento compreendidos entre 10° e 60° . Vinte grupos de prótons foram identificados, correspondendo a estados do ^{102}Ru com energias de excitação até 2.74 MeV. Distribuições angulares experimentais foram obtidas para quinze destes grupos. Grupos de prótons provindos da reação (d,p) sobre ^{96}Ru e ^{100}Ru (isótopos presentes no alvo utilizado durante a experiência) foram identificados como estados do ^{97}Ru e ^{101}Ru com energias bem determinadas por outros autores. A comparação das distribuições angulares experimentais com distribuições angulares teóricas, calculadas com a aproximação de Born com ondas distorcidas, permitiu a determinação de fatores espectroscópicos, bem como a atribuição dos momentos angulares transferidos em várias transições.

IV. CONSTRUÇÃO DE UM SISTEMA DE TRANSPORTE DE FEIXE PARA O CICLOTRON DO IEN.

H. Wolf, J. Eichler, S. de Barros, A.G. da Silva (I.E.N.)

A finalidade do projeto é a instalação, no laboratório do ciclotron, de um sistema de lentes quadrupolares e de um sistema de alto vácuo para o tratamento do feixe de partículas carregadas do acelerador por uma distância de 12m. Já foram executados, durante

o corrente ano, os seguintes pontos do projeto:

- a. Análise teóricas de várias combinações de lentes
- b. Cálculo e projeção de uma lente-modelo
- c. Projeção do sistema de alto vácuo
- d. Construção e testes de lente-modelo

a - Cálculo teóricos

A óptica do feixe passando por várias lentes foi estudada teoricamente através de um programa de computação desenvolvido no PDP 11/40 do departamento. Este programa, que utiliza um método baseado em transformações lineares do volume do feixe no espaço de fase¹⁾ (cada elemento óptico é representado por um conjunto de matrizes), permite seguir detalhadamente a evolução do feixe a sua passagem por lentes sucessivas até o foco final.

Foram analisadas três configurações capazes de transportar o feixe até o ponto final a 12cm da saída do ciclotron, atendendo à condição adicional de manter o feixe dentro do tubo de vácuo (de um diâmetro de 5cm). Foram as seguintes as configurações analisadas 1) dois duplês e um singlê, 2) três duplês e 3) um duplê e dois triplês. Foi decidido realizar a configuração⁽²⁾ de três duplês. O sistema produz um foco duplo ("Double Waist" a 1.85m de distância do último duplê tendo o feixe neste ponto um diâmetro horizontal de 1.3cm vertical de 1.4cm, e uma divergência de 2.75 mrad e vertical de 2.4 mrad. Estes dados foram calculados para um feixe de partículas alfa de 30 MeV de energia com um diâmetro horizontal de 1.5cm, diâmetro vertical de 0.9cm, divergência horizontal de 2.4 mrad e divergência de 4.0 mrad na saída do ciclotron.

O cálculo mostra também, que o campo magnético máximo necessário para conseguir este perfil foi de 0.7 kg/cm, aplicado no primeiro quadrupolo do primeiro duplê.

1. A.P. Banford, The Transport of Charged Beams, London 1966

2. Dados fornecidos por Arthur Gerbasi

A segunda parte do projeto visa ao emprego do processador PDP 11/40 do Departamento na aquisição de dados experimentais em regime "on-line", aproveitando a grande capacidade de armazenamento de memória, disco e fita magnética. Como este projeto só foi iniciado recentemente, todos os itens relacionados abaixo se encontram em fase de execução.

a. Sistema Operacional "ON-LINE"

J. Eichler, H. Wolf

O sistema operacional "DOS" fornecidos originalmente pelo fabricante de processador DIGITAL CORP e atualmente o único disponível não permite, senão com modificações, o processamento de dados em regime "on-line". Por outro lado, ele ocupa no mínimo 4K das 16K de memória do computador, deixando um espaço bastante restrito para programas adicionais de serviço e para o armazenamento de dados.

Por este motivo decidiu-se escrever um sistema operacional inteiramente novo para atender exclusivamente às necessidades de uma aquisição "on-line" de dados experimentais, e dispensando completamente os serviços do sistema "DOS".

O novo sistema, denominado "ON-LINE", é uma construção modular, escrita em linguagem ASSEMBLER, tendo cada módulo uma determinada tarefa a cumprir.

Na sua forma mais simples, o sistema "ON-LINE" permitirá a aquisição simultânea de dados de dois ADC's (conversores analógico-digitais. Estes dados serão armazenados em forma de dois espectros (com um máximo de 8K palavras) meno-paramétricos e/ou em forma de um espectro bi-dimensional, este último com um máximo de 64K palavras.

Simultaneamente com esta aquisição de dados poder-se-a arquivar espectros já acumulados em disco, fita magnética ou fita de papel, e poder-se-a recolocar espectros já arquivados na memória para fins de display gráfico e processamento "off-line".

b. Interface

J. Eichler, H. Wolf

Está sendo projetado um interface para ligar um ADC tipo NOR THERN o processador PDP 11/40. Ele será construído com componentes integrados TTL tipo LSI ("Low-Scale Integration") montados num circuito

cuito impresso.

Cada vez que o ADC tiver um impulso analisado, ele se comunica com o processador através de um "interrupt" com alta prioridade. Em decorrência deste "interrupt", o processador aciona a transferência da palavra pelo ADC para um registrador interno e em seguida colocá-lo no seu lugar num dos espectros em fase de acumulação.

PESQUISAS EM ANDAMENTO NO LABORATÓRIO VAN
DE GRAAFF DO DEPARTAMENTO DE FÍSICA DA PUC/RJ

Carlos V. Barros Leite

A versatilidade do acelerador Van de Graaff permite a sua utilização para diversos aspectos da investigação científica. O Grupo de Pesquisa diretamente envolvido na sua utilização tem se esforçado no sentido de ampliar o aproveitamento desta versatilidade. Com este objetivo, além da sua utilização como ferramental para estudo de aspectos fundamentais da Física Atômica e Nuclear, vários projetos de Física Aplicada estão sendo desenvolvidos. Paralelamente às pesquisas com utilização direta do acelerador encontram-se também em execução, pelo grupo de pesquisa, projetos de monitoração e análise de radiatividade no meio ambiente.

Na presente palestra serão apresentados os trabalhos que estão sendo desenvolvidos e em perspectivas de desenvolvimento nas áreas de atividades mencionadas acima e que podem ser sumarizadas nos tópicos apresentados a seguir.

1. Medida da seção de choque total de ionização das camadas L de átomos pesados.
2. Medida da seção de choque diferencial de ionização de camadas K e L de átomos.
3. Medida de correlações angulares partícula-partícula e partícula-gama, com vistas a determinação de spins, mecanismos de reação e a estudos de interação hiperfina.
4. Análise de distribuições angulares de reações envolvendo apenas partículas de spin nulo.
5. Análise de cabelos pelo método PIXE para utilização com indicadores de contaminação humana para estudos toxicológicos.

6. Estudos dos efeitos de absorção de radiação e perda de partículas carregadas em análise de traços de elementos pelo método PIXE.
7. Estudo de traços de elementos em amostras biológicas e de ambiente pelo método PIXE e por ativação por ativação por partículas carregadas.
8. Estudo de superfícies de materiais utilizados em paredes internas de reatores de fissão e de fusão pelo método de retroespalhamento de íons.
9. Monitoração e análise da concentração de Ra-226 em águas da bacia hidrográfica de Poços de Caldas pelo método de de-emanação de Rn-222.
10. Cálculo e medida da probabilidade relativa de decaimento de vacâncias internas em átomos através do processo Auger-radiativo.
11. Estudos de múltipla ionização por íons pesados em baixa energia.
12. Cálculo da seção de choque de ionização por colisão de partículas.
13. Estudo de propriedades de materiais pelo método de canalização de íons.

A lista de tópicos de pesquisa acima apresentada, reflete a preocupação do Grupo de Pesquisa em desenvolver , simultaneamente, estudos de Física Fundamental e de Ciência Aplicada, objetivando utilizar o uso dos recursos humanos e materiais existentes no laboratório Van de Graaff do Departamento de Física da PUC/RJ.

ESPALHAMENTO DE RUTHERFORD NA ANÁLISE DE MATERIAIS

C. V. Barros Leite

Departamento de Física - PUC/RJ

Apesar das teorias desenvolvidas para descrever o processo de espalhamento elástico de íons pesados por átomos terem sido apresentadas a muito tempo, até hoje, são poucas as informações disponíveis da aplicação deste processo na análise de massas. Trabalhos com feixes de $^{12}\text{C}^+$ e $^{16}\text{O}^+$ mostraram que o espalhamento elástico de íons pesados em elementos de massas maiores do que 40 apresenta melhor resolução em massa do que com partículas α , embora tenha sido observado também uma queda sensível na resolução dos detectores de barreira de superfície para esses íons. Nosso esforço experimental atual está concentrado na aplicação do espalhamento de Rutherford de íons $^{20}\text{Ne}^+$ e $^{40}\text{Ar}^+$ com energias de 25,0 e 30,8 MeV respectivamente visando identificação de elementos em amostras diversas. O poder de resolução em massa dos íons de $^{20}\text{Ne}^+$ e $^{40}\text{Ar}^+$ foi investigado observando o espalhamento desses íons em alvos finos ($\sim 25\mu\text{g}/\text{cm}^2$). Os alvos eram compostos de pares de elementos monoisotópicos evaporados sobre um filme de Al ou C. Os pares de elementos analisados foram $^{45}\text{Sc} - ^{51}\text{V}$, $^{55}\text{Mn} - ^{54}\text{Co}$, $^{89}\text{Y} - ^{93}\text{Nb}$ e $^{141}\text{Pr} - ^{159}\text{Tb}$. Além desses elementos, os seguintes elementos multi-isotópicos foram usados como alvo: Cu - Ag - Sn. Os alvos foram irradiados em uma câmara de espalhamento ORTEC. As partículas elásticamente espalhadas, foram observadas com o auxílio de um detector de barreira de superfície, em ângulos de espalhamento θ_{LAB} que variaram entre 90° e 165° .

Os espectros resultantes são mostrados na figura 1. Vários dos espectros mostrados apresentam picos bem separados que correspondem a espalhamento de íons em átomos de elementos de massas atômicas vizinhas. Como exemplo, podemos observar a nítida separação dos picos correspondentes ao es-

palhamento elástico do ^{40}Ar pelos isótopos estáveis do Cu (separação essa impossível de se obter com partículas α com energias inferior 40 MeV). Para o caso do espalhamento do $^{20}\text{Ne}^+$ há apenas indicações dessa separação: somente por processos de deconvolução tais picos podem ser isolados.

A variação de resolução em massa, em função do ângulo de espalhamento (θ_{LAB}), foi medida e apresenta um bom acordo com as previsões teóricas.

O presente trabalho, está sendo realizado em conjunto com o "Center for Trace Characterization" da Texas A&M University, U.S.A.

O objetivo final da técnica que está sendo desenvolvida é a aplicação do espalhamento de Rutherford de Ions pesados no estudo de superfícies, determinando-se tanto os elementos presentes na amostra como sua distribuição espacial.

O Grupo de pesquisa do laboratório do acelerador Van de Graaff da PUC/RJ está desenvolvendo um estudo do espalhamento de Ions pesados, na faixa de baixa energia (0,5 a 1,5 MeV). Nesta faixa de energia, a perda de resolução em massa é compensada por uma melhor resolução em profundidade, permitindo o levantamento de perfis com elevada precisão. Por outro lado, como a resolução dos detetores de barreira de superfície não é acentuadamente deteriorada, a utilização desses Ions apresentará vantagens sobre as partículas α que até então vem sendo utilizada para esse fim.

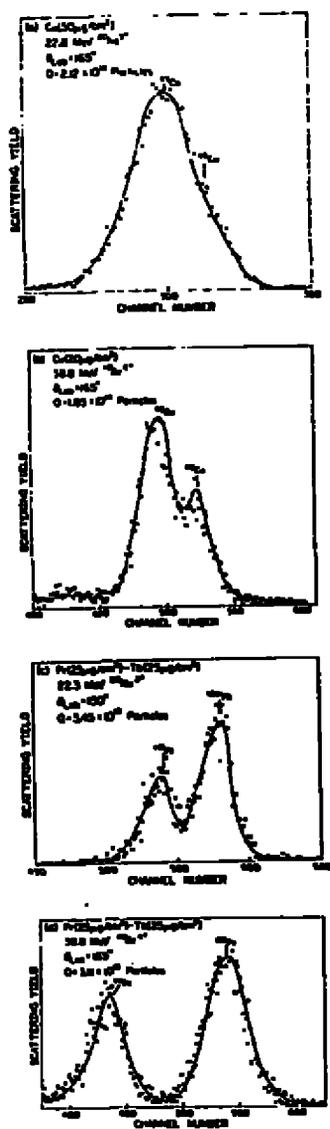


Fig. 1 Examples of backscattering spectra. Obtained with different ion beams.

DETERMINAÇÃO SEMICLÁSSICA DE POTENCIAIS NUCLEARES.

Raul José Donangelo e Luiz Felipe Canto, (Instituto de Física, UFRJ) Mahir Hussein (Instituto de Física USP).

Foi desenvolvido um método semiclássico para determinar contribuições ao potencial óptico no canal elástico devido ao acoplamento com outros processos que ocorrem na colisão. O método proposto foi aplicado para excitação Coulombiana de estados rotacionais da banda fundamental, e posteriormente à excitação Coulombiana de estados vibracionais. Os resultados obtidos mostraram uma boa concordância com outros cálculos ¹⁻²⁾ baseados na teoria de Feshbach, no limite de acoplamento fraco entre os estados excitados. Nos casos em que esse acoplamento é bastante forte o processo de excitação Coulombiana múltipla não considerado nos outros cálculos ¹⁻²⁾ tem grande influência sobre o canal elástico. Nesses casos o potencial difere de modo considerável dos achados anteriormente. Presentemente a aplicação do método a potenciais ópticos para reações de transferência está sendo estudada.

1) W.G. Love et al., Phys. Rev. Letters 39 (1977) 6

2) A.J. Baltz et al., Phys. Rev. Letters 40 (1978) 20

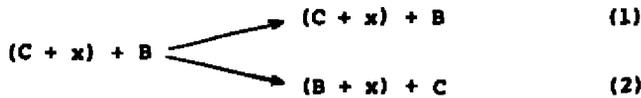
ORBITAIS MOLECULARES NAS COLISÕES NUCLEARES

G. Baron⁺, F. Becker⁺ e S. Joffily

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas
Av. Wenceslau Braz, 71, 22.290 Rio de Janeiro

Em experiências sobre o espalhamento elástico com ions pesados de massas ligeiramente diferentes e energia relativa da ordem da barreira coulombiana, observou-se na distribuição angular um crescimento acentuado na região trazeira, bem como oscilações que não correspondem a fenômenos de difração. Tal comportamento foi logo atribuído^{1,2} ao fenômeno de interferência entre a via elástica e a via de transferência.

Podemos esquematizar a reação elástica entre os dois núcleos B e A \equiv (C + x) escrevendo:



onde B e C são caroços inertes e x um nucleon ou cluster de valência, a componente (1) corresponde ao espalhamento elástico e a componente (2) à via de transferência.

⁺ Laboratoire de Physique Nucleaire Theorique, CNRS - Strasbourg, França.

O esquema de reação acima, em analogia com os fenômenos de troca bem conhecido em física molecular no caso de átomos idênticos, levou W. von Oertzen¹ a sugerir a possibilidade de um cálculo da secção de choque num formalismo que permite tratar as duas vias de forma simétrica. Em oposição à DWBA baseada nos resultados da teoria de perturbações desenvolvida em primeira ordem, este modelo permite tratar situações nas quais a transferência se processa por várias etapas, i.e., o sistema transferido x passa sucessivamente e várias vezes de um núcleo ao outro durante a reação. Este modelo é usualmente chamado na literatura como "LCNO model" (Linear Combination of Nuclear Orbitals) em analogia ao conhecido LCAO (Linear Combination of Atomic Orbitals) empregado na física atômica, como também de "modelo molecular".

As primeiras versões do modelo molecular exposto por W. von Oertzen¹, W. von Oertzen e W. Nörenberg² contêm as seguintes limitações: (i) aplicável unicamente ao espalhamento elástico, (ii) a partícula de valência tem que ter estado de spin $J \leq 1/2$, (iii) as energias relativas são limitadas às regiões onde o recuo é desprezível, (iv) a aproximação a dois estados moleculares torna a teoria aplicável apenas para núcleos, cujos níveis estão bem separados.

A fim de eliminar a maioria das restrições acima, fizemos uma generalização do modelo molecular, numa publicação anterior de C. Beccaria e nós mesmos³, permitindo o tratamento de reações inelásticas com ou sem excitação do caroço, bem como o tratamento de núcleos tendo spin superior a $J = 1/2$ que foram objeto de um grande número de experiências cuja interpretação é controversa (cf. por exemplo a Ref.6). A extensão do modelo se apoia sobre o desenvolvimento da função de onda molecular numa base mais geral de estados assintóticos, permitindo incluir as diversas excitações. Isto foi possível, graças à introdução de um sistema de referência móvel no espaço, ligado aos dois caroços durante a reação numa

extensão natural do modelo de Millson. Este formalismo possibilitou fazer uma análise dos diversos termos de acoplamento e mostra como se deve tratar os efeitos de recuo. O modelo permite também considerar corretamente os efeitos de simetria e de interferência no caso dos caroços dos núcleos em interação serem idênticos.

O tratamento dinâmico do movimento da partícula de valência em orbitais moleculares, para este tipo de reação, também vem sendo investigado por Park et al⁷, Matveenko e Lovas⁸ e Terlecki et al⁹. A diferença fundamental entre a nossa teoria e os trabalhos acima citados está na escolha do eixo de quantização do estado molecular, i.e., na definição do sistema de coordenada intrínseco.

O objetivo desta comunicação é mostrar como se pode tornar calculável nosso formalismo e aplicá-lo ao caso da reação $O^{17}(O^{16}, O^{16}) O^{17}$ ($d_{3/2}^+$ e $0.871 s_{1/2}^+$) para energias pouco acima da barreira coulombiana. Devido à repulsão coulombiana, a reação é periférica, desprezamos a antissimetrização dos nucleons pertencentes aos dois diferentes caroços de O^{16} mantendo apenas a simetria global na troca dos dois caroços. Nosso ponto de partida são as equações acopladas, obtidas e discutidas em publicação anterior⁵.

A obtenção da seção de choque, segundo este modelo, exige considerável trabalho de computação; podemos dividi-lo em três etapas: (i) cálculo dos orbitais moleculares e dos potenciais de interação das equações acopladas, a partir de funções de onda nucleares realistas, (ii) resolução numérica do sistema de equações diferenciais acopladas, (iii) cálculo da defasagem, seção de choque e comparação com os resultados experimentais.

O item (iii) é uma técnica usual em reações nucleares, não exigindo maiores explicações. Para o item (ii) utilizou-se uma representação¹⁰ em que foi possível desacoplar as equa -

ções assintoticamente, permitindo o uso de uma adaptação do programa ECIS de J. Raynal¹¹. No ítem (i), tem-se praticamente toda a física do problema, constrói-se fenomenologicamente a função de onda do núcleo, que contém a partícula de valência (orbitais nucleares), num modelo de partícula-carço. Com estas funções obtêm-se as integrais a dois centros (overlap e integral de troca) necessárias ao cálculo das energias moleculares e orbitais moleculares pelo método variacional de Ritz.

No caso de aplicação à reação $O^{16} + O^{17}$, consideramos o O^{17} como um carço inerte de O^{16} mais um neutron de valência. Nestes primeiros cálculos estamos mais interessados no mecanismo de reação do que obter informações sobre a estrutura nuclear, consequentemente utilizamos um potencial que descreve a interação média entre o neutron e o carço O^{16} , com grau de realismo necessário para ilustrar as diferentes propriedades do mecanismo proposto, mas suficientemente simples que permita reduzir as integrais de convolução (overlap, de troca, etc) a três dimensões em integrais unidimensionais que são calculadas exatamente (numericamente). Para isto, utilizamos uma função de onda de um oscilador harmônico cortado. Tomou-se apenas dois orbitais nucleares, um correspondente ao estado fundamental $d_{3/2}^+$ e outro ao primeiro excitado $s_{1/2}^+$ do núcleo O^{17} , que formam a base para os 8 orbitais moleculares possíveis pelo método da LCNO.

Como resultado, constatamos que: (i) os termos não adiabáticos das equações acopladas, ao contrário da física atômica, são importantes, (ii) a presença do estado excitado $s_{1/2}$ perturba de forma não desprezível os estados moleculares construídos sobre o fundamental $d_{3/2}$, (iii) todos os termos de acoplamento são relativamente mais importantes na superfície, (iv) os termos de Coriolis provocam transições sobre os estados $d_{3/2}$ e $s_{1/2}$ do O^{17} . Finalmente, a distribuição angular calculada para energias $E_{LAB} = 24$ e 32 Mev é confrontada com os resultados de experiências feitas em Heidelberg^{12,13}. Utilizamos os parâmetros de J. Maher et al¹⁴ para o potencial ótico que descreve o espalhamento elástico $O^{16} + O^{16}$.

Resumindo, tornou-se calculável um formalismo desenvolvido anteriormente³, que permite não apenas analisar as reações nucleares do tipo "ressonância de troca" mas também de prever uma eventual formação de estados nucleares do tipo molecular, questão ainda aberta e de grande interesse para a compreensão do mecanismo de reações de transferência induzida em colisões com ions pesados. Por outro lado o estudo deste tipo de mecanismo transcende o caráter utilitário (por exemplo, obtenção de informações sobre a estrutura) possibilitando também uma melhor compreensão sobre a dinâmica de deformações nucleares para núcleos fortemente deformados.

REFERENCIAS

1. W. von Oertzen, H.H.Gutbrod, M.Müller, U.Voos and R.Bock, Phys. Rev. Lett. 26B (1968) 291.
2. A.Gobbi, U.Matter, J.L.Parrenoud and P.Marmier, Nucl.Phys. A 112 (1968) 537.
3. W. von Oertzen, Nucl. Phys. A 148 (1970) 529.
4. W. von Oertzen and W.Nörenberg, Nucl. Phys. A 207 (1973) 113.
5. F.Becker, S.Joffily, C.Beccaria and G.Baron, Nucl. Phys. A 221 (1974) 475; "Proceedings of the Informal Workshop on Heavy Ion Scattering", Strasbourg, 1976, edited by F.Becker, (Université Louis Pasteur, Strasbourg, 1976) p. VII-1.
6. W. von Oertzen and H.F.Sohlen, Phys. Rep. 19C (1975) 1.
7. J.Y.Park, W.Scheid and W.Greiner, Phys. Rev. C6 (1972) 1565; Phys. Rev. C20 (1979) 188.
8. A. V. Matveenko and I.Lovas, Nucl. Phys. A299 (1978) 333.
9. G.Terlecki and W.Greiner, "Proceedings of the Informal Workshop on Heavy Ion Scattering", Strasbourg, 1976, edited by F.Becker, (Université Louis Pasteur, Strasbourg, 1976), p. VIII-1; G.Terlecki, W.Scheid, H.F.Fink and W.Greiner, Phys. Rev. C18 (1978) 265.
10. G.Baron, F.Becker and S.Joffily, a ser publicado.
11. J. Raynal, "Computing as a language of Physics", IAEA - Trieste (1972) 281.
12. C.K.Gelbke et al., Phys. Rev. Lett. 29 (1972) 1683.
13. C.K.Gelbke et al., Nucl. Phys. A219 (1974) 253.
14. J.V.Maher et al., Phys. Rev. 188 (1969) 1665.

RESULTADOS RECENTES EM ELETROFISSÃO*

1. Ressonâncias gigantes E2 e M1 na fotofissão de isótopos pares do urânio

J.D.T. Arruda Neto, S.B. Herdade, B.L. Berman e I.C. Nascimento. Instituto de Física, da USP.

Resultados obtidos da análise dos dados de eletro- e fotofissão do ^{234}U , ^{236}U , e ^{238}U , usando um método descrito anteriormente⁽¹⁾, são apresentados. "Yields" e distribuições angulares dos fragmentos de eletrofissão foram obtidos em experiências realizadas no Acelerador Linear do IFUSP, na faixa de energia 5-25 MeV. O arranjo experimental é descrito na referência (2). Seções de choque de fotofissão, medidas no Lawrence Livermore Laboratory (USA), foram normalizadas para os "Yields" de eletrofissão da forma descrita na referência (1). O método de análise é baseado no formalismo dos fótons virtuais em DWBA (3)⁽⁴⁾, o qual realça as transições E2 e M1. São obtidas as seções de choque parciais para a multipolaridade E2, que apresentam a forma de ressonâncias gigantes. Uma componente adicional, diferente de E1 e E2, foi encontrada em cerca de 6MeV, e pode ser atribuída a transições M1 com base na análise das distribuições angulares. A possibilidade da observação de estruturas espúrias nas seções de choque, devidas ao método empregado na análise dos dados, foi cuidadosamente verificada e descartada. Os parâmetros obtidos para as ressonâncias gigantes E2 ($T=0$) e M1 são apresentados na TABELA I.

TABELA I - Parâmetros das ressonâncias E2 ($T=0$) e M1

Núcleo e Multipolaridade	Energia no pico (MeV)	Largura (MeV)	Intensidade (mb.MeV)	Porcentagem da RSPE
^{234}U E2 M1(?)	$9,5 \pm 0,4$ $6,4 \pm 0,2$	$7,4 \pm 1,0$ - 1,5	39 ± 5 - 1,5	105 ± 12
^{236}U E2 M1(?)	$10,8 \pm 0,4$ $5,8 \pm 0,2$	8 ± 1 - 1,0	35 ± 5 - 0,6	88 ± 11
^{238}U E2 M1(?)	$9,9 \pm 0,4$ $6,5 \pm 0,4$	$6,8 \pm 0,4$ - 1,5	30 ± 3 - 1,0	71 ± 7
** E2(A=238)	9,9	3	—	98

** Fotoabsorção E2 calculada (G.Kyrchev et al., Dubna preprint E4-9962)

Os resultados para os três isótopos pares do urânio, especialmente para E2, são tão próximos quanto era de se esperar sendo uma indicação da confiabilidade do método utilizado na análise dos dados. A grande porcentagem da Regra da Soma Ponderada em Energia (RSPE) que é exaurida indica que as ressonâncias E2, para estes núcleos, decaem preferencialmente, se não inteiramente, através do canal (γ, f).

2. Níveis "low-lying" dos estados de transição na eletro- e fotofissão dos actínídeos.

S.B.Herdade, J.D.T.Arruda Neto e I.C.Nascimento. Instituto de Física, USP

O fato de que os fótons virtuais (eletroexcitação) realçam as transições M1 (1^+) e E2 (2^+)⁽³⁾⁽⁴⁾, está sendo utilizado numa tentativa de se determinar, com melhor resolução, os estados (J^π, K) dos núcleos no ponto de sela, para a fissão dos actínídeos par-par. As distribuições angulares dos fragmentos de eletrofissão, de terminadas experimentalmente na faixa de energia 5-10 MeV, são ajustadas com polinômios $W(\theta) = A_0 + B_0 \sin^2\theta + C_0 \sin^2(2\theta)$. Os coeficientes A_0 , B_0 e C_0 , são funções das seções de choque parciais $\sigma_{Y,f}^{J^\pi, K}(E)$ e de espectros de fótons vir-

* Trabalho financiado em parte pelo CNPq, FAPESP e FINEP.

tuais (5). Resultados preliminares para o ^{238}U , obtidos a partir da análise da curva $C_e/B(E_0)$, onde E_0 é a energia dos elétrons incidentes, são apresentados na Tabela II, juntamente com resultados publicados na literatura e obtidos a partir de dados de fotofissão (fótons reais). O rescalce das transições $E2(2^+)$ na eletrofissão permitiu a obtenção dos limiares para os níveis $(2^+,1)$ e $(2^+,2)$, difíceis de serem observados nos resultados de fotofissão.

TABELA II - Níveis "low-lying" do núcleo de transição ^{238}U , identificados na fotofissão e eletrofissão.

(J^π, K)	Energia (MeV) Anderl et al, 1971(6)	Limiar (MeV)		
		Rabotnov et al, 1970(7)	Dowdy e Kryszinski (1971)(8)	Presente Trabalho(5)
$(2^+,0)$	5,5	5,0	$4,5 \pm 3,3$	
$(1^-,0)$	6,2	5,7	$5,98 \pm 0,06$	
$(1^-,1)$	6,6 a 7,0	7,0	$6,63 \pm 0,04$	6,6
$(2^+,1)$				7,2
$(2^+,2)$				

Referências : 1) J.D.T.Arruda Neto, S.B.Herdade, B.S.Ehandari, and I.C.Nascimento, Phys.Rev.C18 (1978) 863. 2) J.D.T.Arruda Neto, S.B.Herdade, B.S.Ehandari, and I.C.Nascimento, Phys.Rev. C14 (1976) 1499. 3) W.W.Gargaro and D.S.Onley, Phys.Rev. C4 (1971) 1037. 4) I.C.Nascimento, E.Wolynec and D.S.Onley, Nucl.Phys. A246 (1975) 210. 5) J.D.T.Arruda Neto, S.B.Herdade and I.C.Nascimento, Preprint IFUSP/P-170 (1979). 6) R.A.Anderl, M.V.Yeater and R.C.Morrison, Nucl.Phys. A212 (1973) 221. 7) N.S. Rabotnov et al, Sov.J. Nucl.Phys. 11 (1970) 285. 8) E. J.Dowdy and T.L.Kryszinski, Nucl.Phys. A175 (1971) 1032.

Distribuições Angulares de Fragmentos de Fissão Induzida por Elétrons e Seções de Choque Parciais para os Níveis "Low-Lying" do ^{238}U .

S.B. Herdade (Ins.FzA.USP), R.A.M.S.Nazareth (Inst.FzA.UFRJ), T. Kodama (CBPF).

Recentemente foram medidas no acelerador linear da USP distribuições angulares de fissão induzida por elétrons no ^{238}U . Este trabalho tem por finalidade estudar, a partir da dependência em energia dessas distribuições, a forma da barreira de potencial e a estrutura de níveis no ponto de sela. Em particular a reação $(e, e'f)$ é mais vantajosa que a reação (γ, f) para esta finalidade, já que o espectro de fótons virtuais favorece o canal 2^+ para o qual a seção de choque de absorção é pequena. As distribuições angulares dos fragmentos foram ajustadas utilizando coeficientes apropriados os quais são funções das seções de choque parciais de fissão e dos espectros de fótons virtuais.⁽¹⁾ Foi considerada a região de baixas energias ($E_0 \leq 6.5$ Mev) de modo a limitar o estudo aos primeiros estados de transição de fissão esperados com (J^{π}, k) : $(2^+, 0)$, $(1^-, 0)$ e $(1^-, 1)$ ⁽²⁾ - (onde os números quânticos J e k definem respectivamente o momento angular total e a projeção de J na direção do eixo de simetria do núcleo e π é a paridade do estado correspondente). O processo de análise baseia-se num método de "unfolding" que permitiu, até o momento, determinar separadamente as seções de choque parciais para os vários estados de transição. Com os cálculos dessas seções de choque, o uso da teoria estatística para a densidade de níveis e larguras Γ_y e Γ_f ⁽³⁾ e seções de choque semi-empíricas de fotoabsorção⁽⁴⁾, espera-se determinar a dependência em energia das probabilidades de fissão para os vários estados de transição e consequentemente alguns parâmetros importantes de definição da forma das barreiras de fissão a eles associadas.

Referências

- (1) - J.D.T. Arruda Neto, S.B.Herdade and I.C.Nascimento - Preprint IFUSP/P-170 (1979).
- (2) - L.J.Lindgren, A.Aim and A. Sandell, Nucl.Phys. A298 (1978) 43-59.
- (3) - B.B.Back, O.Hansen, H.C.Britt and J.D.Garrett, Phys. Rev. C, Vol. 9, nº 5 (1974) 1924.
- (4) - P.Axel, Phys. Rev. 126 (1962) 671.

MODOS DE DECAIMENTO DAS RESSONÂNCIAS GIGANTES

E. WOLYNEC

As ressonâncias gigantes que são modos coletivos do núcleo envolvendo todos os nucleons têm sido objeto de intenso estudo. Estes modos nucleares são importantes porque envolvem parâmetros básicos da matéria nuclear como compressibilidade, polarizabilidade e os efeitos do movimento dos prótons e neutrons em fase (isoescalar, $\Delta T=0$) ou fora de fase (isovetorial, $\Delta T=1$). A energia de ressonância, largura e área da secção de choque de fotoabsorção das ressonâncias de dipolo elétrico e de quadrupolo elétrico são atualmente bem conhecidas. Pouco se sabe sobre os modos de decaimento dessas ressonâncias. Tal estudo requer medidas de coincidência entre o projétil espalhado e o produto de decaimento, porém com o fator de utilização dos aceleradores atualmente existentes as mesmas são praticamente ineficazes.

No presente trabalho apresentamos resultados de estudos desses modos de decaimento utilizando medidas de foto e eletroprodução. Essa técnica longe de conter a precisão das experiências de coincidência é, contudo, bastante sensível à multipolaridade das transições nucleares. Tais medidas serão úteis, inclusive, como um guia para as medidas de coincidência que se tornarão factíveis dentro de alguns anos quando aceleradores de corrente, energia e fator de utilização convenientes estiverem em funcionamento. Na parte superior da Fig.1 está ilustrada uma experiência convencional de fotoprodução, na qual o bremsstrahlung é gerado por elétrons de energia E_0 que atingem um radiador de número atômico Z_r . Os fótons reais, com espectro de número de fótons $N_Y(E_0, E_Y, Z_r)/E_Y$ são absorvidos pelo núcleo alvo de número atômico Z_a , o qual emite a partícula x . Numa experiência típica medem-se a energia cinética (T_x) e a distribuição angular da partícula x , ou seja, obtém-se $d\sigma_{Y,x}^{br}/d\Omega dT_x$. Integrando-se os resultados obtidos na energia cinética e distribuição angular obtém-se a secção de choque para fotoprodução de x por bremsstrahlung, $\sigma_{Y,x}^{br}$. Esta pode, também, ser obtida contando-se a atividade residual do alvo, quando possível, caso em que se obtém diretamente $\sigma_{Y,x}^{br}$. A fotoprodução de x por bremsstrahlung é dada por:

$$\sigma_{Y,x}^{br}(E_0) = \int_0^{E_0} \frac{N_Y(E_0, E_Y, Z_r)}{E_Y} \sigma_{Y,x}(E_Y) dE_Y$$

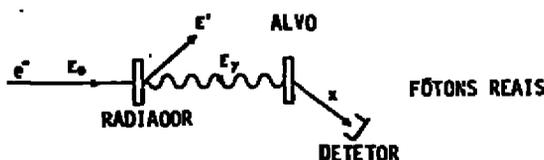
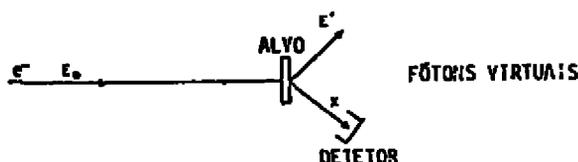


Fig. 1

Arranjo experimental para foto e eletroprodução



onde $\sigma_{\gamma,x}$ é a secção de choque de fotoprodução para fótons de energia E_γ . Na parte inferior da Fig.1 o radiador é removido, permitindo que os elétrons atinjam o alvo diretamente. A eletroprodução, $\sigma_{e,x}$ é semelhante à fotoprodução por bremsstrahlung, exceto que os fótons virtuais vistos pelo alvo dependem da multipolaridade λL da transição nuclear. A eletroprodução é dada por:

$$\sigma_{e,x}(E_0) = E_{\lambda L} \int_0^{E_0 - m_e} \frac{N_e^{\lambda L}(E_0, E_\gamma, Z, m)}{E_\gamma} \sigma_{\gamma,x}^{\lambda L}(E_\gamma) dE_\gamma$$

A sensibilidade do método depende do fato que os espectros de fótons virtuais, $N_e^{\lambda L}$ têm formas e magnitudes bastante diferentes para diferentes multipolos e estas diferenças aumentam com o número atômico do alvo. Por exemplo, a Fig.2 mostra os espectros E1 e E2 calculados para um elétron de 50 MeV espalhado por um núcleo de Ni.

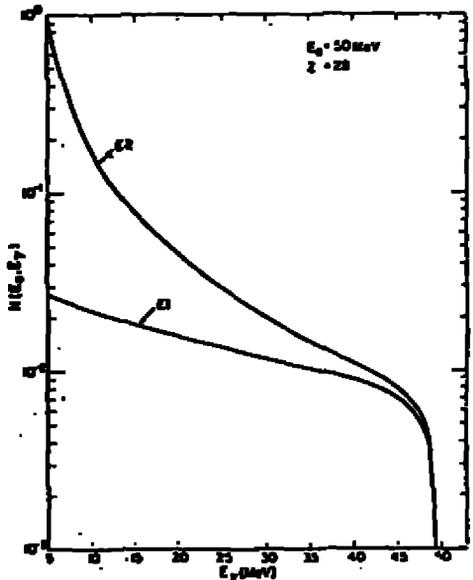


Fig. 2

Espectros de Intensidade de fótons virtuais E1 e E2 gerados por elétrons de 50 MeV inelasticamente espalhados por um núcleo de Ni.

Utilizando a enfatização da excitação E2 em relação à E1 por elétrons efetuamos no Laboratório do Acelerador Linear do IFUSP e também no National Bureau of Standards uma série de medidas de eletro e fotoprodução. Um sumário dos resultados obtidos em termos das regras da soma para transições E1 (RSE1) e para transições E2 (RSE2) estão nas tabelas abaixo:

ALVO	REAÇÃO (e, α)		REAÇÃO (e, p)	
	ZRSE1	ZRSE2	ZRSE1	ZRSE2
^{58}Ni	4,72	27,1	113,0	0
^{60}Ni	4,38	27,5	56,1	0
^{62}Ni	2,29	12,7	28,0	0
^{64}Zn	6,14	55,6	73,8	0
^{59}Co	2,19	18,4	35,5	0
^{56}Fe	2,26	22,3	44,3	0

ALVO	REAÇÃO	ZRSE1	ZRSE2
^{238}U	(e, n)	40	0
^{65}Cu	(e, α)	1,3	- 10 *
^{63}Cu	(e, 2n)	9	0 *
^{232}Th	(e, n)	55	- 20 *

* Resultados preliminares

Estudo de reações ($e, e'n$) por detecção direta dos neutrons

Yamato Miyao - Lab. Ac. Linear - USP

Em prosseguimento ao programa proposto no estudo da sistemática das reações ($e, e'n$), através da determinação direta dos neutrons, foi construído e testado um sistema termalizador e detector de neutrons, constituído das seguintes partes:

1 - Detector - O detector é uma caixa termalizadora (4π) de polietileno e 4 detectores de BF_3 com as seguintes características (Ref.1):

- Eficiência: 3,5% para fonte de $AmBe$ (atividade $2,3 \cdot 10^4$ n/s)

- Meia vida de termalização dos neutrons: 150 μs (determinado com fonte de Cf de 2000 f/s)

- O tempo de termalização e detecção apresenta um comportamento típico, como é apresentado na fig.1.

Após a detecção os sinais são tratados eletronicamente, discriminando os neutrons dos raios gama e ruídos elétricos e são armazenados no multicanal (Northern) na configuração biparamétrica ($1x2x2$). Esta configuração foi escolhida por permitir discriminar os neutrons dos intensos ruídos elétricos periódicos do Acelerador.

A seguir os dados são transferidos ao computador PDP11/45 e processados para correção e controle, ou seja:

- Projetamos no eixo de energia para verificação da existência de ruídos para controle

- Projetamos no eixo de tempo para análise de atividades dos neutrons produzidos

- Correção de tempo morto

- Correção de atividade total para a curva característica de termalização da caixa detectora

- Correção devido a bremsstrahlung no próprio alvo (γ, n) e ($\gamma, 2n$).

2 - O alvo - Como os neutrons são determinados diretamente é necessário termos alvos auto suportados e finos, para se evitar ao máximo a contribuição da reação (γ, n); isto implica em um alvo de espessura de milésimos de comprimento de radiação. (Ref.2).

3 - Teste do sistema - Escolhemos como alvo o ^{197}Au onde já foi verificada a existência de ressonância RGE_2 em 10,8 MeV (Ref.3).

O único canal de decaimento possível nesta energia é o de neutrons.

A análise foi feita pelo método de fotons virtuais (Ref.4). Esta análise exige o conhecimento da seção de choque da reação (γ, n); no nosso caso usamos a seção de choque do grupo de Saclay (Ref.5), determinado por fotons quase monocromaticos produzidos na aniquilação de positrons em voo.

O resultado desta análise é mostrado no graf.2. A curva tracejada são pontos experimentais e a curva contínua é a prevista pelo método de fons virtuals (DMBA) com contribuição de

$$\sigma_T = \sigma_{(e,e'n)}^{E_1} + 2 \sigma_{(e,e'2n)}^{E_2} + \sigma_{(\gamma,n)}^{\text{brem}} + 2\sigma_{(\gamma,2n)}^{\text{brem}}$$

Para (tentar) explicar as discrepancias observadas, foram verificadas as possíveis causas:

i) Deslocamento de energia - foi verificada a escala de energia do Acelerador a partir de limiares de vários núcleos

ii) Diferença na produção de neutrons - foi determinada a eficiência do detector com fontes de Am-Be; foi determinada a eficiência do medidor de corrente (câmara de ionização), comperada à Faraday-Cup.

Verificamos a contaminação do feixe de elétrons por fons.

Concluiu-se que os erros introduzidos por esses fatores não explicam as diferenças na seção de choque observada, da ordem de 30%.

A literatura sobre o assunto apresenta notas (Ref.6) sobre a existência de diferenças na seção de choque determinado por fons produzidos na aniquilação em voo de positrons, e de bremsstrahlung. Deveremos portanto verificar o resultado obtido com a seção de choque determinada por bremsstrahlung.

Outra forma de se analisar a diferença é medir o alvo de cobre natural, do qual existem medidas $\sigma(\gamma,n)$ determinadas por vários processos.

Como será determinada a seção de choque (γ,n) para a normalização dos dados experimentais, haverá necessidade de se ter um feixe de fons, livre de elétrons.

Projetos futuros - Após a determinação das causas das diferenças, terão continuidade as medidas da seção de choque $(e,e'n)$ para vários núcleos, escolhidos segundo os critérios:

i) Existência de RGE_2 já verificada.

ii) Facilidade de fabricação de alvos auto suportados e isotopicamente puros. Assim foram selecionados: ^{181}Ta ; ^{208}Bi ; ^{59}Co ; ^{55}Mn ; ^{103}Rh ; ^{191}Pr ; ^{139}La .

Deverá ser projetado e construído o conversor e sistema defletor para obtenção do feixe de fons. Será construída além disso, uma nova caixa termalizadora e detectora de neutrons, de alta eficiência (50%).

Referências

1. Philippe Gouffon - Tese de mestrado - IFUSP - 1979.
2. H.B.Scott, A.O. Hanson e D.W.Kerst, Phys. Rev. 100 (1956) 209.

3. R. Pitthan et al. - Phys. Rev. Let. 33 (1974) 849.
4. E. Wolyneç - Tese de doutoramento - IFUSP - 1975.
5. B.L.Berman - Atlas of photoneutroncross section obtained with monoenergetic photon LLL Mar. 1974.
6. F.Dreyer, H.Dahmen, J.Staude e H.H.Thies - Nucl.Phys. A181 (1972) 477.

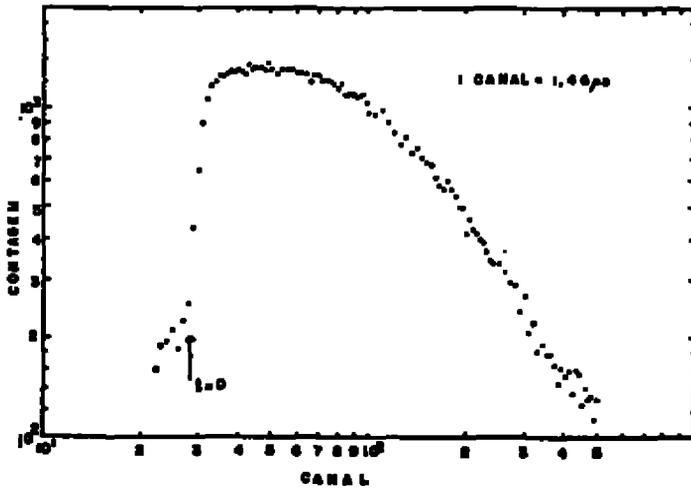


Fig. 1 - Dist. Temporal dos Neutrons

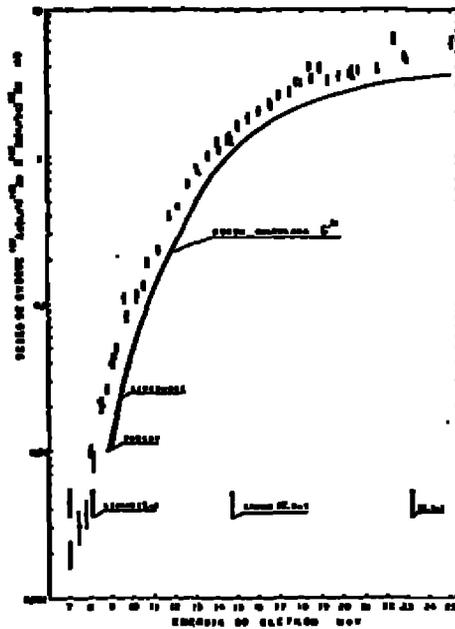


Fig. 2

ESPECTROSCÓPIA DO TEMPO DE VÔO DE NÊUTRONS

Apresentaram-se os dados obtidos pelo Grupo de Tempo de Vôo de Nêutrons referentes à reação $^{12}\text{C}(d,n)^{13}\text{N}$. Hugo Schelin apresentou seus cálculos sobre as distribuições angulares, a 7,0 , 9,0 e 13,0 MeV, para os grupos de nêutrons n_0 , n_1 , e para n_2+n_3 (considerados juntos porque nosso sistema de tempo de vôo não consegue resolvê-los), bem como a curva de excitação a $\theta_{\text{LAB}} = 25^\circ$ no intervalo da energia de deuteron $E_{\text{LAB}} = 10,6$ a 13,0 MeV. Mostraram-se também os resultados da análise do stripping pelo método de DWBA, corrigidos quanto às contribuições do núcleo composto, de acordo com a teoria de Hauser-Feshbach. Assim, foi possível explicar satisfatoriamente o mecanismo de reação no caso dos nêutrons associados com o estado fundamental de ^{13}N . Estimou-se o fator espectroscópico com base na análise teórica.

E. Farrelly Pessoa relatou os métodos com os quais se tentou analisar a seção de choque do grupo de nêutrons (n_1) associada com o primeiro estado excitado do ^{13}N , o qual se torna não ligado com cerca de 0,41 MeV, fato que exige que se introduzam modificações na análise padronizada DWBA (programa DWUCKIV). Para isso, o estado análogo não ligado foi tratado como se fosse formado por um nêutron no orbital correspondente ao estado ligado do núcleo-pai (^{13}C), acrescido da onda virtual do próton que se afasta, de acordo com o desenvolvimento teórico feito por A.F.T. Piza. O fator de forma do estado ligado que se usa no programa DWUCKIV foi, assim, substituído por um novo fator de forma que inclui a representação do estado não ligado descrito acima. Para calcular o novo fator de forma, usou-se o programa TABOO de A.F.T. Piza. A convergência da integral radial apresentou problemas associados com o número de ondas L-parciais necessário para descrever o espalhamento a longas distâncias. Para obter-se a convergência, tornou-se necessário truncar os

L-valores, embora não fosse possível estabelecer uma base física satisfatória que justificasse isso. O trabalho continua usando-se um ataque diferente, que parece promissor.

GRUPO DE TEMPO DE VÔO:

R.A. Douglas (UNICAMP), Coordenador

E. Farrelly Pessoa

Hugo R. Schelin

W.R. Willie

E.W. Cybulska

Kanzo Nakayama

L.M. Fagundes

II-ª REUNIÃO DE TRABALHO SOBRE FÍSICA NUCLEAR NO BRASIL - CAMBUQUIRATEMA CENTRAL: COINCIDÊNCIAS RÁPIDASEXPOSITOR: LUIZ TAUHATA (CBPF)GRUPO DE PESQUISA: ALFREDO MARQUES DE OLIVEIRA

LUIZ TAUHATA

DONALD ANTHONY CLARKE BINNS

ROBERTO POLEDNA

EM COLABORAÇÃO COM PESQUISADORES DO: INSTITUTO DE RADIOPROTEÇÃO E DOSIMETRIA
INSTITUTO MILITAR DE ENGENHARIAI.- INTRODUÇÃO

Os trabalhos desenvolvidos pelo grupo envolvem o conhecimento da sistemática de detalhes finos de técnicas de instrumentação nuclear, algumas já estabelecidas, visando a realização de medidas de precisão em problemas relacionados à calibração de equipamentos, reações nucleares em linha com um acelerador de partículas pulsado, simuladores do tecido humano para fins de exposição a um campo de radiação externo ou interno, correlação angular de radiações, construção de novos detetores de radiação e estudo dos fenômenos de fissão e pós-fissão. Todos os trabalhos estão interligados, mas por questão de compreensão podem ser classificados em tres grupos: a)-Instrumentação Nuclear b)-Radioproteção e Dosimetria; c)-Estudo de Fissão.

II.- INSTRUMENTAÇÃO NUCLEAR

Segundo cálculos realizados por A. Salazar et al¹ para a distribuição dos intervalos de tempo, em função da energia, decorridos entre a incidência da radiação gama no cristal cintilador e a chegada da cintilação no fotocátodo da fotomultiplicadora, mostrou-se a influência, em mesma ordem de grandeza, no tempo de resolução de sistemas rápidos de coincidência do tipo "fast-slow".

Neste trabalho se determinou também os intervalos de tempo médio de trânsito dos elétrons através da fotomultiplicadora, sua dispersão, além dos decorridos em cintiladores de diversas dimensões e tipos. Com o conhecimento preciso destas contribuições e respectivas dispersões no tempo de resolução do sistema de coincidência, foram possíveis desenvolver dispositivos que permitem otimizá-lo, a fim de operar na região de subnanosegundo.

A primeira melhoria foi a introdução de um método de compensação por tempo de voo dos fótons, em função da energia, para garantir a medida cada vez mais intrínseca de intervalos de tempo na faixa de subnanosegundo, por R. Poledna et al². A segunda foi a construção de um cintilador com configuração hemisférica, que elimina a dispersão devido às reflexões nas paredes do cintilador, aumenta a eficiência da coleta da luminescência, colima para a região central do fotocátodo que apresenta o menor e menos disperso tempo de trânsito de elétrons através da fotomultiplicadora e minimiza os efeitos da dispersão proveniente dos diferentes alcances da radiação em função da energia, por A. Mendonça et al³.

Como resultado destes aperfeiçoamentos, se obtém um sistema de coincidência "fast-slow" com alta resolução em energia e tempo, permitindo operar em medidas da região de subnanosegundo, inclusive com detectores para partículas carregadas, neutras, ions pesados, fotons, bastando para isso utilizar cintiladores plásticos ou líquidos mais rápidos, ou detectores a semicondutor com revestimentos especiais.

A aplicação de um sistema com estas características pode ser adaptada para a medida da atividade específica de emissores beta puros, utilizando a técnica de traçador e um sistema de coincidência $4\pi\beta-\gamma$, conforme foi desenvolvido por A. Iwahara et al⁴, para a determinação espectrométrica do "ripple" de geradores de raios-X a potencial constante feita por E.J. Pires et al⁵, para o estudo do mecanismo de captura de elétrons por fragmentos de fissão em meios gasosos desenvolvido por D.C. Binns et al⁶ ou para a medida

de espalhamento inelástico de elétrons provenientes de aceleradores pulsados⁷.

Para complementação das medidas efetuadas com este sistema, foram desenvolvidos estudos de novos detectores de partícula^{7,8,9} utilizando materiais facilmente encontráveis como, vidro, nitrato de celulose, grafite e latão. Além disso foram construídos aparelhos de uso comum como, amplificadores, limitadores, conversores tempo-amplitude, fontes de alimentação e escalímetros, com as mesmas características dos aparelhos importados.

II. - RADIOPROTEÇÃO E DOSIMETRIA

Os trabalhos desenvolvidos neste campo estão vinculados à determinação da dose recebida por um indivíduo, ou população, aos seus efeitos para valores elevados⁷ ou operacionais^{10,11,12,13}, com a determinação do risco associado^{10,13}; bem como à calibração dos irradiadores^{7,10,5} e dos aparelhos de medição.

A determinação da dose pessoal ou populacional, do risco associado, para efeitos estocásticos para exposição de radiação externa foi analisada por J.J. Estrada et al.¹⁰ para exposição por inalação ou ingestão de radioisótopos alfa-emissoras está sendo desenvolvida por L. Bertelli et al.¹³, cujo transporte a céu aberto foi calculado por D.A. Py jr. et al.¹².

III. - ESTUDO DE FISSÃO

O sistema de coincidência muito rápido adaptado para raios-X e fragmentos de fissão, raios gama prontos e fragmentos, gamas prontos e neutrons, alfa e gama, permite estender o estudo dos fenômenos de captura de elétrons pelos fragmentos de fissão, para tempos mais próximos da fissão. Isto porque, possuindo, os fragmentos, uma elevada energia, a sua recomposição eletrônica imediata torna-se impossível nas imediações do local da fissão, só ocorrendo ao longo e, principalmente, no final de seu alcance no meio material.

Utilizando uma câmara contendo gases a diferentes pressões, um detector de barreira de superfície para íons pesados em coincidência com os detectores de raios X de captura eletrônica, gama prontos, neutrons prontos, se busca construir a cronologia de recomposição eletrônica de cada tipo de fragmento, bem como o seu decaimento radiativo decorrente. Este trabalho está sendo desenvolvido por D.C. Binns et al.⁶, com o sistema de coincidência já estabelecido.

IV.- REFERÊNCIAS

1. - "Tempo de Trânsito da Radiação Gama em Cintiladores de NaI(Tl)"
A. Salazar, A. Marques, D.C. Binns, L. Tashata - Resumos SBPC 1977
2. - "Medida do Retardo Médio e sua Dispersão em Cintiladores em Sistemas de Coincidência Retardadas Muito Rápidas"
R. Poledna, A. Marques, D.C. Binns, L. Tashata - a ser apresentado como tese de mestrado por R. Poledna
3. - "Construção e Otimização de um Detector Cintilador de Raios Gama de Configuração Hemisférica"
A.C.S. Mendonça (IME), D.C. Binns, L. Tashata - a ser apresentada como tese de mestrado por A. Mendonça.
4. - "Técnica de Traçador para Medida de Atividade Específica de Ni-63, Utilizando um Sistema de Coincidência $4\pi\beta\text{-}\gamma$ "
A. Iwahara (IME), D.C.C. Reis, I.A. Sachatt (IRD), L. Tashata - SBPC-1979
5. - "Determinação Espectrométrica do Ripple de Geradores de Raios-X a Potencial Constante" -
E. J. Pires, H.P. Nette (IRD), R. Poledna, L. Tashata, D.C. Binns - SBPC -1979 a ser apresentado como tese de mestrado por E.J. Pires.
6. - "Estudo do Mecanismo de Captura, em Vão, de Elétrons em Meios Gasosos por Fragmentos de Fissão, Utilizando um Sistema de Coincidência Retardada Muito Rápido"

- D.C.Binns,A.Marques -devido ser apresentado como tese de doutoramen
por D.C.Binns.
7. - "Determinação dos Parâmetros Característicos de um Feixe de Elêtrons
de um Acelerador Linear.Medidas de Alcance,Energia e Isodoses"
D.A.Lima,L.Taubata,R.Poledna,D.C.Binns,A.Marques -SBPC-1978
 8. - "Limiar de Detecção de Partículas Alfa no Nitrato de Celulose"
T.M.J.Koßfel (IRD),A.Marques,) .A.P,Tavares -SBPC-1979
 9. - "Modelo para Formação de Traços e Determinação da Energia de Partículas
Alfa em Detetores Plásticos de Nitrato de Celulose"
R.C.Menezes,A.Marques - a ser apresentado como tese de mestrado por
R.C.Menezes
 - 10.- "Determinação Experimental do Índice de Dose Equivalente para Aplica-
ção em Radioproteção"
J.J.S.Estrada,H.F.Nette(IRD),L.Taubata -SBPC-1979
 - 11.- "Determinação dos Fatores de Calibração de Dosímetros de Albedo"
L.A.Schuch(DME),D.C.C.Reis,I.A.Sachett(IRD),D.C.Binns -SBPC-1979
 - 12.- "Determinação de Coeficiente de Transporte para Aerosol Radioativo Gera-
do em Áreas de Mineração a Céu Aberto"
D.A.Py Jr.(DME),N.Figueiredo(IRD),I.M.Antunes(Nuclebrã),D.C.Binns
SBPC-1979
 - 13.- "Determinação do Risco Devido à Presença de Radioisótopos em Águas Mi-
nerais e em Localidades Próximas a Instalações Nucleares"
L.Bertelli(DME),H.F.Nette(IRD),L.Taubata - devido ser apresentado co
tese de mestrado por L.Bertelli.

Estudos Preliminares Para o Projeto de
Um Acelerador Linear de Eletrons

Augusto Brandão d'Oliveira
Divisão de Estudos Avançados
CTA-IAE-EAV
12200 São José dos Campos - SP

R E S U M O

Apresentou-se um resumo da Teoria de Funcionamento de um acelerador linear de eletrons, com especial ênfase nas considerações pertinentes ao projeto da máquina.

Apresentou-se o estado dos estudos ora em andamento no Centro Técnico Aeroespacial para a construção de um acelerador linear de eletrons.

Setembro 1979

Apresentado na 2.^a Reunião de Física Nuclear
Cambuquira, MG 1979

No Centro Técnico Aeroespacial foi criado em fevereiro de 1979 um grupo para o estudo da viabilidade do projeto de um acelerador linear de eletrons.

O objetivo por trás dessa iniciativa é duplo:

- 1º) Criar um grupo que assimile e desenvolva no Brasil tecnologia de aceleradores de partículas
- 2º) Montar um laboratório para estudos em física de neutrons. Um acelerador linear de eletrons, para produção de neutrons seria a máquina básica deste laboratório. A máquina objetiva varia em primeiro lugar possibilitar a medida de seções de choque para neutrons têrmicos e rápidos, e em segundo lugar, outros estudos tais como, neutrografia, danos de radiação, medidas integrais (física de reatores), etc.

A Teoria Geral dos Aceleradores já foi apresentada em vários trabalhos. Como introdução geral podemos citar /1, 2/

Os dois modos básicos de operação de um acelerador são:

- a) o modo de estado estacionário /3 a 9/ (pulsos longos)
- b) o modo de energia armazenada /10 / (pulsos estreitos)

A literatura sobre a operação de aceleradores lineares já é bastante extensa. Basicamente o trabalho por nós desenvolvido até agora consistiu no estudo da literatura, e sua aplicação, em primeiro lugar para o cálculo de algumas características, como potencia de feixe, para aceleradores já existentes. Em segundo lugar temos analisado possibilidades de dimensionamento para um acelerador linear em banda S, aproximadamente de 10 a 20 Kw de potencia de feixe, e energia de eletrons em torno de 150MeV. Os detalhes e conclusões deste trabalho devem ser publicados futuramente.

Referências

01. L. Smith, Handbuch der Physik XLIV, 341 (1959)
02. E. Persico, E. Ferrari, S.E. Segre
"Principle of Particle Accelerators. W.A. Benjamin (1968)
03. E.L. Chu and W.W. Hansen, J. Appl. Phys. 18,996 (1917)
04. J.C. Slater, Rev. Mod. Phys. 20,473 (1948)
05. M. Chodorow et al, Rev. Sci. Instr. 26,134 (1955)
06. H. Leboutet, Annales de Radioelectricité, XIII, nº 52 (1958)
07. R.B. Neal, J. Appl. Phys. 29,1019 (1958)
08. R.B. Neal, Report ML 513, Microwave Lab, Stanford University (1958)
09. J. Haimson, IRE Trans. Nucl. Sci. 9,32 (1962)
10. J. Haimson, IRE Trans. Nucl. Sci. 12,996 (1965)
11. A.B. d'Oliveira, L.S. Cavalcanti, O.L.Gonçalez, R. da Silva, Relatório EAV.

Perspectivas do Ciclotron do Instituto de Pesquisas Energeticas e Nucleares

G. Lucki - Área de Danos de Radiação

A última década presenciou um considerável avanço na tecnologia dos ciclotrons, os quais com a utilização do princípio de Thomas (Phys. Rev. 54, 580-1938) de focalização por setores, tornaram-se mais versáteis e compactos. Os ciclotrons clássicos eram máquinas de energia fixa para partículas de q/m constante (onde q é a carga e m a massa da partícula), ou seja, o feixe extraído tinha a energia limitada pela intensidade dos campos magnético e elétrico (RF) bem como pela geometria da máquina. Já os ciclotrons isócronos podem produzir várias partículas com energia continuamente variável.

O ciclotron do IPEN, é o modelo CV-28 fabricado pela firma The Cyclotron Corp. de Berkeley, constituindo-se numa fonte compacta de partículas energéticas carregadas. Este ciclotron produz feixes internos e externos de alta qualidade (praticamente monoenergéticos) de prótons, deutérons e íons de He_3 e He_4 . A aceleração de íons de $^{12}C^{+4}$, $^{14}N^{+4}$, $^{16}O^{+4}$ também é realizável. O diâmetro total dos pólos do ímã é de 96 cm, com um ralo médio de extração de 42 cm, com uma indução magnética média de 17,4 KGAUSS. O ciclotron poderá ser utilizado nos seguintes campos de atividade:

- Medicina Nuclear (Radioterapia)
- Análise por Ativação
- Produção de Radionuclídeos
- Física Nuclear, e
- Ciência dos Materiais

O ciclotron do IPEN, será intensivamente utilizado na produção de isótopos radioativos de meia vida média e curta, para aplicações médicas. O programa de pesquisas da Área de Física Nuclear é o seguinte:

Implantação de Íons: Microanálise: Reações de Capura: Medidas de Secção de Choque: Estudos de Fissão: Estudos de excitação Coulombiana e medidas de correlação angular: Estudo da radiação y durante a irradiação: Espectroscopia y de radionuclídeos.

No que diz respeito às pesquisas na Área de Danos de Radiação, são programados os seguintes trabalhos:

Estudo da Supersaturação Lacunar: Formação de Cavidade: Estudo da variação de Propriedades Mecânicas "in situ" em condições simuladas de reatores de potência: Estudos de mudança de fase, recristalização, microdureza, transição ordem-desordem e temperatura de Curie.

ACELERADOR LINEAR DE ELÉTRONS DE 28 MeV DO C.B.P.F.

A.M.Meira Chaves
Ac.Linear - CBPF

GENERALIDADES

- 1 - ENTRADA EM FUNCIONAMENTO, TOTAL, EM FINS DE 1967.
- 2 - REENTRADA EM FUNCIONAMENTO EM JANEIRO DE 1977 APÓS CERCA DE 4 ANOS DE PARALIZAÇÃO.
- 3 - COMPRIMENTO CERCA DE 8 METROS.
- 4 - COMPOSTO DE TRÊS SEÇÕES:
UMA SEÇÃO GRUPADORA ALIMENTADA EM RF POR UM AMPLITRON (3 MW-PICO) EXCITADO POR UM MAGNETRON (1,5 MW-PICO).

DUAS SEÇÕES ACELERADORAS ALIMENTADAS POR UMA KLYSTRON COM 14 MW DE POTÊNCIA DE PICO, POTÊNCIA ESSA DIVIDIDA EM DUAS PARTES PARA ALIMENTAR CADA SEÇÃO COM CERCA DE 7 MW.
- 5 - FREQUÊNCIA DE OPERAÇÃO:
CERCA DE 3 GIGA-HERTZ.

NOVO PROGRAMA DE EXPERIÊNCIAS

OBJETIVO IMEDIATO - PESQUISAS SOBRE O ESTUDO DA ELETRO-FISSÃO DE NÚCLEOS PESADOS NA REGIÃO PRÓXIMA DA BARREIRA DE FISSÃO (5 a 7 MeV).

1.00 - ESTUDO COMPARATIVO DAS CARACTERÍSTICAS ATUAIS DO FEIXE COM AS ESPECIFICADAS PARA AS EXPERIÊNCIAS PROGRAMADAS (QUADRO III).

2.00 - TRABALHOS PRELIMINARES

2.01 - REVISÃO DOS ELEMENTOS PERIFÉRICOS DA MÁQUINA.

2.02 - LEVANTAMENTOS PRECISOS SOBRE AS CARACTERÍSTICAS ATUAIS DO FEIXE.

2.03 - ESTUDOS CONCLUSIVOS SOBRE A VIABILIDADE DE FORNECER UM FEIXE CONFORME ESPECIFICADO.

3.00 - MONTAGEM DA MÁQUINA PARA AS EXPERIÊNCIAS.

3.01 - ESTUDAR, PROJETAR E EXECUTAR (OU ADQUIRIR PRONTO) UM SISTEMA DE ANÁLISE, TRANSPORTE E DEFLEXÃO A 90° DO FEIXE.

3.02 - DESENVOLVER E INSTALAR SISTEMAS DE CONTROLE DO FEIXE SEM INTERCEPTÁ-LO: MEDIDORES DE CORRENTE, MEDIDORES DE CENTRALIZAÇÃO.

3.03 - AUTOMATIZAR AO MÁXIMO OS CONTROLES DO ACELERADOR.

ACCELERADOR LINEAR DE ELÉTRONS DE 28 MeV DO CBPF

CARACTERÍSTICAS DO FEIXE														
ESPECIFICAÇÃO	ATAIS	EXIGIDAS PARA O NOVO PROGRAMA DE EXPERIÊNCIAS												
1	Duração do Pulso (micro-segundos)	2,5	Não especificado											
2	Frequências de Repetição (pulsos/segundo)	Comando Externo 60 120 180 360	Não especificado (suposto a maior possível)											
3	Corrente de Pico (miliampères)	120 máximo	Não especificado											
4	Corrente Média (microampères) p.p.s ciclo útil	0,3 micro-amp. seg/pulso												
	<table border="0"> <tr> <td>60</td> <td>1,5</td> <td rowspan="4">} $\times 10^{-4}$</td> <td rowspan="4">18</td> <td rowspan="4">5 a 10</td> </tr> <tr> <td>120</td> <td>3,0</td> </tr> <tr> <td>180</td> <td>4,5</td> </tr> <tr> <td>360</td> <td>9,0</td> </tr> </table>	60	1,5	} $\times 10^{-4}$	18	5 a 10	120	3,0	180	4,5	360	9,0		
60	1,5	} $\times 10^{-4}$	18				5 a 10							
120	3,0													
180	4,5													
360	9,0													
5	Potência Média $P = (I_{p,RP}) \times 0,5 \times \text{ciclo útil}$ (Watts-Máximo-a 180 p.p.s) Só 1ª Seção Três Seções	670 3800 { valores calcul.	Não especificado											
6	Energia dos Elétrons MeV Só 1ª Seção Três Seções	4 a 8 8 a 30	5 a 7 com possibilidade de variações de 0,2 a 0,5 nesse intervalo											
7	Largura Relativa da Faixa de Energias ($\Delta U/U$)	0,10 a 0,20	0,01 a 0,02 ao máximo											
8	Estabilidade do Feixe em Energia ($\Delta U_0/U_0$)	Não Verificada	Melhor que 0,02 a Longo Termo (24 horas)											
9	Diâmetro do Feixe (mm)	15	5											
10	Abertura Angular do Feixe (graus)	1/6	variável com a focalização pequena											

ACELERADORES DE ELÉTRONS DC E POSSIBILIDADES EXPERIMENTAIS

E. Wolyneć

Introdução

Na presente comunicação é apresentado um sumário de temas abordados na Conferência de Mainz, realizada em junho deste ano, sobre Física Nuclear com Interações Eletromagnéticas. Os temas abordados concentram-se em grande parte na tecnologia de Aceleradores de elétrons com fator de utilização 100% (DC) e nas experiências interessantes a serem realizadas com tais aceleradores, os quais deverão entrar em funcionamento dentro de alguns anos.

Aceleradores

Num acelerador linear pulsado a potência de rf, P_{rf} , necessária para operar o acelerador é dada por :

$$P_{rf} = f \frac{V^2}{RL} + P_f \quad (1)$$

onde P_f é a potência do feixe acelerado, V é a energia do feixe, f é o fator de utilização, L é o comprimento do acelerador e R é a impedância efetiva por unidade de comprimento da estrutura aceleradora. A eq.(1) pode ser vista como uma definição de R , a qual depende da geometria e condutividade da cavidade e da frequência de rf.

Os maiores custos na construção de um acelerador estão na construção da estrutura aceleradora e de fornecimento de rf. Estes custos são aproximadamente lineares com L e P_{rf} , respectivamente. Nestas condições o custo de se construir um acelerador com $f=1$ e energia 100 MeV é proibitivo, dentro dos valores de R possíveis de se obter com materiais convencionais à temperatura ambiente. Os custos de operação relativos à energia elétrica necessária para fornecer P_{rf} são também proibitivos.

A primeira tentativa de se obter aceleradores DC foi pela utilização de estrutura supercondutora, onde R é 10^4 - 10^5 vezes maior que a temperatura ambiente. Verificou-se, entretanto, recentemente, que o limiar de corrente para explosão do feixe, I_{EP} , é proporcional a R^{-1} , o que limita seriamente a corrente máxima desse tipo de acelerador.

Uma outra e importante maneira de se reduzir o custo dos aceleradores DC é pela recirculação do feixe, N vezes, através da estrutura aceleradora, cujo ganho em energia por passo é $(1/N)$ da energia final do feixe. Nesse caso o eq.(1) fica:

$$P_{rf} = f \frac{V^2}{RLN^2} + P_f \quad (2)$$

Comparado com um acelerador linear convencional, com os mesmos valores de R e L , um acelerador recirculante pode ser operado com um fator de utilização N^2 vezes maior, usando mesmo P_{rf} . Um acelerador DC recirculante pode ser construído e operado com os mesmos custos de um acelerador linear convencional e fator de utilização 12. Um esquema desse tipo de acelerador é mostrado na Fig.1.

Os princípios de funcionamento desse tipo de acelerador estão claramente demonstrados com a entrada em funcionamento do acelerador MAMI em Mainz. O acelerador MAMI é um protótipo de energia 14 MeV, com $N=20$, construído para estudar os princípios de funcionamento. Já está em construção no mesmo laboratório o estágio de 100 MeV e em proje-

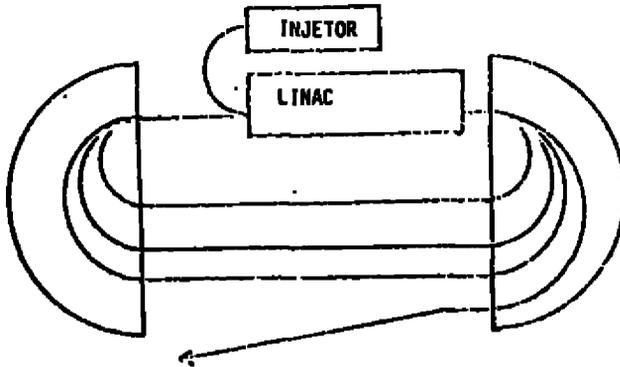


Fig. 1

Esquema de um acelerador linear DC recirculante.

Experiências propostas

Pretende-se, com a utilização dos aceleradores de elétrons DC, experimentalmente determinar, com precisão, os efeitos de correlação entre os nucleons no núcleo e os de estrutura entre os nucleons, possibilitando sua inclusão na análise teórica. A importância de se conduzir tal estudo usando projéteis eletromagnéticos baseia-se em :

- 1) O valor de se usar uma interação bem conhecida e (em princípio) exatamente calculável se torna maior quando o processo em estudo é mais complicado.
- 2) O fato de a interação eletromagnética ser relativamente fraca assegura que a modificação de um processo elementar - ex: $\gamma + N$ - dentro do núcleo - ex: $\gamma + (N \text{ em } A) \rightarrow (\Delta \text{ em } A)$ - é devida à presença de matéria nuclear, não sendo confundida por complicações inerentes ao uso de projéteis que interagem via força forte.
- 3) Os fótons virtuais dos elétrons espalhados possuem a alta resolução espacial necessária ao estudo de fenômenos de curto alcance. Os elétrons interagem com alta resolução espacial em todo o volume do núcleo ao contrário das provas hadrônicas que interagem predominantemente com a superfície dos núcleos.

As experiências propostas são :

- 1) Experiências que estudam a força nucleon-nucleon no núcleo:
 - a) Experiências que estudam a função de correlação de dois nucleons como (e, e', NN) e (γ, NN) onde os N são prótons ou neutrons.
 - b) Experiências que estudam as ressonâncias de nucleon, como (γ, NN) ou (e, e', NN) onde o sistema NN tem a massa invariante da Δ .
- 2) Ressonâncias gigantes: (e, e', x) onde $x = p, n$, etc...-Estudam os modos de decaimento
- 3) Neutrons nos núcleos
 - a) (e, e', n) quase elástico - para estudar as funções de onda de neutrons nos núcleos
 - b) (γ, π^0) e (e, e', π^0) coerente, a fim de estudar o fator de forma da matéria nuclear

Interação de Sistemas Lagrangeanas Clássicas com Sistemas Hamiltonianos Quânticos

C. Marcio do Amaral - Instituto de Física da UFRJ, Depto. de Física Nuclear

O processo da medida e, conseqüentemente, o problema da interpretação da mecânica quântica, constitui uma área da física, ainda bastante controversa⁽¹⁾. No seus aspectos mais simples e do ponto de vista dinâmico, uma medida em mecânica quântica é um processo de interação entre a dinâmica do apparatus (que no caso mais simples é um sistema totalmente clássico) com a dinâmica do sistema quântico em observação. Mas, o processo da interação entre uma dinâmica clássica com uma dinâmica quântica, está longe de ser bem conhecido⁽²⁾. O aspecto crítico desta interação está na construção, consistente, de uma dinâmica única, complexa, que se reduz a duas dinâmicas, uma clássica e uma quântica, bem definidas, quando a interação se extingui. Sudarshan et al⁽³⁾, propuseram um interessante modelo dinâmico, para descrever a interação entre sistemas clássicos e sistemas quânticos. Entretanto, para construir o modelo da interação, Sudarshan ampliou o sistema clássico, de modo a tornar-se um sistema quântico. Para que a ampliação fosse consistente, tornou-se necessária a introdução de uma regra, não usual, de superseleção, bem como introduziu princípios de integridade clássica, fraco e forte.

Em recente trabalho⁽⁴⁾, conseqüência de trabalhos anteriores não publicados, propusemos um modelo dinâmico para o tratamento da interação entre sistemas clássicos e quânticos. O modelo proposto, parte de um modelo clássico, onde se descreve a interação entre duas dinâmicas clássicas, uma hamiltoniana e outra lagrangeana. A primeira é descrita por uma equação de Hamilton-Jacobi generalizada onde, em lugar da função de Hamilton, aparece a função de Routh. A segunda é descrita por um sistema de equações de Lagrange generalizada onde, em lugar de uma lagrangeana, aparece a função de Routh. A extensão para o caso de um sistema clássico em interação com um sistema quântico, se faz por meio de uma quantização parcial, onde a equação de Hamilton-Jacobi generalizada é substituída por uma equação de Schrödinger, envolvendo o operador de Routh. As equações de Lagrange clássicas se mantêm formalmente intactas mas, agora, a presença do operador de Routh, em lugar de uma lagrangeana, as transforma em um sistema de equações operador, acopladas à equação de Schrödinger. As variáveis lagrangeanas são transformadas em operadores do tipo c-number, de modo que comutam entre si e com todos operadores do tipo q-number, oriundos da quantização parcial do sistema.

Se as variáveis lagrangeanas são as $\alpha^j, \beta^j; j=1, \dots, r$ e as variáveis hamiltonianas são as $x^j, p_j, j=1, \dots, n-r$, então o sistema clássico é representado pelas equações⁽⁴⁾

$$I \begin{cases} \frac{\partial S}{\partial t} + R = 0 ; \\ \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial R}{\partial \dot{\alpha}^j} \right) - \frac{\partial R}{\partial \alpha^j} = 0 ; \end{cases}$$

com $S = S(x^j, \alpha^j, \dot{\alpha}^j)$;

$$R = R(x^j, p_j = \frac{\partial S}{\partial x^j}, \alpha^j, \dot{\alpha}^j)$$

O sistema parcialmente quântico sugerido pelo sistema clássico anterior é:

•

$$\text{II} \quad \begin{cases} i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \hat{R}\psi \\ \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \hat{R}}{\partial \alpha^j} \right) - \frac{\partial \hat{R}}{\partial \dot{\alpha}^j} = 0 . \end{cases}$$

\hat{R} é o operador de Routh, construído a partir da R , fazendo $x^j \rightarrow \hat{x}^j$ e $p_j \rightarrow \hat{p}_j = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x^j}$.

A função de onda ψ é da forma $\psi = \psi(x^j, \alpha^j, \dot{\alpha}^j)$. As variáveis clássicas lagrangeanas, α^j e $\dot{\alpha}^j$ são transformadas em operadores c-number, que lhes são isomorfos. O operador \hat{R} tem uma estrutura de hamiltoniana na evolução do estado ψ , mas não é uma constante de movimento, porque há as equações subsidiárias, de Lagrange, que se acoplam com a equação de Schrödinger. Estas equações subsidiárias, fazem o papel de condições de contorno dinâmicas que atuam sobre a parte hamiltoniana (quântica) da dinâmica e sofrem, também, a reação desta. Neste sentido, há um processo dissipativo, o espectro do operador \hat{R} dependendo do tempo. No modelo que introduzimos⁽⁴⁾, consideramos o sistema central, como aquele associado à equação de Schrödinger e o sistema lagrangeano, representado pelas equações de Lagrange, como um sistema subsidiário, com o qual o primeiro está em interação. O sistema global é isolado. Este tipo de equação nos parece conveniente para tratar sistemas quânticos dissipativos, dissipando para o "environment" e sofrendo a reação deste. O tratamento de sistemas quânticos envolvendo parâmetros dependentes do tempo, como é o caso da teoria semi-clássica de ions pesados, nos parece factível dentro do esquema das equações consideradas.

A extensão do princípio da ação de Feynman para o caso da inclusão de parâmetros, como os α^j e suas derivadas temporais $\dot{\alpha}^j$, nos permitiu a obtenção de equações quânticas que coincidiram exatamente com as equações propostas. Estas equações não foram obtidas diretamente de uma integração funcional, mas foram obtidas, variacionalmente, do princípio da ação quântica de Schwinger que, como se sabe, é uma forma diferencial do princípio de Feynman⁽⁵⁾.

Com este resultado, o sistema II passa a ser um sistema variacional, suportado pelo princípio da ação quântica de Schwinger, obtido sob condições de contorno convenientes. Dessas condições de contorno é que se originam as equações de Lagrange operadas.

Do ponto de vista de uma mecânica quântica de Heisenberg, o sistema II deve ser equivalente a uma dinâmica de operadores em interação, onde parte dos operadores são q-numbers e parte sendo c-numbers. Como os operadores do tipo q-number, envolvem rela-

ções de incerteza do tipo Heisenberg, sua interação com os operadores c-number, gera nestes, Incerteza do tipo flutuações. Este comportamento induz a que, em lugar da equação de Schrödinger, no sistema II, consideremos uma equação do tipo Liouville, envolvendo o operador \hat{R} . O sistema II é, então, substituído pelo sistema:

$$\text{III} \quad \left\{ \begin{array}{l} i\hbar \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} + [\hat{\rho}, \hat{R}] = 0 \\ \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \hat{R}}{\partial d^J} \right) - \frac{\partial \hat{R}}{\partial a^J} = 0 \end{array} \right.$$

A resolução deste sistema pode ser feita por método iterativo e, para isto, decompono o operador \hat{R} em $\hat{R}_I + \hat{R}_{II} + \hat{V}$; onde \hat{R}_I é puro q-number, \hat{R}_{II} é puro c-number e \hat{V} é o termo de interação. A introdução de uma representação de interação é mais conveniente e não altera a forma do sistema.

Desenvolvimentos e aplicações estão sendo feitos. Em particular, estamos estendendo o formalismo de Van-Vleck, para a aproximação quasi clássica, dentro do espírito do sistema I.

Referências

- (1) B.d'Espagnat: *Conceptual Foundations of Quantum Mechanics*, W.A.Benjamin, 1977.
- (2) J. Mehra: *The Quantum Principle*, D. Reidel 1971; M. Jammer, *The Philosophy of Quantum Mechanics.*, John Wiley 1974.
- (3) T.N. Sherry and E.C.G. Sudarshan, *Phys.Rev.D*; 18, 4580 (1978).
- (4) C.Marcio do Amaral e P. Carrilho, Preprint-Fin 79/002 - Instituto de Física da UFRJ. Aceito para publicação na Revista Brasileira de Física.
- (5) W.Young and S.Mandelstam: *Variational Principles in Dynamics and Quantum Theory*. 3^a ed. Pitman & Sons, London, 1968.

SISTEMAS QUÂNTICOS VINCULADOS

por

L. C. GOMES

CENTRO BRASILEIRO DE PESQUISAS FÍSICAS

RIO DE JANEIRO, RJ

1. O objetivo desta comunicação é o de chamar a atenção para métodos quânticos de tratamento de sistemas vinculados que foram inspirados no desenvolvimento das teorias de campos de calibre e que por conseguinte podem ter passados despercebidos daqueles que trabalham em física nuclear.

Os métodos referem-se à quantização de sistemas clássicos e assim acho que poderão vir a desempenhar um papel importante na aplicação de aproximações semi-clássicas aos tratamentos de colisões de ions pesados.

Existem dois procedimentos tradicionais para quantizar sistemas clássicos. O primeiro, mais antigo, baseia-se no fato de que os parenteses de Poisson da mecânica de Hamilton tem propriedades for mais idênticas aos comutadores de operadores lineares. Assim, procura-se operadores \hat{p}_i e \hat{q}_i , hermitianos, correspondentes às coordenadas canônicas do sistema clássico, satisfazendo as propriedades fundamentais.

$$[\hat{p}_i, \hat{p}_j] = [\hat{q}_i, \hat{q}_j] = 0, \quad [\hat{p}_i, \hat{q}_j] = -i\hbar\delta_{ij} \quad (1)$$

Ao operador hamiltoniano H corresponde o operador hermitiano obtido da hamiltoniana clássica, pela substituição das coordenadas canônicas pelos operadores correspondentes. Devido a não comutabilidade dos \hat{p}_i com os \hat{q}_i , a determinação de H nem sempre é única mas todas as determinações correspondem a sistemas quânticos que possuem o mesmo limite clássico, dado pelo sistema clássico inicial.

O segundo procedimento baseia-se na integração funcional introduzida inicialmente por Feynman. O método resulta na construção do propagador quântico $K(t)$ a partir da hamiltoniana clássica $H(p, q)$ por meio da seguinte integral funcional.

$$(2) \quad \langle q | K(t) | q_0 \rangle = \int_{q_0}^q \int_{t_0}^t \mathcal{D}p \mathcal{D}q \exp(i \int_{t_0}^t dt \int_{q_0}^q dp \dot{q} p - H(p, q))$$

que se estende sobre todas as trajetórias possíveis do sistema clássico. A equivalência entre os dois métodos de quantização se faz identificando o operador \hat{H} como o gerador das translações temporais, isto é:

$$(3) \quad \langle q | K(t) | q_0 \rangle = \langle q | e^{-i \hat{H} t} | q_0 \rangle$$

Aparentemente o método pela integração funcional parece fornecer um vocábulo o sistema quântico correspondente ao sistema clássico dado. Isto é verdade para os casos simples mas, em geral, quando a hamiltoniana clássica depende de produtos de p_i por q_j , também surgem ambigüidades na avaliação da integração funcional semelhante às ambigüidades na determinação de \hat{H} pelo primeiro procedimento. No segundo método, o limite clássico do sistema quântico é mais aparente e daí sua grande utilidade na elaboração de aproximações semiclássicas. Este resulta na aproximação de fase estacionária para a integral funcional dada pela eq. (2).

2. É comum definir-se sistemas físicos com superabundância de coordenadas adicionando-se condições subsidiárias. Por exemplo, pode-se considerar o sistema descrito pelo lagrangiano $L(q, \dot{q}, t)$ sujeito às condições subsidiárias

$$\phi = \phi(q, \dot{q}, t) = 0$$

Podemos tratar esse mesmo sistema introduzindo as novas coordenadas (os multiplicadores de Lagrange) e considerar a nova lagrangiana

$$\bar{L} = L + \lambda \phi$$

na

Situação semelhante ocorre na formulação variacional de campos clássicos como no caso eletromagnético onde é conveniente tomar por coordenadas de campo os componentes do potencial quadri-vetor que resultam ser super-abundantes para a descrição dos campos \vec{E} e \vec{H} .

As decorrências dessas extensões se caracterizam pelo fato dos momentos canônicos, definidos pelas equações:

$$p_i = \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}$$

não serem funcionalmente independentes ou seja

$$\text{Det} \left(\frac{\partial p_i}{\partial \dot{q}_j} \right) = 0. \quad (4)$$

Conseqüentemente resultam ambigüidades na formulação do sistema hamiltoniano correspondente e sua quantização subsequente. Lagrangianos em que a condição dada pela eq. (4) se cumpre são chamados de singulares e Dirac nos ensinou como proceder para a construção do sistema hamiltoniano correspondente ao lagrangiano singular.

A decorrência imediata da dependência funcional dos p_i é a obtenção de um conjunto de relações da forma

$$\chi_\alpha(p, q) = 0, \quad \alpha = 1, \dots, m,$$

toças funcionalmente independentes. Essas relações são chamadas de vínculos primários. O hamiltoniano mais geral correspondente do lagrangiano singular dado será então da forma

$$H = H_0(p, q) + \sum_{\alpha=1}^m U_\alpha \chi_\alpha(p, q)$$

onde

$$H_0 = \sum_{i=1}^n p_i \dot{q}_i(p, q) - L(q, \dot{q}(p, q)),$$

em que $q^i(p, q)$ é uma determinação particular de q^i e U_α são funções arbitrárias exibindo o grau de ambigüidade na obtenção de H. As equações de movimento tomam a forma

$$\dot{f}_i = \{f_i, H_0\} + \sum u_\alpha \{f_i, \chi_\alpha\}$$

$$\dot{g}_i = \{g_i, H_0\} + \sum u_\alpha \{g_i, \chi_\alpha\}$$

onde em geral

$$\{f, g\} = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial f}{\partial q_i} \frac{\partial g}{\partial p_i} - \frac{\partial f}{\partial p_i} \frac{\partial g}{\partial q_i} \right)$$

são os parênteses de Poisson de f com g . Para que o sistema hamiltoniano seja consistente se faz necessário que

$$\dot{\chi}_\alpha = 0 \quad \alpha = 1, \dots, m$$

ou seja

$$\{ \chi_\alpha, H_0 \} + \sum_\beta u_\beta \{ \chi_\alpha, \chi_\beta \} = 0. \quad (6)$$

Pode-se considerar três alternativas para a equação acima. Primeiramente a eq (6) com auxílio das eqs (5) ficam automaticamente satisfeitas não resultando em equação para os u_α . Como segunda alternativa, o primeiro membro da eq (6) é independente dos u_α e temos

$$\psi_\alpha \equiv \{ \chi_\alpha, H_0 \} = 0 \quad (7)$$

onde $\psi_\alpha = 0$ passa a ser um novo vínculo para o sistema, chamado de secundário pois resulta da imposição de consistência dos vínculos primários com as equações de movimento. Como terceira alternativa a eq (6) resulta ser de fato uma equação para os u_α . Aos vínculos secundários resultantes impõe-se a mesma condição de consistência e leva-se assim o processo à exaustão. Pode-se então observar que nem todos os u_α ficam em geral determinados. Consideramos a seguir somente os dois casos extremos onde todos ou nenhum dos u_α ficam determinados. A quantização para os casos intermediários é de fácil obtenção como generalização dos dois casos considerados.

3. Consideremos o caso em que todos os u_α fiquem determinados pelas equações de consistência. Se chamamos de \mathcal{F}_α indistintamente os vínculos primários e os secundários, mostra-se os seguintes resultados:

(i) Definindo

$$Q_{\alpha\beta} = \left\{ \psi_{\alpha}, \psi_{\beta} \right\}$$

então

$$\text{Det} (Q_{\alpha\beta}) \neq 0$$

e o número total de vínculos é par. Chamando esse número de $2m$, mostra-se ainda

(ii) que existem $(n-m)$ pares de coordenadas canônicas (q_i^*, p_i^*) que resolvem as equações de vínculos

$$\psi_{\alpha}(p(q^*), q(q^*), p^*) \equiv 0 \quad \alpha = 1, \dots, 2m.$$

(iii) que os parenteses de Dirac definidos como

$$\{f, g\}_D = \{f, g\} - \sum_{\alpha, \beta} \{f, \psi_{\alpha}\} Q_{\alpha\beta}^{-1} \{\psi_{\beta}, g\}$$

tomam o papel dos parenteses de Poisson para o sistema em questão. Em particular as equações de movimentos tomam a forma

$$\dot{p}_i = \{p_i, H\}_D$$

$$\dot{q}_i = \{q_i, H\}_D$$

(iv) Além do mais temos:

$$\{f, g\}_D = \{f, g\}_x$$

onde por $\{f, g\}_x$ estamos indicando o parenteses de Poisson calculado com as coordenadas canônicas p_i^* e q_i^* . A quantização com vínculo se torna claro, para o primeiro procedimento anteriormente exposto: os parenteses de Dirac tomam o papel dos parenteses de Poisson. Dos resultados acima vê-se que esse procedimento é o mesmo que quantizar, da forma usual, o sistema descrito pelos (q_i^*, p_i^*) . Igualmente simples é o resultado formal da quantização pela integral funcional na presença dos vínculos:

$$\langle q_1 \dot{k}(t) | q_0 \rangle = \int \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} \int_{t_0}^{t_1} \left(\sum_i p_i \dot{q}_i - H - \sum_{\alpha} \psi_{\alpha} \right) dt \right\} \cdot \prod_{i, \alpha, t} \frac{dp_i(t) dq_i(t)}{(2\pi\hbar)^{4n-2m}} \cdot \Delta \Sigma_{\alpha}(t) \left(\text{Det} (Q_{\alpha\beta}) \right)^{1/2}.$$

4. Consideramos agora o outro extremo onde U_{α} algum é determinado pelas equações de consistência. Neste caso devemos ter, pelo menos, que

$$\{X_\alpha, X_\beta\} = C_{\alpha\beta} X_\gamma.$$

111

$$\{X_\alpha, H\} = A_{\alpha\beta} X_\beta.$$

e os vínculos primários são geradores de transformações de calibre. Cada estado do sistema não é mais representado por um único ponto do espaço de fase mas sim por classes de pontos relacionados entre si pelas transformações de calibre geradas pelos vínculos primários. Mostra-se que essas classes são disjuntas. Para proceder à quantização devemos escolher um ponto de cada classe, como representativo do sistema. Normalmente isto é feito impondo condições de fixação do calibre, na forma

$$F_\alpha(p, q) = 0 \quad \alpha = 1, \dots, M$$

em igual número que os dos geradores de transformações X_α , sujeitas à restrição de

$$\text{Det}(\{T_\alpha, X_\beta\}) \neq 0.$$

Considera-se os vínculos primários X_α e as condições de calibre F_α indistintamente como vínculos φ_α e esse caso inclui no anterior com a simplificação de que

$$\text{Det}(\dot{\omega}_{\alpha\beta}) = [\text{Det}(\{T_\alpha, X_\beta\})]^2.$$

5. A seguir damos uma bibliografia mínima para o interessado nos estudos dos métodos aqui relatados, poder se aprofundar:

P.A.M. Dirac, Homogeneous Variables in classical dynamics, Proc.Camb. Phil. Soc., 29, 389 (1933)

_____, Generalized Hamiltonian Dynamics, Can. J.Phys., 2, 129 (1950).

E.S. Fradkin e G.A. Vilkovisky, CERN, TH 2322, Junho 1977

V.N. Popov, CERN, TH. 2424, Dec. 1977

L.P. Faddeev, Teor. i Mat. Fiz. 1, 3 (1969).

Forças de três corpos no $^{16}\text{O}^+$

V.C. Aguilera-Navarro, D.A. Agriello⁺⁺ e J.N. Nahi^{**} - Instituto de Física Teórica, São Paulo, SP

Estuda-se o efeito de forças de 3 alfas, determinadas recentemente, no núcleo ^{16}O . Este núcleo é representado no modelo de partícula alfa e usa-se o método variacional com funções de osciladores harmônicos de 4 partículas, nas coordenadas de Jacobi e de Kramer-Moshinsky. Essas coordenadas, apesar de suas propriedades bastante adequadas tanto para cálculos dos elementos de matriz do hamiltoniano e do fator de forma como para explicitar propriedades de simetria permutacional da função variacional, conduzem a expressões matemáticas que consomem muito tempo do computador. Isso é devido principalmente ao fato de aparecerem explicitamente os coeficientes de Moshinsky generalizados. Assim, introduziu-se um novo sistema de coordenadas que permitiu evitar aqueles coeficientes e reduzir o tempo computacional em cerca de 50%!

A função variacional é uma combinação linear do tipo

$$\psi = \sum_{\nu} a_{\nu} \phi_{\nu} \quad (1)$$

onde ϕ_{ν} são funções de osciladores harmônicos de 4 partículas. ψ foi construída de forma a ser translacionalmente invariante, completamente simétrica, de paridade par e com $L=0$.

Para a interação $\alpha\alpha$ usou-se o potencial $(d_0^1 d_2^1 d_4^1)$ de Ali-Bodmer¹. A força de três alfas introduzida é do tipo

$$V_{3\alpha} = -V_0 \exp[-\lambda(r_{ij}^2 + r_{ik}^2 + r_{jk}^2)] \quad (2)$$

e seus parâmetros (V_0, λ) foram ajustados por Portillo e Coon² que obtiveram (7 MeV, 0.00506 fm^{-2}) e por Ogasawara e Hiyama³ que obtiveram (200 MeV, 0.25 fm^{-2}). São duas forças de características bastante diferentes, portanto. A primeira, de pouca intensidade e longo alcance, sobreligou o ^{16}O já na aproximação de 6 quantos. A dos japoneses, intensa e de curto alcance, mostrou-se efetiva no sentido de que com ela se obtém na aproximação de 8 quantos (sub-espaco de dimensão 22) a melhor energia de ligação que se consegue para o ^{16}O usando-se apenas a força de 2α de Ali-Bodmer em um sub-espaco de dimensão duas vezes maior (dim = 40)⁴. Esta energia corresponde ainda a apenas 30% do valor experimental. Um cálculo a 10 quantos este resultado melhorará sensivelmente. Tal cálculo não foi realizado devido aos altos custos computacionais não obstante a simplificação mencionada anteriormente.

+ Financiado parcialmente pela FINEP. Contrato 522/CT.

** Bolsistas do CNPq.

Quanto ao fator de forma, uma vez que o fator de forma da partícula alfa não depende obviamente da interação entre duas ou mais alfas, estudou-se apenas o fator de corpo do ^{16}O . Isto basta para se ver o efeito da introdução de uma força de três alfas no fator de forma de carga do núcleo. Notou-se que este efeito é pequeno para pequenas transferências de momento, aumentando pouco para maiores $\hbar q$. Estamos nos referindo ao fator de forma associado ao espalhamento elástico e- ^{16}O .

Referências

1. S.All e A.R.Bodmer, Nucl.Phys. 80(1966)99.
2. D.Portilho e S.A.Coon, Z.Physik A290(1979)93.
3. H.Ogasawara e J.Hlura, Prog.Theor.Phys. 59(1978)655.
4. R.M.Mendez-Moreno, M.Moreno e T.H.Seligman, Nucl.Phys. A221(1974)381.

Estados de Partícula-Buraco do ¹⁶O na Aproximação $K_{\min} + 1$ do
Método dos K-Harmônicos

J.A. Castilho Alcarás

Instituto de Física Teórica, São Paulo.

O método dos K-harmônicos foi proposto para resolver a Equação de Schrödinger de A-corpos:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \sum_{i=1}^A \nabla_{\vec{r}(i)}^2 + V(\vec{r}(i), u(i), v(i)) \right] \Psi = E \Psi \quad (1)$$

para potenciais translacionalmente invariantes que podem depender dos spins $u(i)$ e isospins $v(i)$ das partículas do sistema.

Introduzindo-se variáveis de Jacobi

$$\vec{\xi}(i) = \frac{1}{\sqrt{i(i+1)}} \left[\sum_{j=1}^i \vec{r}(j) - i \vec{r}(i+1) \right], \quad i=1, 2, \dots, (A-1), \quad (2)$$

$$\vec{\xi}(A) = \frac{1}{\sqrt{A}} \sum_{i=1}^A \vec{r}(i), \quad (3)$$

separa-se o movimento relativo do movimento do centro de massa. A equação de Schrödinger para o movimento relativo, ou intrínseco, fica então igual a

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \sum_{i=1}^{A-1} \nabla_{\vec{\xi}(i)}^2 + V(\vec{\xi}(1), \dots, \vec{\xi}(A-1), u(i), v(i)) \right] \Psi(\vec{\xi}(1), \dots, \vec{\xi}(A-1), u(i), v(i)) = E \Psi \quad (4)$$

Nesse espaço de $3(A-1)$ dimensões gerado pelos vetores $\vec{\xi}(1), \dots, \vec{\xi}(A-1)$ introduz-se coordenadas polares ou hiperesféricas:

$$\{ \vec{\xi}(1), \dots, \vec{\xi}(A-1) \} \rightarrow \{ \rho, \Omega \} \quad (5)$$

onde

$$\rho = \left[\sum_{i=1}^{A-1} \xi(i)^2 \right]^{1/2} \quad (6)$$

é o hiper-raio e Ω é um conjunto de $3A-4$ variáveis angulares. Com isso, a Eq. (4) se transforma em

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \left[\rho^{-(3A-4)} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho^{3A-4} \frac{\partial}{\partial \rho} \right) - \mathcal{G}^{(2)} \right] + V(\rho, \Omega) \right\} \Psi = E \Psi \quad (7)$$

onde $\mathcal{G}^{(2)}$ é o invariante de Casimir de 2a. ordem do grupo $SO(3A-3)$ de rotações em $3(A-1)$ dimensões.

Para o caso em que $V(\rho, \Omega)$ não depende de Ω , as soluções de (7) são da forma

$$\Psi_{\nu}^K = \chi_{\nu}^K(\rho) Y_{\nu}^K(\Omega, u(i), v(i)), \quad (8)$$

onde os hiperesféricos harmônicos Y_{ν}^K são bases para representações irredutíveis de $SO(3A-3)$ e como tais são auto-funções de $\mathcal{G}^{(2)}$:

$$g^{(2)} Y_v^K = K[K+3(A-1)-2] Y_v^K. \quad (9)$$

Os $\chi_{\nu}^K(\rho)$ devem satisfazer à equação diferencial

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \left[\rho^{-\frac{(3A-4)}{2}} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho^{\frac{3A-4}{2}} \frac{\partial}{\partial \rho} \right) - \frac{K(K+3A-5)}{\rho^2} \right] + W_{\nu\nu}^{KK}(\rho) \right\} \chi_{\nu}^K(\rho) = E \chi_{\nu}^K(\rho). \quad (10)$$

Para o caso geral em que V depende também de Ω tomamos uma superposição de soluções do tipo (8):

$$\psi = \rho^{-\frac{(3A-4)/2}{2}} \sum_{K,\nu} \chi_{\nu}^K(\rho) Y_{\nu}^K(\Omega, u(i), v(i)). \quad (11)$$

Nesse caso, os $\chi_{\nu}^K(\rho)$ devem satisfazer ao sistema de equações diferenciais acopladas,

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \left[\frac{d^2}{d\rho^2} - \frac{G_K(G_K+1)}{\rho^2} \right] - E \right\} \chi_{\nu}^K(\rho) + \sum_{K',\nu'} W_{\nu\nu'}^{KK'}(\rho) \chi_{\nu'}^{K'}(\rho) = 0, \quad (12)$$

com

$$G_K = K + 3(A-2)/2$$

$$W_{\nu\nu'}^{KK'}(\rho) = \int Y_{\nu'}^{K'}(\Omega, u(i), v(i))^* V(\rho, \Omega, u(i), v(i)) Y_{\nu}^K(\Omega, u(i), v(i)) d\Omega. \quad (13)$$

Este trabalho consiste em:

1) Construir os hiperesféricos da expansão (11) para os estados em estudo;

2) Calcular os elementos de matriz (13) dos potenciais nucleares escolhidos;

3) Integrar numericamente o sistema (12).

Os hiperesféricos com $K = K_{\min}$ são obtidos preenchendo-se um determinante de Slater com orbitais cujas partes espaciais sejam polinômios homogêneos. Usaremos orbitais do tipo

$$\phi_j(i) = (r_{xi})^{a_j} (r_{yi})^{b_j} (r_{zi})^{c_j} u_{\sigma_j}(i) v_{\tau_j}(i), \quad j = 1, 2, \dots, A \quad (14)$$

$$a_j, b_j, c_j = 0, 1, 2, \dots$$

$$\sigma_j, \tau_j = \pm 1/2$$

com $\rho_{xi} = (\vec{R} - \vec{r}(i))_x$, etc.

Os hiperesféricos com $K > K_{\min}$ são obtidos tomando-se combinações lineares de determinantes de Slater preenchidos com os orbitais (14). As fórmulas usadas para o cálculo dos produtos escalares de tais determinantes e para os elementos de matriz dos operadores de dois corpos entre esses determinantes são dadas em J. Math. Phys. 19, 1714(1978).

Para a aproximação $K = K_{\min}$, aplicada ao ^{16}O (nesse caso $K_{\min} = 12$), os orbitais usados são aqueles das "camadas":

$$s: a=b=c=0, \quad (4 \text{ orbitais}) \quad (15)$$

$$p: a+b+c=1. \quad (12 \text{ orbitais})$$

Para a aproximação $K = K_{\min} + 1$, os determinantes de Slater usados são aqueles obtidos substituindo-se, no determinante de Slater da aproximação $K = K_{\min}$, um orbital \underline{i} da camada p por um orbital \underline{j} da camada

$$s-d: a+b+c=2. \quad (24 \text{ orbitais}) \quad (16)$$

Obtemos assim, 288 determinantes que designaremos por

$$\Psi(i,j); \quad i=5,6,\dots,16; \quad j=17,\dots,40. \quad (17)$$

Desses, 72 são usados para representar estados do ^{16}F , 72 para o ^{16}N e 144 para o ^{16}O .

Usando-se um teorema sobre o efeito de operadores de um corpo agindo sobre determinantes de Slater, demonstrado na referência citada, é possível construir-se combinações lineares desses determinantes com spin total, isospin total e terceiras componentes definidos. Com isso obtemos, para o ^{16}O , 72 determinantes com $T=0$, $T_z=0$ e igual número com $T=1$ e $T_z=0$, assim distribuídos:

1 multipletto com $J=4$: $(3,1)4$

3 multiplettos com $J=3$: $(3,1)3, (3,0)3, (2,1)3$

5 multiplettos com $J=2$: $(3,1)2, (2,1)2, (2,0)2, (1_1,1)2, (1_2,1)2$

5 multiplettos com $J=1$: $(2,1)1, (1_1,1)1, (1_2,1)1, (1_1,0), (1_2,0)1$

2 multiplettos com $J=0$: $(1_1,1)0, (1_2,1)0$

A título de exemplo exibimos aqui as combinações lineares de determinantes de Slater associadas a $(1_1,1)00$ e $(1_2,1)00$, do ^{16}O com $T=1$:

$$\begin{aligned} \Psi_{(1_1,1)00}^{(T=1)} &= \frac{1}{\sqrt{1152}} \left[-\Psi(5,19) - \Psi(5,23) - \Psi(5,27) + \Psi(6,20) + \Psi(6,24) + \Psi(6,28) \right. \\ &\quad - \Psi(7,17) - \Psi(7,21) - \Psi(7,25) + \Psi(8,18) + \Psi(8,22) + \Psi(8,26) \\ &\quad \left. - i\Psi(9,19) - i\Psi(9,23) - i\Psi(9,27) + i\Psi(10,20) + i\Psi(10,24) + i\Psi(10,28) \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + i \Psi(11, 17) + i \Psi(11, 21) + i \Psi(11, 25) - i \Psi(12, 16) - i \Psi(12, 22) - i \Psi(12, 26) \\
 & - \Psi(13, 17) - \Psi(13, 21) - \Psi(13, 25) + \Psi(14, 18) + \Psi(14, 22) + \Psi(14, 26) \\
 & + \Psi(15, 19) + \Psi(15, 23) + \Psi(15, 27) - \Psi(16, 20) - \Psi(16, 24) - \Psi(16, 28) \Big].
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \Psi_{(1,2,1)00}^{(T=1)} &= \frac{1}{\sqrt{5760}} \Big[2 \Psi(5, 19) - \Psi(5, 23) - \Psi(5, 27) + 3i \Psi(5, 31) + 3 \Psi(5, 33) - 2 \Psi(6, 20) \\
 & + \Psi(6, 24) + \Psi(6, 28) - 3i \Psi(6, 32) - 3 \Psi(6, 34) + 2 \Psi(7, 17) - \Psi(7, 21) \\
 & - \Psi(7, 25) - 3i \Psi(7, 29) - 3 \Psi(7, 33) - 2 \Psi(8, 18) + \Psi(8, 22) + \Psi(8, 26) \\
 & + 3i \Psi(8, 30) + 3 \Psi(8, 36) - i \Psi(9, 19) + 2i \Psi(9, 23) - i \Psi(9, 27) + 3 \Psi(9, 31) \\
 & + 3 \Psi(9, 27) + i \Psi(10, 20) - 2i \Psi(10, 24) + i \Psi(10, 28) - 3 \Psi(10, 32) - 3 \Psi(10, 36) \\
 & + i \Psi(11, 17) - 2i \Psi(11, 21) + i \Psi(11, 25) + 3 \Psi(11, 29) - 3 \Psi(11, 33) - i \Psi(12, 18) \\
 & + 2i \Psi(12, 22) - i \Psi(12, 26) - 3 \Psi(12, 30) + 3 \Psi(12, 34) - \Psi(13, 17) - \Psi(13, 21) \\
 & + 2 \Psi(13, 25) + 3 \Psi(13, 33) + 3i \Psi(13, 39) + \Psi(14, 18) + \Psi(14, 22) - 2 \Psi(14, 26) \\
 & - 3 \Psi(14, 36) - 3i \Psi(14, 40) + \Psi(15, 19) + \Psi(15, 23) - 2 \Psi(15, 27) + 3 \Psi(15, 33) \\
 & - 3i \Psi(15, 37) - \Psi(16, 20) - \Psi(16, 24) + 2 \Psi(16, 28) - 3 \Psi(16, 34) + 3i \Psi(16, 38) \Big],
 \end{aligned}$$

onde a enumeração dos orbitais é a que consta na Tabela 1

O cálculo dos produtos escalares dessas combinações lineares mostrou que os multipletos $(1, 0)1$ e $(1, 0)1$ para $T = 0$ são linearmente dependentes. Isso se deve ao fato^{de} que os $\vec{\rho}(i)$ não são linearmente independentes pois $\sum_{i=1}^A \vec{\rho}(i) = 0$.

Os potenciais nucleares que usamos foram superposição de potenciais centrais de dois corpos, isto é,

$$V = \sum_{i < j}^A U(|\vec{r}(i) - \vec{r}(j)|), \quad (18)$$

com

$$U(r) = v_{33}(r) P_{\sigma}^{(+)} P_{\tau}^{(+)} + v_{13}(r) P_{\sigma}^{(-)} P_{\tau}^{(+)} + v_{31}(r) P_{\sigma}^{(+)} P_{\tau}^{(-)} + v_{11}(r) P_{\sigma}^{(-)} P_{\tau}^{(-)}, \quad r = |\vec{r}(i) - \vec{r}(j)| \quad (19)$$

onde os P são projetores de spin e de isospin.

Para esses potenciais o elemento de matriz entre duas combinações lineares

$$\Psi = \frac{1}{\sqrt{W}} \sum_{i,j} C_{ij} \Psi(i,j) \quad \text{e} \quad \Psi' = \frac{1}{\sqrt{W'}} \sum_{i,j} C'_{ij} \Psi(i,j)$$

assume a forma

$$\langle \Psi' | V | \Psi \rangle = \frac{G}{\sqrt{W}W'} \sum_{s=0}^3 \alpha_s \int_0^1 dz z^{\frac{1}{2}+s} (1-z)^{3-s} [v_{11}(p\sqrt{2z}) A_{11}(s) + v_{33}(p\sqrt{2z}) A_{33}(s) + v_{13}(p\sqrt{2z}) A_{13}(s) + v_{31}(p\sqrt{2z}) A_{31}(s)], \quad (20)$$

com $\alpha_0 = 35$, $\alpha_1 = 385$, $\alpha_2 = 2464$, $\alpha_3 = 10912$

$$G = \frac{\Gamma(7/2)}{70\sqrt{\pi} 33!} \approx 1.61543305$$

Os $A_{pq}(s)$ são fatores meramente cinemáticos. Para os estados 0^- do ^{16}O com $T = 0$ e $T = 1$, tem-se os dados constantes da Tabela 2.

Para o potencial coulombiano,

$$V_{\text{Coul}} = e^2 \sum_{i < j=1}^A \frac{Q_i Q_j}{|\vec{r}(i) - \vec{r}(j)|}, \quad (21)$$

temos

$$\langle \Psi' | V_{\text{Coul}} | \Psi \rangle = \frac{e^2 G}{4096\pi^2} \frac{1}{9} \frac{C}{\sqrt{A} R}, \quad (22)$$

onde C é um fator cinemático. Para os estados 0^- do ^{16}O , os fatores C são os constantes da Tabela 2.

As partes (1) e (2) do plano deste trabalho já estão prontas enquanto que a parte (3), integração numérica do sistema (12), se encontra em fase de programação.

i	a	b	c	σ	ζ
1	0	0	0	1/2	1/2
2				1/2	-1/2
3				-1/2	1/2
4				-1/2	-1/2
5	1	0	0	1/2	1/2
6				1/2	-1/2
7				-1/2	1/2
8				-1/2	-1/2
9	0	1	0	1/2	1/2
10				1/2	-1/2
11				-1/2	1/2
12				-1/2	-1/2
13	0	0	1	1/2	1/2
14				1/2	-1/2
15				-1/2	1/2
16				-1/2	-1/2

Tabela 1: enumeração dos orbitais das camadas s,p,s-d

j	a	b	c	σ	ζ
17	2	0	0	1/2	1/2
18				1/2	-1/2
19				-1/2	1/2
20				-1/2	-1/2
21	0	2	0	1/2	1/2
22				1/2	-1/2
23				-1/2	1/2
24				-1/2	-1/2
25	0	0	2	1/2	1/2
26				1/2	-1/2
27				-1/2	1/2
28				-1/2	-1/2
29	1	1	0	1/2	1/2
30				1/2	-1/2
31				-1/2	1/2
32				-1/2	-1/2
33	1	0	1	1/2	1/2
34				1/2	-1/2
35				-1/2	1/2
36				-1/2	-1/2
37	0	1	1	1/2	1/2
38				1/2	-1/2
39				-1/2	1/2
40				-1/2	-1/2

s	$\langle \Psi_{(1,1)00} V \Psi_{(1,1)00} \rangle$				$\langle \Psi_{(1,1)00} V \Psi_{(1,1)00} \rangle$				$\langle \Psi_{(1,1)00} V \Psi_{(1,1)00} \rangle$			
	A ₁₁ (s)	A ₃₃ (s)	A ₁₃ (s)	A ₃₁ (s)	A ₁₁ (s)	A ₃₃ (s)	A ₁₃ (s)	A ₃₁ (s)	A ₁₁ (s)	A ₃₃ (s)	A ₁₃ (s)	A ₃₁ (s)
0	0	0	103408	104112	0	0	640	0	0	0	505120	514080
1	61920	547296	-46400	-46656	0	7680	2560	0	279360	2468120	-181760	-207360
2	-28800	-233600	212160	216000	0	-51200	-7680	0	-23040	-104960	1008000	1054080
3	40320	327040	0	0	0	71680	0	0	80640	582400	0	0
C	39851840				62720				197778560			

Tabela 2: fatores cinemáticos dos elementos de matriz dos potenciais nucleares de tipo (19) e do potencial coulombiano (22).

Título: Potencial coletivo e fissão do ^8Be

Autores: Diógenes Galetti e Salomón S. Mizrahi

Resumo:

A fissão do ^8Be em duas partículas α é estudada no contexto do método de coordenadas geradoras^{1,2}(MCG). É usado o modelo de dois "clusters" de α 's tomando-se a separação entre os dois centros dos potenciais auxiliares como coordenada geradora. A interação nucleon-nucleon usada é a de Brink e Boeker³.

Neste contexto são calculados o "overlap" das funções de onda geradoras e o "kernel" de energia. A matriz correspondente à Hamiltoniana coletiva é obtida a partir da projeção do "kernel" de energia no subespaço coletivo, definido pela diagonalização do "overlap", e a matriz é então diagonalizada⁴.

As autoenergias e autofunções, provenientes da diagonalização, correspondem a estados intrínsecos de ^8Be . A possibilidade de ocorrência de fissão pode ser verificada a partir da extração de um potencial coletivo (na representação das coordenadas geradoras) e observando a localização dos níveis neste potencial. A viabilidade da extração deste potencial coletivo está vinculada a uma possível expansão quasi-local da hamiltoniana coletiva.

1. D. Hill e J.A. Wheeler - Phys. Rev. 89(1953)1102
2. J. Griffin e J.A. Wheeler - Phys. Rev. 108(1957)311
3. D. Brink e E. Boeker - Nucl. Phys. A91(1967)1
4. A.F.R. de Toledo Piza e E. Passos - Il Nuovo Cimento 45B(1976)1.

Título: Aplicação da aproximação de Hartree-Pock a núcleos par-par com $N \neq Z$

Autores: Pedro Carlos de Oliveira* e Diógenes R. de Oliveira
Instituto de Física Teórica, São Paulo, S.P.

Resumo:

Procura-se aplicar a aproximação de Hartree-Pock a núcleos par-par da camada s-d com $N \neq Z$. Adotando uma antiga sugestão de I. Kelson introduz-se um parâmetro θ o qual pode assumir os valores $1/4$, $1/2$, $3/4$ e 1 , conforme se tenha um, dois, três ou quatro nucleons acima da camada fechada. Deste modo ainda se rá possível manter as simetrias de inversão temporal e proton-neutron.

Inicialmente, estamos procurando obter a função de onda de HF para o Ne^{22} , a partir da qual serão calculados os níveis de energia e outras propriedades nucleares.

Pretende-se estender o tratamento a núcleos ímpares.

* Bolsista do CAPES.

Título: Representações separáveis para potenciais de alcance finito

Autores: G.W. Bund e M.C. Tijero

Instituto de Física Teórica, São Paulo, Brasil

Resumo:

Desde a introdução das equações de Faddeev, um grande interesse tem sido desenvolvido nas representações separáveis de potenciais locais. Diversos métodos tem sido utilizados para construir estas expansões, (Weinberg 1963, Darms 1970, Ehatia e Walker 1972, Ernst et al 1973). O método EST (Ernst, Shakin e Thaler 1973) é um destes, utiliza como base de expansão os autoestados da equação de Schrödinger apropriada ao potencial local original. Investigações anteriores (Ernst et al 1973, Pieper 1974, Bund e Consoni 1976) tem mostrado que a matriz-T construída pelo método EST aproxima-se bem da matriz-T do potencial local correspondente quando se tomam poucos termos separáveis.

Porém, como o conjunto de autoestados constitui um contínuo de estados, parece não existir uma forma óbvia de selecionar um subconjunto discreto que será usado na construção do potencial EST (Pieper 1974, Bund e Consoni 1976, Adžikari 1974).

Nesse trabalho consiste em investigar potenciais de alcance estritamente finito, ou seja, potenciais que se anulam fora de um certo raio. Mostraremos que neste caso, qualquer conjunto completo ortonormalizado de autofunções da equação de Schrödinger de finida dentro de uma esfera na qual o potencial não se anula, pode ser usada como base de uma expansão separável do potencial local e da correspondente matriz-T.

Assim, aplicando condições de contorno apropriadas à superfície de uma esfera que contém o potencial em seu interior, obtém-se uma base discreta apropriada para a representação separável EST do potencial local.

Aplicamos este método ao potencial poço quadrado real para duas bases diferentes, que correspondem a diferentes condições de contorno, é feita uma pesquisa numérica e verificamos que a convergência da Matriz-T é obtida com poucos termos na base.

Título : Reações de stripping para estados ressonantes — comparação entre as seções de choque exata e DWBA.

Autores : J. Fiorentino e G.W. Bird
Instituto de Física Teórica, São Paulo, SP.

Resumo:

A reação de stripping de deuteron em que no estado final ocorre uma ressonância, descrita por um potencial separável de primeiro grau dependente da energia, é estudada. O potencial $V(\vec{q}, \vec{q}'; E) = g(\vec{q})\lambda g(\vec{q}') + \frac{g(\vec{q})g(\vec{q}')}{E - E_0}$, foi usado para descrever a ressonância onde o primeiro termo é um potencial de Yamaguchi e o segundo é proveniente de um estado ligado no contínuo (BSEC). Para tornar o cálculo exequível, a ressonância será levada em conta apenas no estado final, aproximação que conduz a excelentes resultados para ressonâncias estreitas. O desdobramento do potencial segue, em linhas gerais, o método desenvolvido por E.O. Alt et. al., Nucl. Phys. B2 (1967)167.

Na aproximação DWBA o estado inicial é descrito pela solução assintoticamente exata no canal elástico, obtida, fazendo-se a projeção da função da onda de Faddeev nas coordenadas do deuteron.

Título: "Aplicação do método dos K-harmônicos nos estados de partícula-buraco nos isótopos ^{15}O , ^{16}F e ^{15}N "

Autor: J.A. Castilho Alcarás

Instituto de Física Teórica - São Paulo

Resumo:

Pesquisa em andamento visando obter, na aproximação $K = 13$ do método dos K-harmônicos, os níveis de energia e as correspondentes funções de onda dos núcleos ^{15}O , ^{16}F e ^{15}N . Para ^{16}N e ^{16}F , essa aproximação corresponde a $K = K_{\min}$, enquanto que para o ^{15}O ela corresponde a $K = K_{\min} + 1$. Os estados estudados têm paridade negativa com J e T definidos. Os K-harmônicos envolvidos no problema (144 ao todo), as partes angulares das funções de onda dos estados com J e T definidos e os elementos de matriz dos potenciais coulombianos e nuclear foram obtidos usando-se as fórmulas desenvolvidas em J. Math. Phys. 9, 1714(1978). Os níveis de energia e as partes radiais das correspondentes funções de onda serão obtidos resolvendo-se um sistema de equações diferenciais acopladas.

EL MÉTODO DE LAS ONDAS INCIDENTES PARA ANALIZAR LA DIFUSIÓN ELÁSTICA DE IONES PESADOS

Herbert Nassmann
 Depto. de Física, Facultad de Ciencias
 Universidad de Chile

En la actualidad en la mayoría de los casos se utiliza el modelo óptico para analizar la difusión elástica de iones pesados. Es interesante hacer notar que existe una manera alternativa para ello que es más simple y en ciertos casos puede dar una mayor comprensión del problema.

En la colisión de dos núcleos pesados, generalmente hay numerosos canales de reacción abiertos. En el método convencional para describir la difusión elástica (modelo óptico), se usa además de un potencial nuclear real, un potencial imaginario para eliminar flujo del canal elástico. En el método de las ondas incidentes se elimina flujo del canal elástico mediante la imposición de una condición de borde bien determinada para la función de onda, a saber, que en algún lugar en el interior de la barrera Coulombiana la función de onda sólo consista de una onda incidente. La justificación de este método radica en que si el sistema en una colisión entre iones pesados llega al interior de la barrera Coulombiana, es muy improbable que el sistema vuelva a emerger en el canal elástico. En otras palabras, el método es especialmente aplicable en el caso en que exista una absorción fuerte.

El método de las ondas incidentes fue propuesto por Feshbach y Weisskopf [1] en 1949 y fue desarrollado y aplicado a la difusión elástica de núcleos livianos por Rawitscher [2] y Strutinsky [3]. Para describir la difusión de núcleos livianos (protones, partículas alfa) el método de las ondas incidentes no puede competir con el modelo óptico. Sin embargo, para la difusión de iones pesados las hipótesis para la aplicabilidad del método se satisfacen muy bien y, por lo tanto, representa un método alternativo para describir la difusión elástica. Aún así, el método de las ondas incidentes sigue siendo un método poco conocido y ha sido usado en los últimos años sólo en algunas ocasiones [4].

Consideremos la ecuación radial de Schrödinger para el problema

$$\frac{d^2}{dr^2} + k^2 - \frac{2\mu}{\hbar^2} V_{\text{tot}}(r) \chi_{\ell}(r) = 0 \quad (1)$$

donde V_{tot} es el potencial total (incluyendo el potencial centrífugo). Para aplicar la condición de borde de onda incidente, hay que hacer algún tipo de consideraciones semiclásicas. Si la aproximación WKB para la función de onda es válida, entonces la condición de borde que la función de onda debe satisfacer para tener una onda incidente es

$$\left. \frac{\chi'_{\ell}(r)}{\chi_{\ell}(r)} \right|_{r=R_0} = -i \sqrt{k^2 - \frac{2\mu}{\hbar^2} V_{\text{tot}}(r)} \quad (2)$$

Conociendo la derivada logarítmica de la función de onda en un punto se obtiene inmediatamente, integrando (1), la función de onda en todas las partes (excepto por un factor de normalización). Conociendo la función de onda en la región donde el potencial nuclear ya no actúa, se encuentra inmediatamente la matriz de difusión S_{ℓ} .

Ilustremos a continuación algunos aspectos del método con un ejemplo. Consideremos la difusión de ^{18}O ($E_{\text{lab}} = 60 \text{ MeV}$) sobre un blanco de ^{58}Ni [9]. La figura 1 muestra el potencial real total para distintos valores de ℓ . La figura 2 muestra la matriz $S_{\ell} = \exp(-2i\delta_{\ell})$. Los resultados designados con (1), (2) (coinciden) son los que se obtienen usando el método de las ondas incidentes con los potenciales imaginarios (1) y (2) de la figura 1. Estos resultados coinciden con los resultados obtenidos usando el modelo óptico convencional con el potencial (1) de la figura 1. Es decir, ambos métodos (el modelo óptico y el método de las ondas incidentes) coinciden si usan el mismo potencial nuclear complejo. Los resultados designados por (3) corresponden al caso en que el potencial imaginario usado en los cálculos con el método de las ondas incidentes es un potencial de absorción superficial (ver potencial imaginario (3)).

de la figura 1). Las secciones eficaces resultantes se muestran en la figura 2. Para átomos pesados de ED^2 , todos los cálculos (modelo óptico y método de ondas incidentes con potenciales imaginarios 1, 2, 3) de la figura 1) coinciden.

Los cálculos denotados por $\textcircled{2}$ corresponden al caso en que el método de ondas incidentes sólo se usa el potencial nuclear real (es decir $W = 0$). Como se observa en la figura 2, aunque $W=0$, hay absorción para las ondas parciales que están sobre la barrera Coulombiana. Se observa también que para $l \geq 30$ la absorción para $W=0$ dada por la condición de borde no es suficiente para reproducir la absorción dada por el modelo óptico. Resumiendo para el ejemplo aquí considerado, la condición de borde de ondas incidentes (con $W=0$) reproduce en términos globales los resultados del modelo óptico, sin embargo, para obtener un buen acuerdo es necesario agregar un potencial imaginario de superficie, que para $l \geq 30$ coincide con el del modelo óptico y que para $l \leq 30$ gradualmente se hace más débil.

Finalmente es de interés hacer notar los siguientes hechos:

- i) El flujo absorbido por el potencial imaginario W y el flujo renovado por la condición de borde impuesta a la función de onda se pueden evaluar separadamente.
- ii) Los resultados obtenidos con el método de las ondas incidentes prácticamente no varían con el movimiento del punto $r = R_0$ mientras este esté al interior de la barrera Coulombiana y se tome precaución de usar la condición de borde en forma correcta.

REFERENCIAS

1. H. Feshbach and V. F. Weisskopf, Phys. Rev. 76, 1550, (1949)
2. G. H. Rawitscher, Phys. Rev. 135, B605, (1964)
G. H. Rawitscher, Nucl. Phys. 85, 337, (1966)
3. V. M. Strutinsky, Nucl. Phys. 68, 221, (1965)
4. Y. Eisen and Z. Vager, Nucl. Phys. A187, 219, (1972)
5. Y. Eisen, R. A. Eisenstein, U. Smilansky and Z. Vager, Nucl. Phys. A195, 513, (1972)
6. S. L. Taylor, B. A. Watson and S.S. Hanna, Phys. Rev. C14, 514 (1976)
7. S. Landowne and A. Winther, Proc. of Symp. on Heavy-Ion Elastic Scattering' U Rochester, (1977)
8. H. J. Kreppe and H. Massmann, Z. f. Physik, A286, 331, (1978)
9. S. Landowne, C. H. Dasso, B.S. Nilsson, R.A. Broglia and A. Winther Nucl. Phys. A259, 99, (1976)

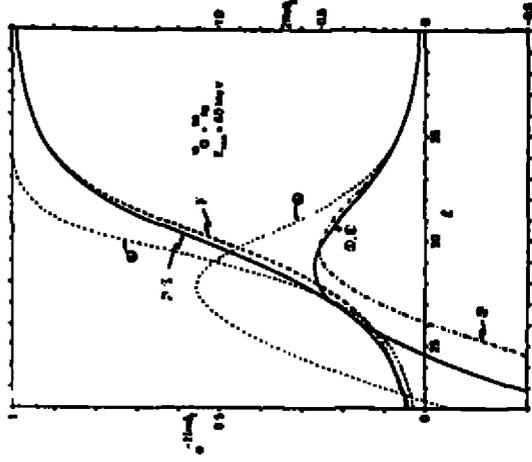
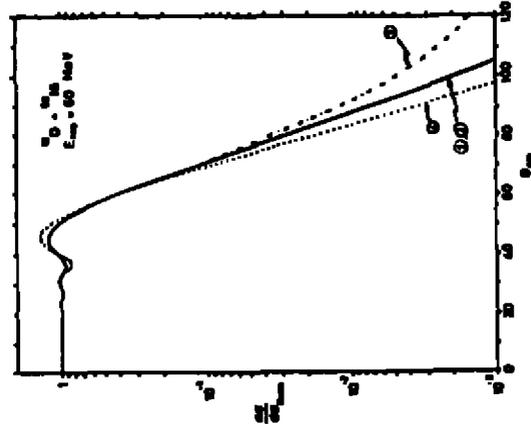


Figure 1



Figure

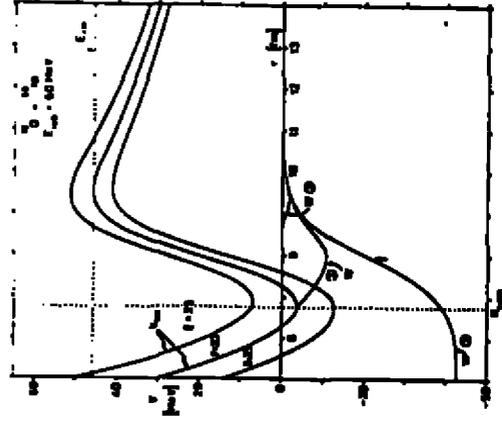


Figure 2

ANÁLISIS DE REACCIONES (p, α) EN LA REGIÓN DE PREEQUILIBRIO.APLICACION A BLANCOS DE Nb y Sn PARA $E_p = 44.3$ MeV y 34.6 MeVO. Dragún , A. Ferrero y A. Pacheco⁺

*

Se aplica una extensión de la teoría de reacciones directas en pasos múltiples¹⁾ a reacciones (p, α) que dejan al núcleo residual altamente excitado (régimen de pre-equilibrio).

Se analiza con detalle en función de la masa del blanco y de la energía del protón incidente la contribución del primer orden.

Los resultados teóricos dan un muy buen ajuste de los datos experimentales analizados²⁾, reproduciendo distribuciones angulares, espectros de energías salientes e intensidades relativas. Se ha usado un sólo parámetro "ad-hoc": la magnitud de la absorción del potencial óptico en el canal α de salida.

Contribuciones de procesos de orden superior al primero podrían modificar los valores de W usados.

¹⁾ T. Tamura et al, *Phys. Lett.* 71B (??) 273.

²⁾ A. M. Ferrero, I. Iori, N. Molho and E. Zetta, *Report IIRN/BE-78/8* (1978).

Abstract de comunicación presentada en Reunión CAMBUQUIRA II, Septiembre 1979.

⁺Miembros del Departamento de Física, CNEA-ARGENTINA.

ESTADO DEL PROYECTO DEL NUEVO ACELERADOR

TANDEM DE 20 MV DE BUENOS AIRES

*

Emma Pérez Ferreira y Alberto Filevich

*

En esta comunicación se presenta el estado del Proyecto en el momento actual (CAMBUQUIRA II) en comparación con la situación en oportunidad de realizarse la reunión previa (CAMBUQUIRA I). De la comparación resultan evidentes los progresos realizados, especialmente en los siguientes puntos:

- Obtención de un terreno adecuado para la instalación.
- Selección y contratación de una firma para proyecto y dirección de obra.
- Definición y contratación del proyecto y realización del sistema de gas.
- Definición y contratación del tanque de presión.
- Definición y diseño del sistema de seguridad.
- Definición y compra del sistema de adquisición de datos.
- Capacitación de físicos e ingenieros actualmente en marcha en el exterior y en propias instalaciones.

Se informa asimismo del estado de la construcción del acelerador por parte del proveedor del mismo, de las definiciones de los sistemas de adquisición de datos y de manejo de gas y se muestra el resultado de cálculos de óptica iónica para el paso de haces típicos a través de todo el acelerador. Se muestra, además, el resultado del proyecto del conjunto de edificios destinados a alojar toda la instalación.

Abstract de comunicación presentada en Reunión CAMBUQUIRA II, Septiembre 1979.

PESQUISAS EM ANDAMENTO NA ÁREA DE FÍSICA NUCLEAR DO IPEN

E. A. Vinhas

Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares

O objetivo deste trabalho é relatar, de uma maneira sucinta, as pesquisas em desenvolvimento na Área de Física Nuclear (AFN) do IPEN, nos campos da Física Nuclear propriamente dita e da Física de Nêutrons. Todas as pesquisas em andamento na AFN utilizam o reator do IPEN como fonte de nêutrons e de raios gama ou na produção de fontes radioativas especiais.

No campo da Física Nuclear são descritas as pesquisas sobre o estudo da Estrutura Nuclear por meio da Captura Radioativa de Nêutrons Térmicos e o estudo dos mecanismos de fissão em núcleos pesados por meio de medidas das seções de choque para raiões (gama, f) e (gama, n), das distribuições angulares dos fragmentos de fissão e do número médio de nêutrons emitidos por fissão. Paralelamente são descritos os métodos de análise utilizando técnicas nucleares que estão sendo desenvolvidos: análise não destrutiva de traços de impurezas em materiais por meio da espectroscopia dos gamas prontos de captura radioativa de nêutrons; determinação da quantidade de urânio em minérios, águas e materiais biológicos pela técnica de registro de traços de fragmentos de fissão em detectores sólidos.

As pesquisas sobre Estrutura Nuclear e interações magnéticas hiperfinas estudadas por meio da técnica de correlação angular, estão descritas no trabalho apresentado à esta Reunião pelo Dr. R.N.Saxena.

No campo da Física de Nêutrons são descritas as pesquisas relativas ao estudo das propriedades estruturais e dinâmicas de sólidos e líquidos por meio da difração e do espalhamento de nêutrons lentos; e dos mecanismos de interação e trocas de energia entre os nêutrons lentos e os materiais. São descritas também as aplicações tecnológicas da Física de Nêutrons que estão em desenvolvimento na AFN: determinação de texturas por difração de nêutrons e o estudo dos processos de difusão de hidrogênio em metal por meio do espalhamento de nêutrons lentos.

No trabalho é feita ainda uma descrição dos vários equipamentos de grande porte, instalados junto ao reator do IPEN, utilizados no desenvolvimento das pesquisas relatadas acima.

**CORRELAÇÕES ANGULARES PARTÍCULA-PARTÍCULA
APLICAÇÕES TRADICIONAIS E PERSPECTIVAS**

Enio Frota da Silveira
Departamento de Física - PUC/RJ

Quando um sistema nuclear decai por emissão de partículas, a distribuição angular destas partículas depende essencialmente dos momentos angulares e das populações de sub-estados magnéticos envolvidos nesse processo. Este fato, embora conhecido há muito tempo, só se constituiu em método de análise após os trabalhos de Racah (1942) que estruturaram a álgebra dos momentos angulares. A consolidação por Wigner e Eisenbud (1947) de uma teoria básica sobre as colisões nucleares motivou a realização de diversos trabalhos fundamentais sobre distribuições e correlações angulares, como por exemplo, os de Blatt e Biedenharn (1952), Fraunfelder (1952), Fano (1952) e Coester e Jauch (1953). É interessante observar que esta intensa atividade teórica no início da década de 50 foi igualmente motivada por uma fase de grande progresso no campo da física experimental. Com efeito, o uso generalizado de detetores de NaI e o aparecimento de equipamentos eletrônicos mais aperfeiçoados vieram permitir a obtenção de informações mais abundantes e de melhor qualidade.

A década de 60 já encontrou a análise de correlações como uma técnica poderosa de espectroscopia nuclear e de estudo de mecanismos de reação. Com relação à determinação de spins e paridades de estados nucleares, os trabalhos de Litherland e Ferguson (1962) e Kuehner (1962) deixaram bem claro que, respeitadas certas condições, a forma da correlação angular torna-se independente do mecanismo da reação, sendo caracterizada apenas pelo valor do spin do estado analisado. Esta técnica continua a ser, até os nossos dias, um dos raros - senão o único - métodos seguros de determinação de spins de estados de alta energia de excitação. Contribuições recentes a este método estenderam sua valida-

de para reações e geometrias menos restritivas que as consideradas inicialmente e o adaptaram para determinações de spins de ressonâncias produzidas no núcleo composto.

O estudo de mecanismos de reações é outro tipo de análise que encontrou nas correlações angulares uma nova fonte de informações. Embora a análise de mecanismos de reações binárias seja normalmente feita através de funções de excitações e distribuições angulares, medidas de correlações angulares podem ser extremamente úteis no caso de haver desintegração de um dos núcleos formados. Além destes processos tipo reação sequencial, outros mecanismos também podem ser colocados em evidência por tais medidas : break-up de um núcleo em presença de outro, colisões quase-elásticas, fenômenos de re-espalhamento, etc. O estudo de espectros contínuos de 3 corpos encontrou larga receptividade na física de alta energia (Dalitz, 1956), assim como na de média e baixa energias (Conference on Correlations of Particles Emitted in Nuclear Reactions, 1964). As reações pesquisadas são dos mais variados tipos, como (p,2p) ou (p,pd), sobre um grande número de alvos, ou como $^{11}\text{B}(p,3\alpha)$, $^7\text{Li}(d,n\ 2\alpha)$ ou mesmo $^{10}\text{B}(^3\text{He},p\ 3\alpha)$.

Com o advento dos aceleradores de ions pesados , correlações angulares do tipo $^{12}\text{C}(^6\text{Li},d)\ ^{16}\text{O}^*(\alpha)\ ^{12}\text{C}$ ou $^{16}\text{O}(^7\text{Li},t)\ ^{20}\text{Ne}^*(\alpha)\ ^{16}\text{O}$ tem sido utilizadas não só como ferramenta de espectroscopia mas também com vistas a estudos de mecanismos de reação. É neste domínio que certamente ainda se encontra um amplo campo para novos trabalhos. Neste contexto, o Pelletron da USP e o Ciclotron da Ilha do Fundão são máquinas que se enquadram perfeitamente para a produção de tais tipos de reações. O Van de Graaff da PUC/RJ, pelos feixes que acelera e por suas limitações em energia, adapta-se melhor ao re-estudo em condições mais favoráveis das reações envolvendo núcleos leves.

GAMMA-GAMMA DIRECTIONAL CORRELATIONS IN ^{84}Kr

R.N.Saxena and Lucia C.Jahnel

Instituto de Energia Atômica, 01000 São Paulo - Brasil

and

F.C.Zawislak

Instituto de Física

Universidade Federal do Rio Grande do Sul

90000 Porto Alegre - Brasil

The directional correlation of coincident γ -transitions in ^{84}Kr have been measured following the decay of 32 min. ^{84}Br using a Ge(Li)-NaI(Tl) spectrometer. Measurements have been carried out for ten gamma cascades, resulting in the following multipole mixing ratios: $\delta(605) = +0.01 \pm 0.01$, $\delta(736) = -0.07 \pm 0.01$, $\delta(802) = -0.04 \pm 0.01$, $\delta(987) = -0.08 \pm 0.01$, $\delta(1016) = +0.80 \pm 0.03$, $\delta(1741) = -1.05 \pm 0.07$, $\delta(1877) = -0.07 \pm 0.03$ and $\delta(2484) = +0.01 \pm 0.01$. These data permitted to assign spins to the levels at 2345(4^+), 2623(2^+), 2759(2^\pm), 3082(3^\pm), 3366 keV (1^\pm) and confirmed previous assignments for the 1898(2^+), 2095 (4^+), and 2700 keV(3^-) levels. A comparison of some properties of the 2_2^+ and 2_1^+ states in $^{84,82,80}\text{Kr}$ and in other even-even nuclei (Ru, Pd and Cd) is also presented.

RADIOACTIVITY ^{84}Br from fission of U; measured $\gamma\gamma(\theta)$. ^{84}Kr levels deduced J, π , δ .

AQUISIÇÃO DE DADOS COM CAMAC

J.M.Cohenca

Descreveremos aqui o sistema automático de aquisição de dados nucleares SAQUE em operação no Acelerador Linear do Instituto de Física da USP. A aquisição de dados é feita em tempo real por um mini computador PDP11/45 com 64K bytes, um disco de 2.4M bytes e uma unidade de fita magnética, além de unidade gráfica de vídeo, e uma impressora serial.

O computador é interfaceado a um sistema CAMAC. CAMAC é um sistema modular de instrumentação para aquisição e controle. O CAMAC é composto por um bastidor de 482x221x360mm³ e espaço para 25 módulos, fontes de tensão e uma via de dados. As duas últimas posições do bastidor são ocupadas pelo controlador do bastidor. Este módulo assegura a comunicação dos outros módulos do bastidor com o computador. Isto permite que até 23 módulos simples como ADC, DAC, contadores, DVM, relógios, etc, sejam interfaceados ao computador. As principais vantagens dos sistemas CAMAC são a sua modularidade, grande número de módulos já desenvolvidos, simplicidade no desenvolvimento de novos módulos e grande flexibilidade no planejamento de novos experimentos.

O sistema SAQUE de aquisição de dados do Acelerador Linear tenta usar esta flexibilidade de propiciada pelo CAMAC. O sistema permite aquisição de dados em modo multicanal armazenados em histogramas e/ou modo fila armazenados em fita magnética para serem processados posteriormente. O programa RESACA se encarrega deste processamento.

O sistema é suficientemente geral para ser usado num grande número de experimentos diferentes, bastando ao experimentador programar as suas rotinas específicas de aquisição e processamento dos dados. Uma linguagem simples: LAPEØ foi desenvolvida com a finalidade de simplificar esta tarefa.

O experimentador pode definir até oito tipos de eventos diferentes. Um evento é um conjunto de dados lidos do CAMAC pelo computador após a ocorrência de uma interrupção gerada por um módulo CAMAC.

A aquisição é geralmente feita da seguinte forma: quando um evento está pronto a ser lido pelo computador ele assinala a sua presença gerando uma interrupção no computador. A rotina de tratamento de interrupção identifica o evento e chama a rotina de leitura do evento. Esta rotina que foi escrita em LAPEØ pelo experimentador lê os dados do evento dos módulos CAMAC e os coloca num reservatório. Se o evento foi indicado para processamento ele é mandado para uma rotina processadora também escrita em LAPEØ, após o que o computador volta ao processamento anterior à interrupção. Quando o reservatório estiver cheio, a sua escrita na fita é iniciada e um segundo reservatório é marcado para ser preenchido. No caso da fita não ter terminado a escrita anterior, a aquisição é suspensa até que isto aconteça.

Um conjunto de rotinas de histogramação foi incorporado ao sistema e permite construir, recuperar e manusear histogramas mono ou bi-paramétricos, na memória ou no disco a partir de certas palavras de um evento.

Há uma série de comandos que não concorrem com a aquisição e que podem ser dados pelo experimentador. Os comandos podem ser divididos em:

- 1) Comandos de inicialização e término da aquisição.

Estes comandos têm por finalidade definir eventos, mudar o seu status, definir histogramas, inicializar uma fita magnética, iniciar e terminar a aquisição.

2) Comandos de manipulação e transferência de histogramas.

Estes comandos permitem operar com histogramas, transferir histogramas da memória para o disco e vice-versa e recuperar o conteúdo de histogramas.

3) Comandos visualização de histogramas.

Estes têm por finalidade a recuperação gráfica de histogramas mono e bi-paramétricos.

4) Comandos de manipulação de arquivos.

Permitem ler, escrever e apagar arquivos de diferentes tipos (histogramas, anotações, registro do ocorrido, conteúdo de uma fita, etc).

Progressos na Construção de Câmaras Proporcionais Multifilares

**IIa. Reunião de Trabalho sobre Física Nuclear no Brasil Cambu-
quira - Setembro 1979**

O laboratório de Física Aplicada (L.F.A.) do Instituto de Física da UFRJ tem por objetivos o desenvolvimento, a construção e a utilização de Câmaras Proporcionais Multifilares (C.P.M.) a serem utilizadas em várias áreas de pesquisa, tais como Física Nuclear, Medicina Nuclear, Metalurgia, Dosimetria, etc.

Atualmente, com dois anos e meio de existência, o pessoal científico e técnico do L.F.A. desenvolve os seguintes projetos:

1. Testes de dois detetores proporcionais, uma Câmara de Arrasto "Corinthians" e uma Câmara Proporcional Multifilar "Flamengo", para substituir as emulsões nucleares no plano focal do espectrôgrafo magnético do I.F.U.S.P. Os dois detetores foram projetados e construídos no L.F.A.
2. Desenvolvimentos sobre os métodos de leitura do tipo centro de gravidade e Delay-line.
3. Estudos teóricos e experiências sobre a formação e o desenvolvimento temporal e espacial das avalanches em torno do fio plano anódico das C.P.M.
4. Estudos sobre a influência das radiações sobre a definição, através de folhas de nylon, de gases nas C.P.M.
5. Construção de uma C.P.M. a localização bidimensional pelo método do Delay-line, para mapeamento da tiroide (γ de 36 KeV).
6. Construção de concentradores solares de Winston para temperaturas industriais.
7. Projetos de instrumentação para o ensino da Física em laboratório didáticos do 2º grau.
8. Construção de um detetor " 2π " para estudos da superfície de açoes corroídas utilizando a técnica de retroespalhamento Mössbauer.
9. Construção de contadores Geiger-Müller para monitoração de áreas radioativas e para estudos da radioatividade nas águas subterrâneas.
10. Estudos teóricos e experiências sobre a transferência de calor na presença de uma descarga corona.

11. Construção de espelhos esféricos em aço para lasers ($\rho \sim 10m$).

O L.F.A. colabora com os seguintes laboratórios:

- I.F.U.S.P. (Física Nuclear - Pelletron)
- Grupo de Espectroscopia I.F.U.F.R.J.
- Programa de Engenharia Metalúrgica da COPPE-UFRJ
- Programa de Engenharia Civil da COPPE-UFRJ
- Programa de Engenharia Nuclear da COPPE-UFRJ
- C.E.N. Saclay - França (Convênio CNPq/CNRS)
- LURE Orsay - França (Convênio CNPq/CNRS)
- Collège de France - Paris (Convênio CNPq/CNRS)
- Serviço de Medicina Nuclear - Hospital Universitário - UFRJ
- Instituto de Física da UFF.

Bernard Marechal
Instituto de Física - UFRJ

RELAÇÃO DE PARTICIPANTESSÃO PAULO - USP

Adilson Pereira Teles
 Alejandro Szanto de Toledo
 Alinka Lópina
 Antonio F. R. de Toledo Piza
 Claudete Vilela Acquadro
 Coraci Pereira Malta
 Dirceu Perejra
 Edilson Crema
 Edla Moraes de A. Pereira
 Elisa Wolyneç
 Elizabeth Farrely Pessoa
 Eloisa Madelra Szanto
 Francisco Krmpotić
 Frederico F. de Souza Cruz
 Giorgio Moscati
 Nélio Dias
 Hideaki Miyake
 Iuda Dawid G. vel Lejbman
 João André Guillaumon Fr
 José Luciano M. Duarte
 Joseph Max Cohenca
 Juan Carlos Acquadro
 Kiyomi Koide
 Laercio Losano - *Luiz Losano*
 Lighia B.H. Matsushigue
 Luiz Carlos Gomes
~~M. Sauer~~
 Marina Lia Toscano
 Marina Nielsen
 Oscar Sala
 Paulo E. Artaxo Netto *Paulo Artaxo Netto*
 Paulo Reginaldo Pascolati
 Philippe Gouffon

Raphael Liguori Neto
 Ross Alan Douglas
 Rubens Lichtenthaler
 Silvio Antonio S. Vitiello
 Silvio Bruní Nerdade
 Suzana Salém Vasconcelos
 Thereza Borello-Lewin
~~Wolfgang Nitzig~~
 Yamato Miyao

SÃO PAULO - IPEN

Carlos B. Ramos Parente
 Georgi Lucki
 Laercio Antonio Vinhas
~~Lucia Gebret-Jabuel~~
 Rajendra Narain Saxena

SÃO PAULO - IFT

Diogênes Galetti
 Diôgenes Rodrigues de Oliveira
 José Antonio C. Aícaras
 Maria Caballero Tijero
 Salomon Sylvain Mizrahi
 Valdir Casaca A. Navarro

SÃO JOSÉ DOS CAMPOS - ITA

~~Augusto Brandão de Oliveira~~
 Roberto da Silva *Roberto da Silva*

RIO DE JANEIRO - UFRJ

Antonio Balrrio Nuevo Jr.
 Armando N. Faria Aleixo
 Bernard Maréchal
 Carlos Augusto Bertulani
 Carlos Marcelo do Amaral
 Danilo de Paiva Almeida
 Deise Miranda Vianna
 Geoffrey William A. Newton
 Hello Schechter
 Iraci Oliveira de Souza
 José Roberto Brinati
 Jürgen P.F. Eichler
 Luiz Felipe Canto
 Marcos Binderly Gaspar
 Maria Helena P. Martins
 Odair Dias Gonçalves
 Paulo C. Soares Filho
 Raul José Donangelo
 Rui Alberto M. dos S. Nazareth
 Solange de Barros
 Valmar Carneiro Barbosa
 Victor de Barros Brasil

RIO DE JANEIRO - CBPF~~Antonio B. Netto - Chaves~~

Chung Kai Cheong
 Luiz Carlos Gomes
 Luiz Tauhata
 Maria Nazareth S. de Araújo
 Mioco Foshina
 Ronaldo Marques
 Sergio Joffily
 Takashi Kodama

RIO DE JANEIRO - PUC

C. Vieira Barros
 Delfis R. Torres Messias
 Enlo Frota da Silveira
 Fernando L. Frelre Junior
 Maria José T. Clara Pinto

RIO DE JANEIRO - UFF

Elizabeth Santos de Almeida

RECIFE - UFPE

Héllo Teixeira Coelho

~~Luiz Carlos~~ *Coun Tomiro - IFT SP*LONDRINA - UELondrina

Carlos Roberto Apponi
 Marcos Faleiros
 Rene Felix Arias
~~Sergio A. Carlos de Oliveira~~

MARINGÁ - UEMaringá~~Hugo Reuters-Schettin~~PORTO ALEGRE - UFRGS

Cesar A. Zen Vasconcellos
 Eliane Angela Veit
 Joacir Palandi
 Maria Helena Steffani
 Maria Ribeiro Teodoro

ARGENTINA - CNEA

Alberto Filevich
 Emma V. Perez Ferreira
 Olga Martha Dragon
 Roberto P. José Perazzo

CHILE - UNIV. DE CHILE

Herbert Massmann