

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

CAMBUQUIRA SET 80

SOCIEDADE BRASILEIRA DE FÍSICA

IIIa. REUNIÃO DE TRABALHO SOBRE FÍSICA NUCLEAR NO BRASIL*

NOTA PRÉVIA

Esta publicação contém textos e/ou resumos de apresentações feitas durante a IIIa. 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 Alvaro Roberto S. Moraes, Conceição A Vedovello e Sidnei S. Moraes. A realização da reunião, bem como a publicação deste volume foi subvencionada por auxílios do CNPq e da FAPESP, que também merecem 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) e da Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP).

IIIa. REUNIÃO DE TRABALHO SOBRE FÍSICA NUCLEAR NO BRASIL

(31 de Agosto - 04 de setembro de 1980)

A reunião contou com a participação de 129 Físicos, com contribuições apresentadas, constantes do Programa anexo.

A forma adotada para a Reunião foi a de sessões formais pela manhã e à noite, ficando as tardes dedicadas aos Grupos de Trabalho e discussões entre os participantes, com o último dia dedicado a reuniões e discussões gerais, apreciação da reunião realizada e deliberações sobre encaminhamento de conclusão e iniciativas sobre a próxima reunião.

Além dos trabalhos propriamente programados, foram frequentes os contatos entre as diversas pessoas e grupos no sentido de busca de colaboração, no espírito (de Cambuquira) que prevalece desde a primeira reunião que é de buscar formas de desenvolver a Física no Brasil. Este objetivo, em vista da extrema complexidade, tem sido atingido em pequenas etapas, e estas etapas deverão continuar sendo vencidas fora das reuniões e na próximas reuniões.

Com respeito aos Grupos de Trabalho, foram produzidas recomendações e resoluções pelos diversos Grupos de Trabalho, que em síntese, foram as seguintes:

I - Perspectivas da Física Nuclear no Brasil:

1) Realização de "Escolas", reunindo por períodos de terminados especialistas e interessados.

2) Procurar meios para que Físicos, que fizeram teses em Física Nuclear, e que estão interessados em continuar no

campo encontrem meios de continuar os seus trabalhos mesmo quando empregados em Instituições pequenas e distantes de grandes centros. Chamar a atenção das Instituições Financiadoras de Pesquisa para o Problema.

3) Encontrar formas que permitam utilização mais intensa das Máquinas Nucleares existentes.

II - Formação de Pessoal:

1) Preocupação com o tempo de duração de bolsas, afetando particularmente o setor experimental.

2) Deficiência de ensino em todos os níveis no que se refere ao setor experimental.

3) Ausência de condições adequadas quanto ao pessoal técnico, necessário para infraestruturas operacionais de laboratórios.

4) Falta de perspectivas profissionais para Físicos Nucleares, em geral.

III - Instrumentação

1) Foi feito um levantamento sobre possibilidade de construção de detectores em diversos laboratórios.

2) Sugestão para levantamento de possibilidades de fabricação de aparelhos a ser feito pela S.B.F.

3) Mudar critérios de avaliação para não dificultar a ascensão acadêmica de pesquisadores que se dedicam a problemas tecnológicos.

A avaliação das contribuições foi feita na própria reunião por sumários separados da parte teórica e experimental, fe

ta pelos professores:

F. Krmpotic, M. Hussein e A.F.R. de Toledo Piza

- Na parte Teórica.

S.C. de Barros, R.A. Douglas e I.D. Goldman

- Na parte Experimental.

respectivamente.

- Iuda Dawid G.vel Lejbman -

CAMBUQUIRA 80 - SUMÁRIO DOS TEMAS TEÓRICOS

DA REUNIÃO

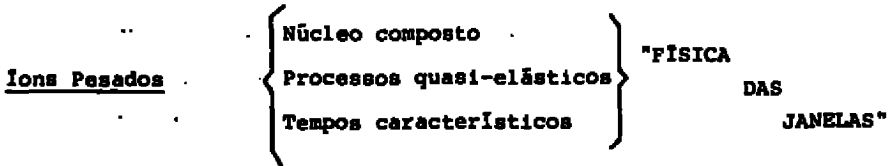
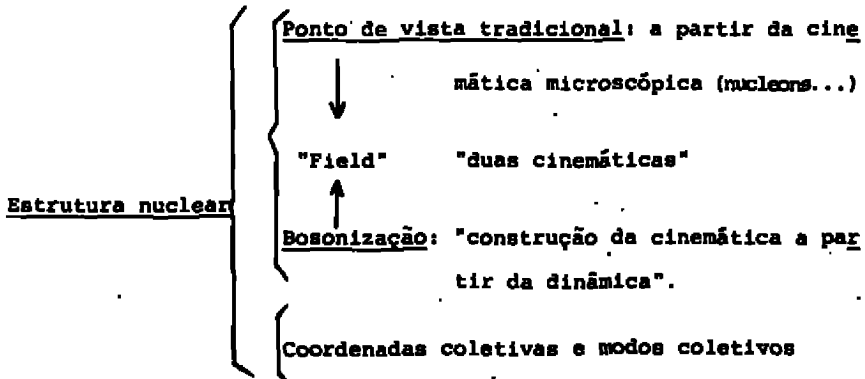
M.S.Hussein - IFUSP

F.Krmpotic - Universidad de La Plata (Argentina)

A.F.R. de Toledo Piza - IFUSP

A reunião Cambuquira 80 de Física Nuclear - e aqui vai uma sugestão no sentido de modificar a numeração dessas reuniões, segundo a qual esta tem sido chamada Cambuquira 3 - foi, no que se refere aos assuntos teóricos nela tratados, extremamente rica e estimulante, sobretudo por ter levado a uma certa confrontação algumas correntes atuais na física da Estrutura Nuclear e na física de íons pesados. Essa confrontação, como se verá adiante, indica a existência relativamente pouco explorada de várias interconexões cuja elaboração poderia constituir um tema importante de pesquisa nos meses que se seguirão à Reunião. Além desses dois grandes temas, pudemos assistir a um importante momento de reflexão sobre a espectroscopia de buracos profundos através do espalhamento quasi-elástico de prótons (\vec{p} , $2p$), conhecer os resultados de trabalho sobre o espalhamento de sistemas nucleares leves que utilizam técnicas de dispersão e ouvir sobre o desenvolvimento de técnicas de cálculo de matrizes de transição de dois corpos para a chamada "física de poucos corpos" (fig.1).

No tema da Estrutura Nuclear, para o qual a contribuição dos vizinhos do Sul que nos visitam teve importância fundamental, vimos representados tanto o ponto de vista tradicional, que



Espectroscopia de buracos profundos



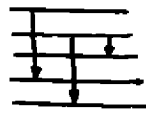
Fig. 1

a partir de uma Hamiltoniana escrita em termos de uma cinemática microscópica procura deduzir propriedades espectroscópicas dos estados nucleares (v. contribuições de Francisco Krmpotic e Helio Dias) , como o ponto de vista que nos últimos anos tem recebido atenção crescente e que consiste numa "Bosonização" dos graus nucleares relevantes (v. contribuições apresentadas por C. H-T Chen e por Hugo Sofia). De certa forma entre essas atitudes está a chamada "teoria de campo nuclear" ("Nuclear Field Theory"), que, algo malabaristicamente mobiliza as duas cinemáticas de forma simultânea e concertada (contribuições apresentadas por Hugo Sofia e Oswaldo Civitarese).

A mencionada confrontação desses pontos de vista durante a Reunião sugeriu que se estabeleça um esquema como o indicado na Fig.2. Começando pela parte inferior dessa figura, temos ali o método da Bosonização, que pode ser visto como procedendo diretamente dos espectros nucleares (níveis de energia, momentos estáticos, probabilidades de transição, etc.) para uma hamiltoniana bosônica que os descreva. Isso envolve etapa intermediária a qual, através da relação de regularidades apropriadas, formuladas em termo de simetrias e realizadas em termos de grupos de transformação agindo sobre o espaço dos estados quânticos, estabelece uma cinemática bosônica sobre esse espaço. Por se dirigir dos espectros à cinemática e à dinâmica (i.e, "da língua à gramática") talvez seja apropriado caracterizar esse método como "método direto", em oposição ao "método inverso" da espectroscopia nuclear tradicional, que se constroi da cinemática e dinâmica microscópicas para os espectros (ou seja, "da gramática à língua").

Estrutura Tradicional: $H = \sum_{\alpha} \epsilon_{\alpha} a_{\alpha}^{\dagger} a_{\alpha} + \frac{1}{4} \sum \sqrt{\alpha\beta\gamma\delta} a_{\alpha}^{\dagger} a_{\beta}^{\dagger} a_{\gamma} a_{\delta}$

MÉTODO INVERSO



quais os graus de liberdade relevantes?
(a partir dos a_{α}^{\dagger})

H.cf. = $H_B + H_F + H_C$
+ "Regras"

"Field"

Modelos quebram simétricas
Field theory (sem aspas)
quebra física das simétricas
(SIST. INFINITOS)
B's Perturb: "finitude" do sistema
↑
"Duas cinemáticas"

Bosons Personalizados

vs

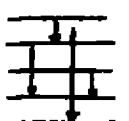
Bosons Empíricos

EXPANSÕES BOSÔNICAS

MÉTODO DIRETO

"simétricas"
(regularidades) - GRUPOS

Bosonização:
(BM Quântico)



$\{ |n\rangle \}$
→ $\int \dots$

$H = \sum |n\rangle \epsilon_n \langle n| \rightarrow B_{\alpha}^{\dagger}: H = H(B_{\alpha}^{\dagger}, B_{\alpha})$

Fig. 2

A enorme complexidade do problema formulado em tal "método inverso" exige por certo o desbaste decidido do matagal de graus de liberdade disponíveis, à procura da simplicidade otimizada das formulações envolvendo bosons interagentes. As expansões bosônicas, baseadas na física da estrutura nuclear tradicional podem ser vistas, de fato, como pontas lançadas em direção ao produto final do processo de bosonização com base empírica (i.e, na natureza dos espectros e nas regularidades nelas discernidas). Apesar da abundância e da elaboração formal da literatura sobre expansões bosônicas, não parece que os sucessos da atitude mais fenomenológica tenham sido devidamente explorados a partir do ponto de vista tradicional. Essa exploração envolve, em qualquer caso, o confronto de duas dinâmicas, a dinâmica microscópica postulada do ponto de vista tradicional com a dinâmica decantada da experiência nas técnicas de bosonização. Parece ser de natureza bastante distinta, por outro lado, a conexão entre estas últimas e os processos que levam à conhecida hamiltoniana de Bohr-Mottelson. Estes, de fato, podem ser vistos como um "método direto" mas com um direcionamento clássico na sua elaboração ao nível cinemático. Por outra, o método de bosonização pode ser visto como um "método de Bohr-Mottelson quântico".

A "Field" (teoria de campo nuclear), embora "deduzida" a partir do ponto de vista tradicional, se encontra a meio caminho entre esse dois métodos ("direto" e "inverso") no sentido em que utiliza tanto a cinemática bosônica como a cinemática fermiônica (microscópica) na sua formulação. Essa formulação procede usualmente da identificação de uma hamiltoniana efetiva H_{ef} contendo

um termo puramente fermiônico H_F , um termo puramente bosônico H_B e um termo de acoplamento H_C . O tratamento dessa hamiltoniana deve seguir necessariamente um caminho perturbativo, através de regras especiais que compensam as redundâncias cinemáticas:

$$H_{ef} = H_B + H_F + H_C \quad (+ \text{Regras!})$$

Descrivendo os estados fundamentais dos núcleos transicionais nessa teoria como um condensado de bosons renormalizados foi possível, através da análise da estrutura desses bosons, estabelecer um contacto quantitativo com hipóteses acerca das propriedades de momento angular dos bosons relevantes do método de bosons em interação (trabalho relatado por Hugo Sofia)

O desenvolvimento mais recente dessa teoria é no sentido de tratar os sistemas nucleares "deformados". Esse desenvolvimento (relatado por O.Civitarese) se baseia na identificação de uma deformação nuclear com uma quebra espontânea de simetria numa teoria de campos genuína, e na utilização de técnica de integração funcional para o estabelecimento de H_{ef} . A rigor, num sistema nuclear finito a quebra de simetria de fato não ocorre fisicamente, mas aparece como resultado de alguma aproximação "de ordem zero" como a aproximação de Hartree-Fock ou a de Hartree-Fock Bogoliubov (ou mais simplesmente BCS). Essas aproximações correspondem de alguma forma à ordem zero numa expansão perturbativa no "grau de finitude" do sistema nuclear considerado.

Na física de íons pesados há a destacar sugestões de experiências no sentido de estudar a questão da existência de um limite crítico inferior para as ondas parciais que contribuem para

a secção de choque de fusão. A existência de um limite crítico inferior altera propriedades da "janela" de momentos angulares que contribuem para a secção de choque de fusão e modifica sensivelmente características da função de autocorrelação da distribuição angular (no caso em que efeitos não estatísticos são pouco importantes). Essa função apresenta um comportamento oscilatório amortecido e define dois ângulos característicos, associados respectivamente ao período e ao ângulo de amortecimento. O primeiro está ligado aos raios nucleares, ao passo que o segundo depende da largura de momento angular da "janela" de fusão (contribuições de M. S. Hussein e A. Szanto de Toledo).

É interessante apontar uma analogia formal desse tipo de atenuação da função de autocorrelação da distribuição angular com um comportamento semelhante para a evolução temporal de certos observáveis em estados não estacionários que apresentam também "janelas" em sua decomposição espectral. O tipo resultante de evolução temporal parece ser apropriado para a descrição dos processos "difusivos" observados na colisão de íons pesados. Em geral, podemos esperar fenômenos de recorreção, mas no caso específico da física de íons pesados esses fenômenos, pelo menos no que se refere a propriedade cuja evolução depende efetivamente da interação entre os subsistemas que entram no processo de colisão, podem ser simplesmente cortados por um tempo de colisão excessivamente curto. Notando ainda que efeitos "difrativos" associados a "janelas" do momento angular dominam também colisões do tipo "quasi-elástico", pode-se sugerir que pelo menos um capítulo extremamente importante e multifacetado da física de íons pesados possa

ser chamado de "física das "janelas".

No tema do espalhamento quasi-elástico de prótons polarizados, os dados obtidos no acelerador TRIUMF se revelam recalcitrantes a verificarem relações entre as polarizações efetivas para $j^{\pi} = 1/2^{-}$ e $j^{\pi} = 3/2^{-}$ respectivamente preditas com base na hipótese de que a polarização efetiva para os níveis $\ell = 1$ como um todo seja nula. Essa recalcitrância, que resistiu às primeiras tentativas de controle, poderia talvez estar ligada à invalidação da hipótese de polarização efetiva global nula, por exemplo por efeitos dinâmicos da interação spin-órbita nessas camadas profundas. Finalmente, na aplicação das técnicas de dispersão ao espalhamento de α 's por ${}^6\text{Li}$ e ${}^7\text{Li}$, seria extremamente útil esclarecer as eventuais conexões entre a linguagem a elas subjacentes - desde que elas pareçam dar conta de forma semi-quantitativa das importantes diferenças no comportamento das duas secções de choque - e a linguagem convencional no que se refere a mecanismos de reação. Em particular, pareceria importante esclarecer a existência e a relevância de processos de núcleo composto nessas colisões. Aparentemente, uma confusão comum entre as técnicas de dispersão no sentido estrito e cálculos perturbativos, que implicam necessariamente na presença exclusiva de mecanismos diretos de reação, deve ser cuidadosamente evitada.

SUMÁRIO DOS TRABALHOS EXPERIMENTAIS APRESENTADOS À CAMBUQUIRA III

(CAMBUQUIRA/80)

S. de Barros, R.A. Douglas, I.D. Goldman

Foram apresentados durante a reunião um total de 23 trabalhos experimentais, ou ligados a trabalhos experimentais. Considerando a temática principal a distribuição estatística dos trabalhos foi a seguinte:

a) Relatórios sobre atividades de pesquisa de Laboratórios:...	3
b) Relatos sobre projetos em andamento e futuros:.....	2
c) Reações Nucleares:.....	5
d) Espectroscopia Nuclear:.....	2
e) Trabalhos teóricos baseados em experiências do autor:.....	2
f) Física Atômica e Molecular com métodos nucleares:.....	1
g) Técnicas e Instrumentação:.....	<u>8</u>
	23

Destes trabalhos, alguns apresentam outros aspectos e neste caso citam-se os relatórios de Laboratórios.

No relatório (da Profa. Solange de Barros) sobre pesquisas de Física Nuclear na UFRJ e IEN, envolvendo o cyclotron são relatados: i) experiências de fissão; ii) experiências de Física Atômica; iii) operações de recuperação de detetores de Ge-Li; IV) construção de interfaces.

No relatório do Pelletron, são apresentadas: i) reações com íons pesados; ii) ensaios feitos com a técnica de retroespalhamento e iii) idéias sôbre a utilização do Pelletron com espectrômetro de massa da datação com ^{14}C .

No relatório do Acelerador Linear do IFUSP, são apresentados dados de Espectroscopia Nuclear.

Dessa forma, ampliando o quadro de forma a incluir relatos de experiências efetuadas, e desdobrando a classificação temos os seguintes números:

Espectroscopia Nuclear:

Tradicional	1	(Iuda)
Interações hiperfinas	$\frac{2}{3}$	(Saxena, Cibele)

Reações Nucleares:

Íons pesados	3	(Alex, Juan Carlos, Cluette)
Íons leves	3	(2 deles apenas a parte teórica)
Fissão	$\frac{2}{8}$	(Silvio, Jader)

<u>Física Não Nuclear:</u>	1	(Nelson)
-----------------------------------	---	----------

Técnicas e Instrumentação:

Ligadas diretamente a máquinas	2	(Maira Chaves, Furlanetto)
Interface e computação	2	(Philippe, Grupo Solange)
Métodos e Instrumentos	$\frac{5}{9}$	(Rao, Kenzo, Serabias, Cleide, Luzia)

Nos relatórios dos Laboratórios Pelletron e Acelerador Linear do IFUSP e UFRJ e IEN, aparecem várias linhas de pesquisa e a existência de uma infraestrutura técnica e computacional.

A Espectroscopia Nuclear é campo de trabalho do IPEN (correlações angulares), Laboratório do Acelerador Linear (por radiatividade) e no Pelletron (com íons leves).

Reações Nucleares: no Pelletron (íons pesados e leves), no IPEN (íons leves), no Laboratório do Acelerador Linear (reações foto e eletrônicas e fissão), CBPF (fissão com chapas irradiadas no exterior) e UFRJ (fissão com íons leves).

Física não Atômica e Molecular com Métodos Nucleares: no Van der Graaf da PUC, IFUFRJ

Técnicas e Instrumentação: a) Computação e Interface: no Pelletron, no Laboratório do Acelerador Linear e UFRJ + IEN.

b) Desenvolvimento ligado a máquinas: Apresentados desenvolvimentos do ciclotron do IEN (integrador de corrente) e espectros do Acelerador Linear de 28 MeV do CBPF.

c) Métodos e instrumentos: Houve um trabalho de metrologia nuclear (IPEN), uso de detectores de Ge-Li em feixes bem calibrados (IPEN), detecção de fragmentos de fissão (IEN), técnica para medida de meia vida de níveis (Pelletron) e método de Monte Carlo para cálculo de eficiência de detectores de neutrons (Pelletron).

Além disso houve relato sobre recuperação de detectores Ge-Li na UFRJ (relatório da UFRJ + IEN) .

Nos relatos de Projetos em andamento ou futuros foram apresentados: a situação atual da instalação do Tandem de 20 MeV da CNEA (Argentina) e um possível projeto de um Acelerador

Linear Supercondutor para íons pesados ($\sim 25 \text{ MeV}/\mu\text{m.}$) usando o Pelletron como injetor.

Eventuais omissões ocorrem por conta da rapidez de preparação do relatório no meio de outras atividades da Reunião de Trabalho, e da imperfeição das anotações tomadas durante as apresentações.

PROGRAMA DA 111^a REUNIÃO DE TRABALHO SOBRE FÍSICA NUCLEAR NO BRASIL

Domingo, 31 de agosto

9:00 h - Francisco Krmpotic (IFUSP e Universidade de La Plata).....	01
Estrutura Nuclear	
10:00 h - R.N.Saxena (IPEN).....	**
Nuclear Properties of the low energy levels in ¹⁹⁷ Pt: a possible candidate for TDPAC studies	
10:45 h - C.B.Zamboni (IPEN).....	13
Determinação do fator g no nível 3/2 ⁻ a 587 KeV no ¹¹⁷ In	
11:15 h - E.J.V.de Passos (IFUSP).....	22
Um estudo da relação entre o método semi-clássico e o método das coordenadas geradoras	
11:45 h - H.Sofia (CNEA-Argentina).....	33
Teoria de Campos Nucleares	
15:00 h - Reunião Geral dos Grupos de Trabalho - (a) Formação de Pessoal; (b) Instrumentação e (c) Perspectivas para Física Nuclear no Brasil	
20:00 h - T.Kodama (CBPF).....	**
Campos não lineares	
20:30 h - S.B.Herdade (IFUSP).....	38
Decalmento de ressonância gigante E2 isoescalar em núcleos pesados	
21:00 h - J.B.Martins (CBPF).....	43
Reações fotonucleares com bremsstrahlung no intervalo de energia 1 - 5,5 GeV	
21:45 h - S.da S.Oliveira (IEN).....	47
Estudos dos parâmetros de ataque eletroquímico na detecção de traços de fragmentos de fissão em detectores de estado sólido	
22:15 h - E.Maqueda (CNEA-Argentina).....	**
Relato sobre o Tandem Van de Graaff do CNEA	

2^a feira, 01 de setembro

9:00 h - A.F.R.T.Piza (IFUSP).....	**
Novas idéias sobre Física Nuclear	

10:45 h - S.de Barros (UFRJ).....	**
Pesquisas em Física Nuclear no UFRJ	
11:45 h - I.D.Goldman (IFUSP).....	**
Pesquisas com o Acelerador Linear do IFUSP	
15:00 h - Grupos de Trabalho	
20:00 h - P.Gouffon (IFUSP).....	63
Estado atual do sistema de aquisição de dados de Acelerador Linear - IFUSP	
20:30 h - C.Renner (IPEN).....	65
Atividades do Laboratório de Metrologia Nuclear do IPEN	
21:00 h - L.Venturini (IPEN).....	87
Trapping effect on the resolutions of GeLi detectors	
21:45 h - J.A.D.Furlanetto (IEN).....	**
Integrador de corrente para monitorização do feixe de CV-28 (Cyclotron)	
22:15 h - A.M.Meira Chaves (CBPF).....	102
Análise do espectro de energia do feixe de electrons do Acelerador Linear de 28 MeV do CBPF	

3^a. feira, 02 de setembro

9:00 h - O.Saia (IFUSP).....	**
Alternativas possíveis para expansão futura do Pelletron	
10:00 h - M.S.Hussein (IFUSP).....	**
Processos estatísticos em reações com ions pesados	
10:45 h - A.S.de Toledo (IFUSP).....	**
Processos estatísticos em reações com ions pesados	
11:15 h - J.C.Acquadro (IFUSP).....	**
Pesquisas com o Pelletron do IFUSP	
15:00 h - Grupos de Trabalho	
20:00 h - E.F.Pessoa (IFUSP).....	111
Análises de stripping para estados análogos, não ligados	
20:30 h - C.R.Appoloni (UEL).....	118
Cálculo de canais acoplados para a reação $^{142}\text{Ce}(\alpha, \alpha')^{142}\text{Ce}^*$	
21:00 h - K.Nakayama (IFUSP).....	122
Determinação da eficiência de detecção de neutrons em cintiladores orgânicos pelo método de Monte Carlo	

21:45 h - M.N.Rao (IFUSP).....	**
Medida de meias vidas e dE/dx	
22:15 h - C.Acquadro (IFUSP).....	**
Ressonâncias no sistema $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$	

4ª. feira, 03 de setembro

9:00 h - N.V.de C.Faria (PUC/RJ).....	**
Interação de íons atômicos e moleculares com sólidos e gases; uma linha de pesquisa	
10:45 h - H.Dias (CTA).....	**
Refinamentos na aproximação QTDA. Aplicação a Isotonos ímpares com $N=82$	
11:15 h - L.T.Auler (IEN).....	126
Funções de excitação e razões isoméricas nas reações $^{93}\text{Nb} (^3\text{He}, xn)$ com $x=2$ e 3	
11:45 h - C.H.-T.Chen (IFUSP).....	140
Modelo de Bósons Interatuantes com Isospin	
15:00 h - Grupos de Trabalho	
20:00 h - Valdemiro Paz Brito (UFPI).....	150
Estudo comparativo das reações elásticas $^6\text{Li}(\alpha, \alpha)^6\text{Li}$ e $^7\text{Li}(\alpha, \alpha)^7\text{Li}$	
20:45 h - M.R.Teodoro (UFRGS).....	158
O espalhamento quasi-elástico	
G.W.Bund (IFT).....	166
Expansões Separáveis EST de Potenciais Locais	
21:45 h - L.Tomio (EFPE).....	173
Uma alternativa para a técnica de Padê para resolver equações integrais de espalhamento	
21:45 h - O.Civitarese (La Plata).....	184
Tratamiento Perturbativo de Rotaciones Nucleares	

5ª. feira, 04 de setembro

- 9:00 h - Mesa Redonda "Síntese das Conclusões dos Grupos de Trabalho"
15:00 h - Reunião plenária - encerramento

** - Não recebido para publicação

FISICA NUCLEAR E INTERACCIONES FUNDAMENTALES

K. Krmpotić

IFUSP y Universidad Nacional de La Plata, Argentina

La física nuclear es al mismo tiempo muy vieja y muy nueva, lo que la hace atractiva y excitante. Constantemente aparecen nuevos descubrimientos y nuevos fenómenos que por un lado enriquecen nuestros conocimientos e ideas anteriores y por otro lado abren nuevas perspectivas y nuevas fronteras.

En lugar de discutir los detalles de un determinado fenómeno, a veces puede ser útil e interesante tratar de identificar los lineamientos generales de la física nuclear, como también ubicar dentro del contexto general de la física y ver de que modo está interrelacionada con otras ramas de la física. En particular es interesante preguntarse ¿de qué manera la física nuclear está influenciada por las áreas de investigación vecinas y qué impacto, eventualmente, puede tener sobre éstas?. Nuestro objetivo, será tratar de responder a esta pregunta.

Desde el comienzo de la física nuclear, con el descubrimiento de las radiaciones α , β y γ , el núcleo se ha constituido en el laboratorio de interacciones fuertes, débiles y electromagnéticas. Por medio de experimentos y de la interpretación teórica de éstos fué posible elucidar muchas propiedades importantes de las interacciones mencionadas. Algunas de estas propiedades serán citadas a continuación.

Interacciones Débiles

Durante muchos años la física nuclear, a través del decaimiento β , ha sido la principal fuente de información con respecto a las interacciones débiles y los estudios más recientes comprenden:

- i) el valor del ángulo de Cabibbo
- ii) límites para la violación de T

- iii) límites sobre las corrientes de segunda clase (violación de la paridad C)
- iv) la validez de la hipótesis sobre la conservación de la corriente vectorial
- v) fuerzas débiles entre los nucleones (violación de P).

Me referiré solo brevemente al último punto, que está íntimamente relacionado con uno de los problemas centrales de la física moderna ; la posible unificación de fuerzas débiles y electromagnéticas. Esta unificación se lograría por medio de las llamadas teorías de calibre ("gauge") que no están plagadas de las dificultades de divergencias. En particular, las versiones más simples de estas teorías llevan a predicciones específicas sobre las corrientes débiles neutras que dan origen a las fuerzas que no conservan la paridad. Aunque estos procesos no son específicos de las teorías de calibre tienen un lugar natural dentro de ellas. Un posible diagrama que da origen a una fuerza débil entre los nucleones por intercambio del bosón vectorial neutro Z (introducido por Weinberg y Salam), se muestra en la Fig.1.

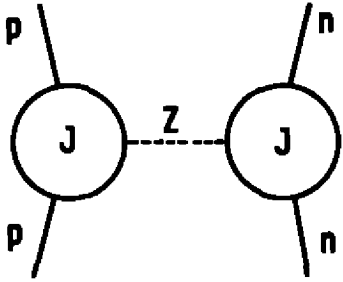


Fig.1. La interacción entre nucleones producida por corrientes débiles neutras (indicadas por vértices J.).

La mezcla de paridad en los núcleos puede ser detectada o bien observando una reacción prohibida en P, tal como $^{16}\text{O} (2^-) + ^{12}\text{C} + \alpha$, o bien midiendo una correlación prohibida en P tal como la polarización circular del fotón que depende de $\langle \vec{J} \cdot \vec{p} \rangle$. Numerosas medidas de este tipo fueron realizadas y actualmente poseemos evidencias experimentales de peso en favor de la violación de P en las funciones de onda nucleares; las impurezas en las amplitudes serían del orden de 10^{-6} . Sin embargo, todavía nos resta por recorrer un largo camino para poder hacer afirmaciones no ambiguas, en el ámbito de la física nuclear, sobre las corrientes neutras predichas por las teorías de calibre de Weinberg-Salam.

Interacciones Electromagnéticas

Algunas de las propiedades de las interacciones electromagnéticas que han sido investigadas en el núcleo son:

- i) la violación de T
- ii) la violación de PT
- iii) la validez de la Electrodinámica Cuántica (EDC) en campos muy intensos
- iv) corrientes de intercambio

Los primeros dos estudios han dado resultados negativos, mientras que sobre los segundos dos se sigue trabajando en forma muy activa.

La posibilidad de estudiar campos electromagnéticos muy intensos surge simultáneamente con la posibilidad de producir núcleos superpesados por medio de reacciones con iones muy pesados. Al incrementarse la carga central del núcleo, los niveles atómicos están cada vez más ligados de tal modo que para $Z = Z_c \approx 170$ el estado $1s$ se sumerge dentro del continuo de estados de energía negativa. Por debajo de la carga crítica ($Z < Z_c$) el vacío (configuración estable del sistema con menor energía) es neutro y estable para $Z > Z_c$ el vacío neutro decae simultáneamente por la emisión de positrones

en un nuevo estado fundamental que es, ahora, cargado. Esta es un efecto muy importante de la EDC ya que es del orden cero en comparación con los efectos usuales, tales como la polarización del vacío, correcciones radiativas, etc., que son de orden superior. Dado que hasta el presente no fué posible producir núcleos con $Z = 170$, éstos fueron simulados por medio de cuasimoléculas superpesadas cuya formación tiene lugar en el transcurso de la colisión de dos núcleos muy pesados (por ej. uranio-uranio). La producción de positrones en este tipo de procesos fué observada recientemente con una sección eficaz proporcional a Z^{19} ($Z = Z_1 + Z_2$). Los cálculos teóricos, que involucran la resolución de la ecuación de Dirac con dos centros predicen una dependencia de tipo Z^{20} .

Con respecto a las corrientes de intercambio es muy importante tener presente que sus efectos sobre las propiedades electromagnéticas del núcleo son relativamente pequeñas. Debido a esto es de vital importancia que los análisis teóricos correspondientes sean realizados en forma consistente. La dificultad está en que las corrientes de intercambio son incluidas por medio del cálculo de diagramas de Feynman, como los de la Fig.2, que luego son

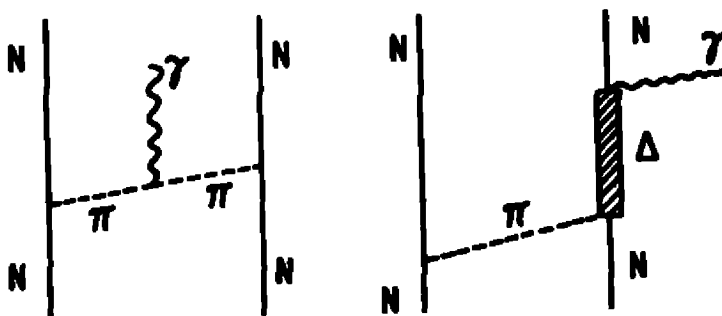


Fig.2. Algunos diagramas que contribuyen a las corrientes de intercambio.

injetados en los cálculos de física nuclear basados sobre algún potencial. En este procedimiento, generalmente no se tiene en cuenta que las corrientes de intercambio son introducidas para que se satisfaga la condición de conser-

vación de corriente y que toda no localidad en el potencial requiere una corriente de intercambio adicional. La manera consistente de trabajar es utilizar un potencial con intercambio de mesones y acoplar los fotones en los mismos diagramas que generan la interacción nucleón-nucleón.

Interacciones Fuertes

Los primeros estudios sobre interacciones fuertes, obviamente, fueron realizados en el núcleo atómico y la física nuclear continúa siendo todavía la mayor fuente de información sobre las mismas. Las investigaciones recientes de interacciones fuertes en física nuclear incluyen:

- i) teoría mesónica de fuerzas nucleares
- ii) condensación de piones
- iii) modelos de quarks de fuerzas nucleares
- iv) interacción hiperón-nucleón

El punto de vista tradicional sobre la interacción entre pares de nucleones, la fuerza NN, ha sido verla como generada por una serie de interacciones de tipo Yukawa producidas por el intercambio de un solo mesón (OBEP- one boson exchange potential). Cada uno de los mesones indicados en la Fig.3 juega un papel importante y la inclusión de todos ellos garantiza una descripción cualitativamente correcta de la fuerza NN. El punto débil de esta descripción

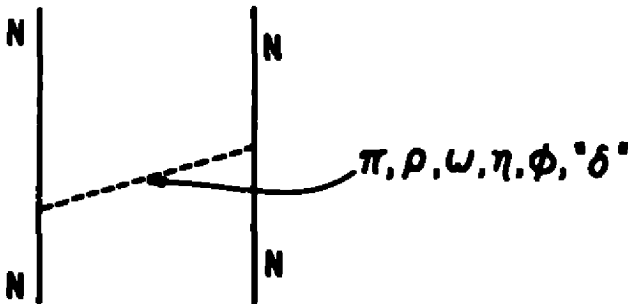


Fig.3. Interacción NN por medio de un bosón de intercambio.

está en el mesón σ que no fué observado experimentalmente y es imprescindible para explicar la energía de la ligadura nuclear. Se sabe sin embargo, desde hace bastante tiempo, que el intercambio de dos piones con la excitación isobárica tiene un comportamiento similar al del intercambio de un mesón σ . En los últimos años este punto de vista fué transformado en una afirmación cuantitativa e incorporado en el potencial de París que es el mejor potencial NN que se conoce hasta el presente. Las contribuciones más importantes provienen de la excitación del isobárico Δ , ya sea de un solo lado de la interacción o de los dos lados (ver Fig.4)

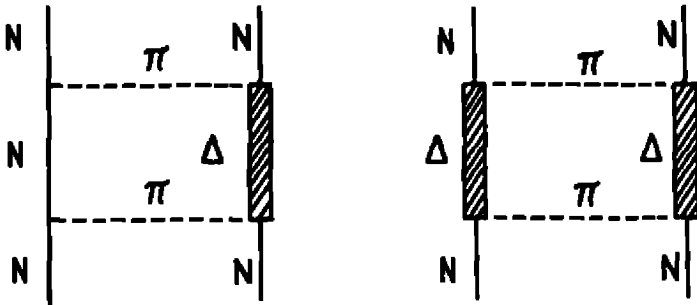


Fig.4. Intercambio de 2π con la excitación isobárica Δ .

Es interesante hacer notar que el mecanismo de intercambio de 2π es físicamente análogo al que da origen al potencial de van der Waals en el caso molecular (ver Fig.5). En el último caso la excitación entre dos átomos neutros es producida por el intercambio de dos fotones (la interacción requiere la excitación atómica de ambos lados y un intercambio de 2γ); el estado excitado virtualmente (el dipolo inducido) polariza al otro átomo e induce a otro dipolo que a su vez interactúa con el primero. El largo alcance de la interacción electromagnética está caracterizado por una constante de estructura que es la polarizabilidad eléctrica. En el caso nucleón-nucleón el fotón es reemplazado por un pión y la excitación isobárica Δ es la contribución más simple a la polarización axial del nucleón. De esta manera llegamos a la conclusión que el núcleo está ligado por un mecanismo tipo de van der Waals y no por el mecanismo tradicional de Yukawa. En otras

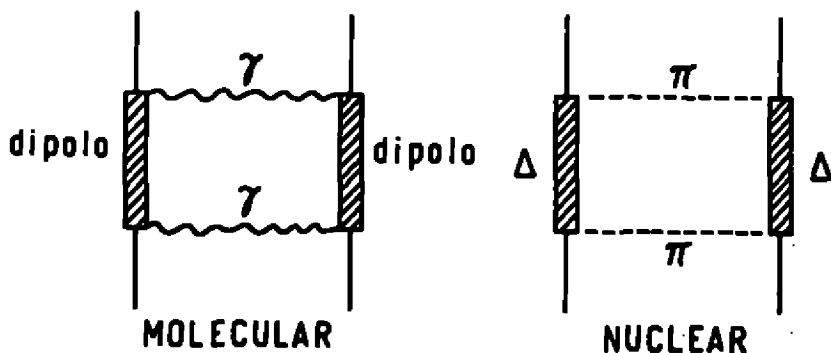


Fig.5. Mecanismos de van der Waals molecular y nuclear.

palabras, la fuerza molecular de la materia ordinaria que nos rodea y la fuerza que liga los nucleones están basadas esencialmente en el mecanismo físico. Esto no es un accidente ya que ambas fuerzas son atractivas.

Se podría afirmar, con un razonable margen de certeza, que actualmente conocemos bien la interacción N-N para distancias mayores que 1 fm. Para distancias $\lesssim 0.8$ fm las fuerzas NN son en gran parte fenomenológicas y resultan del ajuste de los datos sobre la dispersión NN. Debido a esto, podría ser erróneo atribuir demasiada importancia a los detalles de la fuerza en esa región. Esta situación se acentúa particularmente para distancias menores de 0.5 fm, ya que la fuerte repulsión generada por el intercambio del meson ω impide, al presente, toda exploración dentro de esta región.

El desenvolvimiento logrado para aclarar el papel de los piones también hace cambiar nuestra actitud con respecto a las fuerzas nucleares de 3 cuerpos: tiene que existir alguna fuerza de 3 cuerpos ya que de otro modo seríamos inconsistentes. En efecto, un pión que desexcita un isóbarno no tiene que ser absorbido necesariamente por el nucleón que ha producido su excitación como ocurre en la Fig.4, sino por algún otro nucleón si éste está suficientemente próximo. Este tipo de procesos, que están ilustrados en la Fig.6, son esencial-

mente diferentes de los originados por la acción sucesiva de una fuerza de 2 cuerpos; consecuentemente se trata de una fuerza de 3 cuerpos. Las estima-

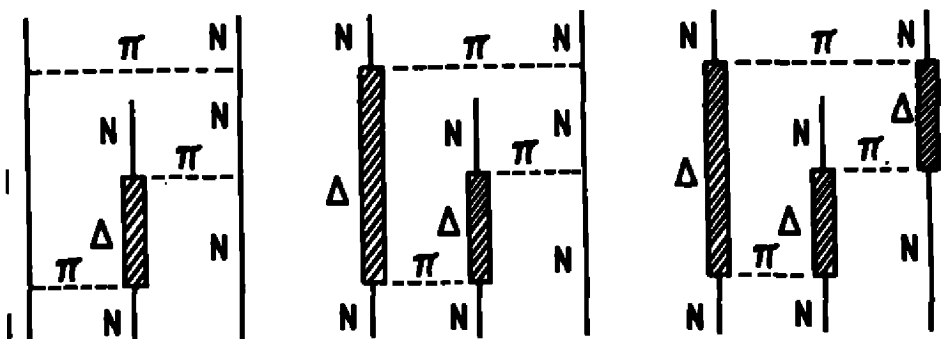


Fig. 6. Fuerzas de tres cuerpos generados por intercambio de piones.

ciones actuales, que todavía no son las finales, indican que la contribución a la energía de ligadura de cada uno de los procesos indicados en la Fig. 6 es del orden de 1 MeV, lo que es significativo.

Es perfectamente posible que los circuitos piónicos involucren la excitación de más de tres nucleones por medio de la fuerte interacción $N\Delta\pi$ y en la cual el isóbaro Δ sea una especie de catalizador para la generación espontánea de piones. En principio, es perfectamente factible que el núcleo entero participe en estos circuitos piónicos con los piones orbitando, en torno al núcleo, de modo similar al que lo hacen los nucleones. La energía total del sistema en esta situación, podría minimizarse para una densidad muy alta de piones dando origen a la condensación de los mismos. En esta transición de fase el bosón de Goldstones es el pión. Las estimaciones teóricas indican que es muy poco factible que la condensación de piones tenga lugar a la densidad normal, sino que ocurriría a una densidad dos o tres veces mayor como la que podría encontrarse en las estrellas de neutrones. Esto, sin embargo, significa que en los núcleos reales, debido a la fluctuación de la densidad, podrían verse los comienzos de la condensación. Los observables relevantes al respecto son todos aquellos para los cuales los procesos con intercambio de piones son importantes, tales como las transiciones $M1$, momentos

magnéticos, transiciones β , modos colectivos axiales con intercambio de carga, etc. Por otro lado es perfectamente posible que la densidad crítica para la condensación sea alcanzada y excedida, durante un corto período de tiempo en las colisiones entre iones pesados. Sin embargo, también es factible que el núcleo compuesto se fragmente antes de que la condensación tenga tiempo suficiente para formarse: esto sería realmente una pena.

El modelo de quarks resulta ser, en la actualidad, la única descripción básica de casi todos los aspectos de las partículas elementales. En la teoría de los quantum cromodinámicos, en boga actualmente, los quarks son partículas de Dirac puntuales que llevan dos tipos diferentes de números cuánticos: i) los de "sabor" (u,d,s,c,... etc.) que se acoplan a las interacciones débiles y electromagnéticas y puedan por lo tanto ser observados y ii) los de "color" (rojo, verde y azul) que se acoplan a los gluones, responsables por ligar los quarks entre si y que no pueden ser observados. En este modelo un barión está formado por tres quarks, y un mesón por un par quark-antiquark. Además todos los hadrones son supuestamente singletes con respecto al color (incolores) en los cuales los quarks y los gluones, son permanentemente confinados. Este confinamiento del color no ha sido todavía probado para la cromodinámica cuántica (CCD), pero así lo sugieren los modelos unidimensionales que llevan a un potencial que crece linealmente con la distancia. La constante de acoplamiento, pequeña para distancias pequeñas, favorece un arreglo triangular equilátero de tres quarks con el objeto de maximizar tanto el intercambio de gluones entre cada par de quarks como el acoplamiento de tres gluones entre los tres quarks (ver la Fig.7). Por la misma causa, podemos anticipar un arreglo reticular o "cristalino" para configuraciones de muchos quarks y por lo tanto para los nucleones dentro del núcleo. Es de suponer que los tres quarks poseen movimiento de punto cero con respecto a su posición triangular de equilibrio. Si ese movimiento es muy grande la forma de equilibrio es destruida dando origen al modelo de partícula independiente de los quarks. La posibilidad de que las estrellas de neutrones puedan tener una densidad muy grande, varias veces mayor a la densidad de la materia nuclear, sugiere que puede ser alcanzado un régimen en el cual los quarks se comportan como partículas independientes y que exista una materia uniforme de quarks.

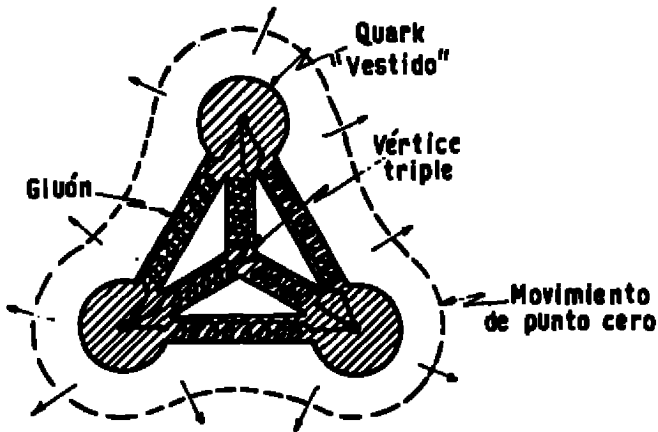


Fig.7 . Diagrama esquemático para el estado intrínseco de equilibrio del nucleón. Cada quark puntual está "vestido" por la auto-interacción dando origen a una nube de gluones. El perímetro externo representa la expansión permitida por el movimiento del punto cero. El acoplamiento gluónico es similar al producido por un resorte.

La idea de la CDC son aplicables, en principio, solamente para distancias menores de 1 fm , donde el acoplamiento entre los quarks es débil lo que permite recurrir a métodos perturbativos ("libertad asintótica"). De ahí que resulta difícil aplicar el modelo de los quarks a la física nuclear de bajas energías. En cambio para altas energías, o sea cuando entra en juego la interacción NN para cortas distancias, el modelo de quarks puede representar la llave para un más completo conocimiento del núcleo. Por ejemplo tomando en cuenta sólo las correlaciones espaciales entre los nucleones, que resultan de las subestructuras cristalinas de los quarks, fué posible reproducir, en varios núcleos, los datos experimentales para los factores de forma cargados correspondientes a los procesos de dispersión de electrones sobre el núcleo a altas energías. El modelo de los quarks lleva también a prediccio-

nes específicas sobre varios procesos que tienen lugar en las reacciones con iones pesados tales como: resonancias moleculares, dispersiones muy inelásticas, transferencias de dos nucleones, etc.

En este punto es interesante notar que la analogía, entre los nucleones y las moléculas, puntualizada anteriormente, sigue siendo válida, e inclusive adquiere un sentido más amplio, al considerar los quarks como subestructuras de los hadrones. En efecto, el campo de los gluones sería ahora responsable, tanto por la fuerza interna entre los quarks que forman el nucleón como por la fuerza externa tipo van der Waals que liga los nucleones entre sí, del mismo modo que el campo coulombiano es el agente de fuerza tanto interno, que mantiene juntos los átomos dentro de la molécula, como externo ligando las moléculas a través del mecanismo de van der Waals.

Debido a su selectividad con respecto a los números cuánticos, la física nuclear siempre ha tenido un papel muy importante en la discusión de simetrías. Como ejemplo podríamos citar el doblete isobarico ${}^4_{\Lambda}\text{H} - {}^4_{\Lambda}\text{He}$. Por medio de la espectroscopia y hipernuclear fueron observados los espectros mostrados en la Fig.8. Dado que los estados $J^{\pi} = 0^{+}$ y 1^{+} no están degenerados concluimos de inmediato que la fuerza ΛN debe depender de spin y de

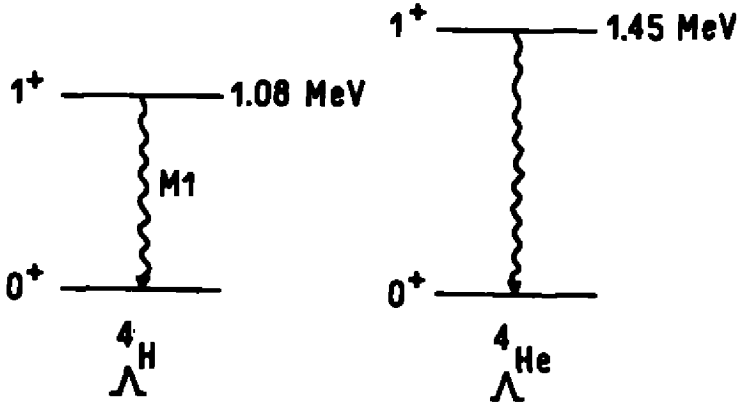


Fig.8. El sistema hipernuclear A=4 con el primer estado excitado.

la energía de separación de estos estados podemos determinar la magnitud y el signo del término $\vec{\sigma}_N \cdot \vec{\sigma}_A$. La diferencia en energía de los dos rayos γ , de $\approx 30\%$, se debe al rompimiento de la simetría con respecto a la carga, motivada por la excitación virtual de Σ .

Es claro que en el núcleo las interacciones fuertes, débiles y electromagnéticas están íntimamente interrelacionados. Por ejemplo, es bien sabido que la constante de acoplamiento débil g_A de un nucleón es renormalizada en el núcleo simplemente porque el vértice $N\pi N$ cambia por la presencia de otros nucleones. Esto da origen a una pregunta más básica: ¿será que la corriente axial está tan íntimamente relacionada al pión que sea idéntica a la física de los piones?. Por otro lado, que las propiedades magnéticas del nucleón cambien dentro del núcleo ya es un problema viejo y quizás también en este caso se podría especular sobre la existencia de un punto de vista unificado.

En conclusión, podemos decir que el núcleo atómico ha sido en el pasado, y lo sigue siendo en el presente, el lugar apropiado para probar y estudiar las interacciones elementales. Lamentablemente uno tiene que calcular y medir efectos cada vez más pequeños debido a lo cual los avances son cada vez más trabajosos y lentos.

Se agradece a Profesores H.Vucetich, C.García Canal y L.Epele por la cuidadosa lectura del texto.

MEDIDA DO FATOR "g" DO NÍVEL $3/2^-$ A 587 keV NO ^{117}In

R.N. Saxena e C.B. Zamboni

Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares

RESUMO

Foi feita a medida do fator "g" do nível $3/2^-$ a 587 keV no ^{117}In , utilizando-se a cascata gama (1303-276)keV do ^{117}In gerada a partir do decaimento beta do ^{117}Cd de meia-vida da ordem de 2,5 horas. Utilizou-se a técnica de correlação angular gama-gama integral perturbada por um campo de 26KG, obtendo-se para w_{γ_1} e g , $(7.11 \pm 1.77) \times 10^{-3}$ rad e $0,233 \pm 0,057$ respectivamente.

INTRODUÇÃO

O estudo de correlação angular^{1,2,3} permite através de técnicas de coincidência a determinação de propriedades dos níveis nucleares. Uma cascata, que pode ser representada conforme mostra a figura 1 terá sua função corre

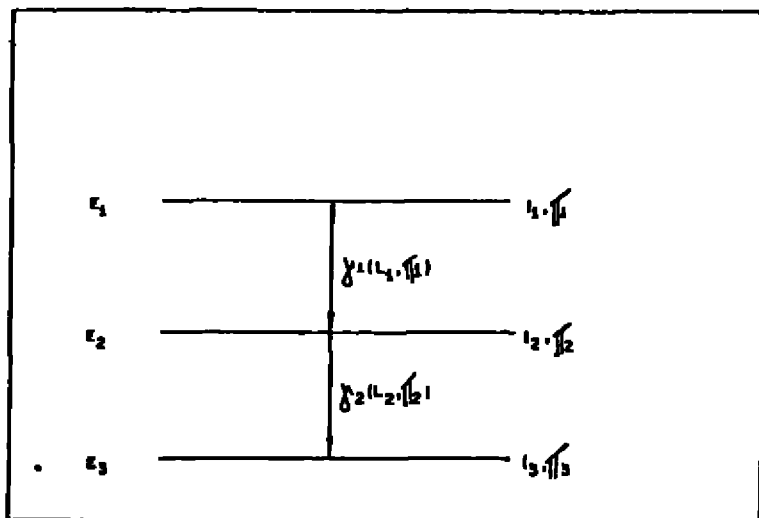


Figura 1- Esquema típico de Níveis Nucleares com os parâmetros mais importantes. ($Sp\pi(I_n)$; paridade(π_n); multipolaridade(L_n); Energia (E_n)).

lação angular² dada pela equação (1): $w(\theta) = \sum_k A_{kk} P_k \cos \theta$, com k par onde:

- θ é o ângulo formado pelos detectores
- $w(\theta)$ representa as coincidências em função do ângulo θ
- A_{kk} representa os coeficientes de correlação angular
- $P_k \cos \theta$ polinômio de Legendre de ordem k.

Reescrevendo a função correlação angular em termos do parâmetro b_k , que está relacionado aos coeficientes de correlação angular A_{kk} , temos a equação (2): $w(\theta) = \sum_k b_k \cos(k\theta)$, com $k = 0, 2, 4$. Para os valores prováveis de k, temos:

$$(k=2) \quad b_2 = \frac{3A_{22} + 5A_{44}}{4A_{22} + 9A_{44}} \quad (2.1)$$

$$(k=4) \quad b_4 = \frac{35A_{44}}{64 + 16A_{22} + 9A_{44}} \quad (2.2)$$

Por outro lado, uma cascata terá sua função correlação angular alterada, se durante o tempo em que os núcleos permanecerem no estado intermediário da cascata, houver alguma interação que pode ser provocada pela aplicação de um campo magnético externo estático, que ocasiona a precessão do spin nuclear em torno deste campo aplicado, sendo a magnitude deste efeito representada pela frequência de Larmor (ω_L), que por sua vez fornece o fator "g" do estado em estudo por meio da equação:

$$\omega_L = -g\mu_N \frac{B}{\hbar} \quad (3)$$

onde g é o fator "g" nuclear; μ_N e B são o magneton nuclear e a intensidade do campo magnético aplicado, respectivamente. Nestas circunstâncias, a função correlação angular passa a ser perturbada e descrita pela equação:

(4) $w(\theta, \pm \theta, t) = \sum_k b_k \cos[k(\theta \pm \omega_L t)]$ onde, $\omega_L t = \Delta\theta$ representa uma rotação na distribuição angular da 2a. radiação emitida e que ocorre durante o tempo em que os núcleos permanecem no estado intermediário (1) da cascata (figura 1).

Se além de perturbada, a cascata tiver a meia vida do estado I muito pequena, ocorre que, o que se mede é a função correlação angular Integral perturbada que é dada pela equação:

$$w(\theta, \pm B) = \frac{\sum_k b_k \cos(\theta \pm \Delta\theta_k)}{[1 + (2w_L \tau)^2]^{1/2}}, \quad (5)$$

e que é obtida pela integração no tempo da equação (4) onde $\Delta\theta_k$ deve obedecer a seguinte relação: $\tan(k\Delta\theta_k) = k\omega_L \tau$ e para o caso particular em que $\omega_L \tau \ll 1$ ocorre que $\Delta\theta_k = \omega_L \tau$ e a função correlação angular Integral perturbada passa a ser dada pela equação:

$$w(\theta, \pm B) = \sum_k b_k \cos k[\theta \pm \omega_L \tau] \quad (6)$$

A partir desta equação, define-se a razão R, ou seja a taxa de contagem que envolve coincidências com o campo "para cima" (+B) e "para baixo" (-B) sendo

$$R = \frac{w(\theta, +B) - w(\theta, -B)}{w(\theta, +B) + w(\theta, -B)} \quad (6.1)$$

No caso em que $k_{\max} = 2$, a razão R passa a ser descrita pela equação

$$R = \pm 2b_2 \omega_L \tau, \text{ com } \theta = \pm 135^\circ \text{ e } b_2 = \frac{3A_{22}}{4 + A_{22}} \quad (6.2)$$

TÉCNICAS EXPERIMENTAIS E RESULTADOS

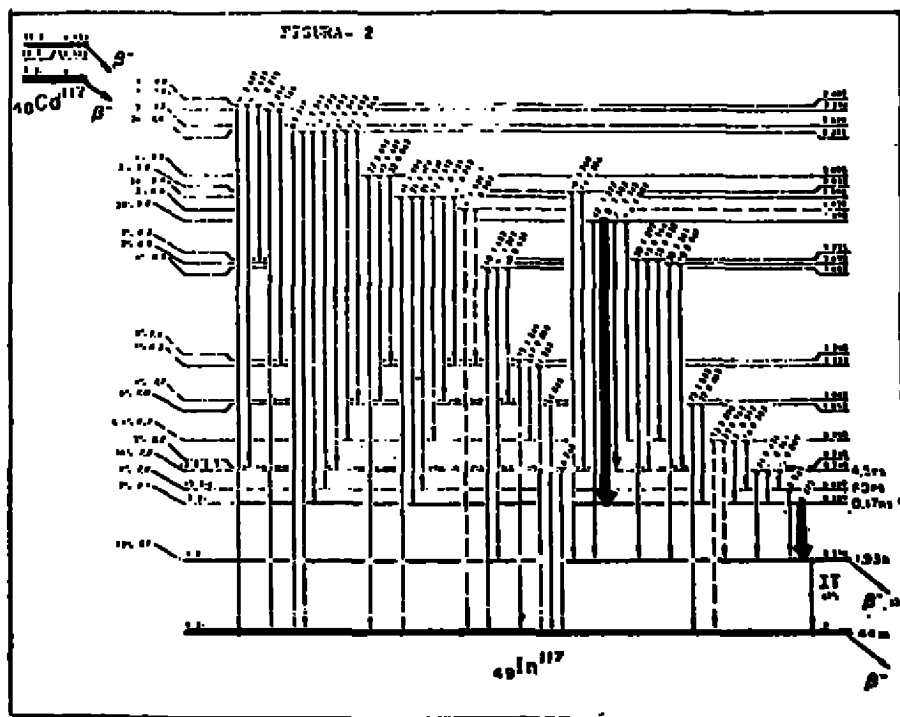
Para a realização da medida do fator "g" do 2º estado excitado do ^{117}In , utilizou-se ^{117}Cd que foi obtido a partir do ^{116}CdO (enriquecido de 95%) da seguinte forma: Irradiou-se ^{116}CdO com nêutrons em um fluxo de $10^{13} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{seg}$, no reator IEA-RI, resultando numa fonte de ^{117}Cd por meio da reação $^{116}\text{Cd}(n, \gamma)^{117}\text{Cd}$. Posterior decaimento do ^{117}Cd por β^- , popula os estados excitados do ^{117}In , cujo esquema de decaimento pode ser observado pela figura 2. Por se tratar de uma fonte de ^{116}CdO , portanto normalmente de estrutura

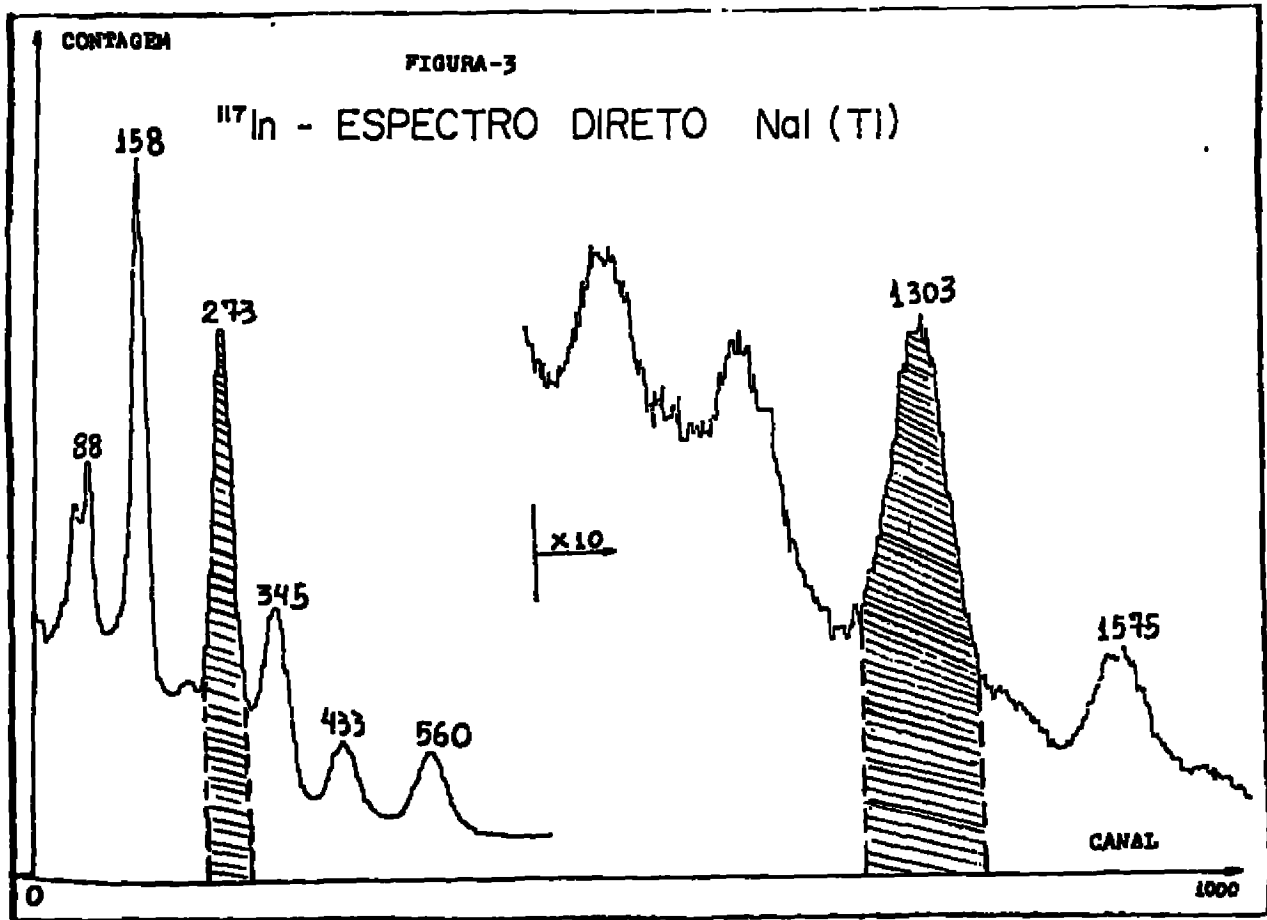
cúbica, tanto faz utilizar a fonte em forma de pó de ^{116}CdO ou líquida; no caso de fonte líquida temos mais uma etapa a considerar: a dissolução do ^{116}CdO em ácido nítrico. O espectro γ obtido no decaimento do ^{117}Cd pode ser observado conforme mostra a figura 3, onde estão assinalados os gamas de interesse.

Para uma verificação experimental de que a forma física da amostra não altera os resultados obtidos, mediu-se o coeficiente de correlação angular A_{22} da cascata gama (1303-276)keV, utilizando-se o espectrômetro automático de correlação angular constituído de dois detectores iguais de NaI(Tl), de crystal 2" x 2", onde um deles foi mantido fixo e o outro sofrendo deslocamentos angular, obtendo-se os seguintes resultados:

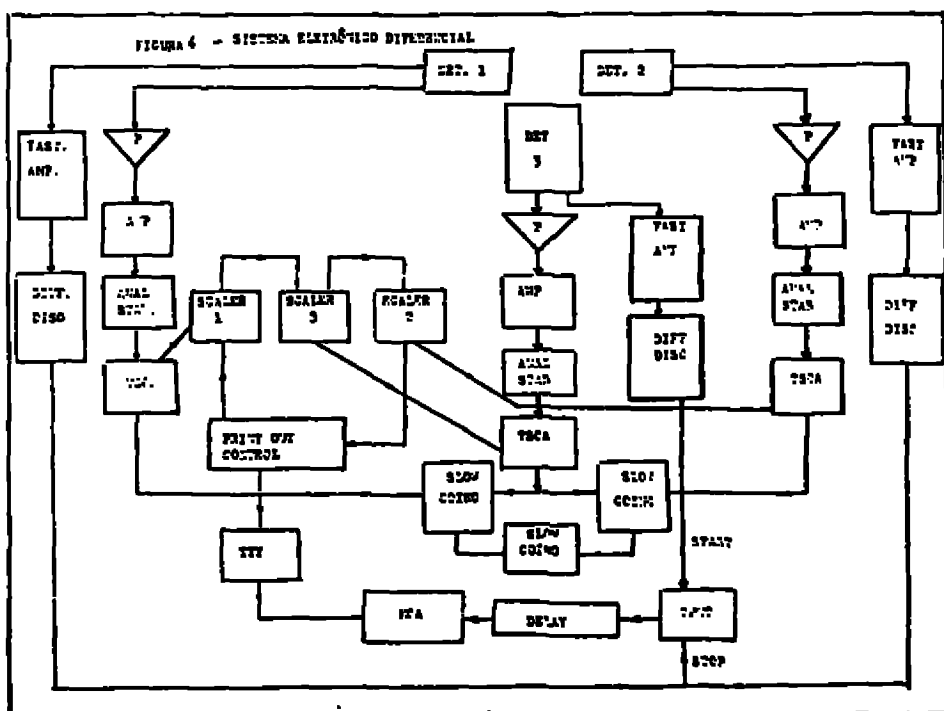
$$A_{22} = 0,25 \pm 0,01 \text{ para fonte líquida e}$$

$$A_{22} = 0,26 \pm 0,01 \text{ para fonte em forma de pó de óxido de cádmio.}$$





O espectro em tempo fornecido pelo sistema diferencial⁵, conforme mostra a figura 4, por intermédio do AMC foi observado com 3 detectores de NaI(Tl) que possuem as seguintes dimensões: dois detectores iguais de cristal 2" x 2" utilizados para o stop (276 keV) e um detector de cristal 3" x 3" utilizado para o start (1303 keV). A escolha a disposição angular dos detectores, que pode ser observada pela figura 5, se deve ao fato de que para a cascata gama (1303-276) keV, o coeficiente de correlação angular A_{22} é bem maior A_{44} ou seja, A_{44} é desprezível e sempre que isto ocorrer o comportamento de A_{22} é dado pela curva A da figura 6. Quando aplica-se um campo "para cima" (+B) A_{22} passa a ser dado pela curva B e quando o sentido do campo é revertido (-B) passa a ser dado pela curva C, onde notamos que para o ângulo de 135° existe uma sensibilidade de contagens. Daí a escolha do ângulo de 135° .



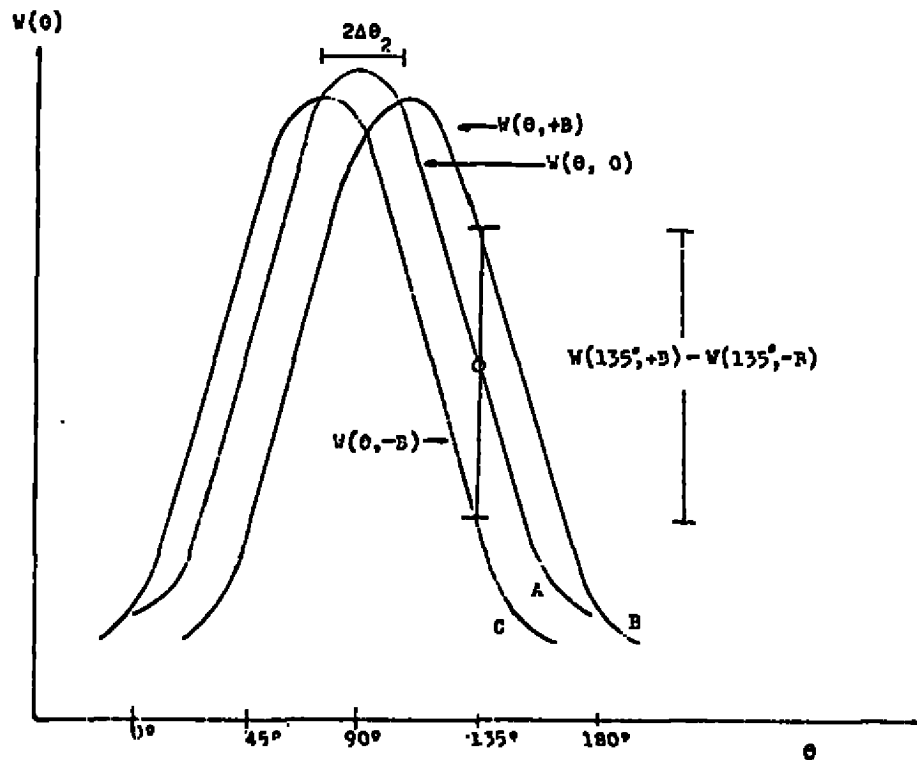
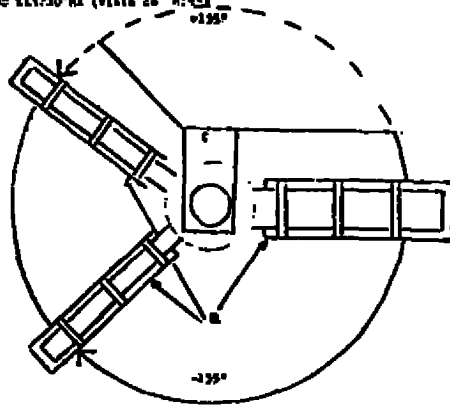


FIGURA - 6 EFEITO DA APLICAÇÃO DE UM CAMPO MAGNETICO B NA CORRELAÇÃO ANGULAR INTEGRAL, NO CASO DE $K_{max} = 2$

FIGURA 6
 SISTEMA DE ALICATAGEM (vista do eixo)



os detectores de $NaI(Tl)$ de pólos do eletroímã
 de modo de ser os pontos de feixe
 de campo de eletroímã (verna interna)

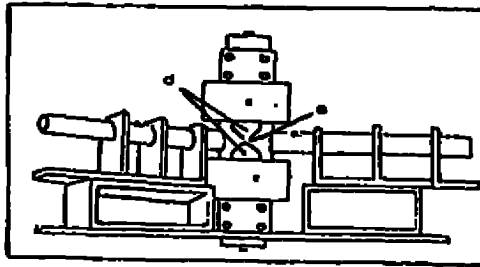


FIGURA 7

A fonte é colocada na posição e conforme mostra a figura 7, centralizada e mantida em um campo magnético aplicado perpendicularmente ao plano de ação dos detectores de forma alternada, com período escolhido convenientemente.

A cada um dos detectores foi acoplada uma fotomultiplicadora RCA-8575 e devido a presença de campo magnético nas proximidades dos polos foi necessário utilizar guias de luz feitas de cilindros de lucite para afastá-las desta região. Foi feita também uma blindagem magnética nas fotomultiplicadoras para que não haja deslocamento nos espectros para os dois sentidos do

campo. Além disso, cada um dos detectores foi circundado por um colimador cônico de chumbo, a fim de evitar a detecção de ftons espalhados.

. Com uma estatística de 4 milhões de contagens obteve-se os seguintes resultados experimentais:

Valores médios

$$g = 0,233 \pm 0,057$$

$$\omega\tau = (7,11 \pm 1,77) \times 10^{-3} \text{ rad}$$

<u>conjunto</u>	<u>ângulo</u>	<u>$\omega\tau$ rad</u>
1,3	135°	$(7,20 \pm 2,00) \times 10^{-3}$
2,3	-135° ou 225°	$(7,01 \pm 2,50) \times 10^{-3}$

REFERÊNCIAS

- 1- Fraunfelder, H. e Steffen, R.M. Alpha - Beta and Gamma-Ray Spectroscopy (K. Siegbahn, editor - North-Holland, 1965).
- 2- Rose, H.J. e Brink, O.M. Rev.Mod.Phys. 39(1967)306.
- 3- Steffen, R.M. e Alder, K. The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy (Hamilton, W.O.; editor - North-Holland Publishing Co., Amsterdam, 1975).
- 4- Saxena, R.N.; Monteiro, M.T.S.; Bairrio Nuevo Jr., A. Espectrômetro automático para correlação angular γ - γ . São Paulo, IEA, 1974. (IEA-Pub. 359).
- 5- Borges, J.B. Estudo Espectroscópico Nuclear no ^{117}Sn pela Técnica da Correlação Angular. São Paulo, IEA, 1977.

Um Estudo da Relação Entre o Método Semi-Clássico
e o Método das Coordenadas Geradoras

E.J.V. de Passos e F.F. de Souza Cruz*

Instituto de Física da Universidade de São Paulo

As dificuldades dos métodos que procuram determinar a hamiltoniana coletiva pela introdução explícita de variáveis dinâmicas coletivas levaram vários autores a desenvolverem teorias que procuram determinar a hamiltoniana coletiva indiretamente usando a noção de trajetória coletiva. A trajetória coletiva é uma curva no espaço de determinantes de Slater e supomos que ela descreve a distorção do sistema durante o movimento coletivo considerado. No caso de apenas um grau de liberdade coletivo e sendo esse grau de liberdade canônico, classificamos as trajetórias coletivas de estáticas, $|q\rangle$, que dependem de um parâmetro e trajetórias dinâmicas, $|pq\rangle$, que dependem de dois parâmetros. Os determinantes das trajetórias coletivas são pacotes de onda com relação a variáveis dinâmicas canonicamente conjugadas no espaço de Hilbert do sistema de muitas partículas, Q e P .

Os parâmetros p e q são iguais ao valor esperado de P e Q no pacote de onda $|pq\rangle$,

$$\langle pq|P|pq\rangle = p$$

$$\langle pq|Q|pq\rangle = q$$

$$[Q, P] = 1$$

A dependência em p do pacote de onda dinâmico $|pq\rangle$ descreve a dependência com a "velocidade" do pacote e é introduzida com o objetivo de descrever uma variável dinâmica canonicamente conjugada à variável dinâmica associada ao parâmetro q .

Na determinação da trajetória coletiva usamos prescrições que vão desde métodos auto-consistentes à métodos baseados em considerações fenomenológicas. As teorias consideradas no nosso trabalho se distinguem entre si na maneira pela qual elas fazem uso da trajetória coletiva. No método semi -

-clássico usamos trajetórias dinâmicas, $|p(t), q(t)\rangle$ e determinamos a evolução temporal do pacote de onda por um princípio variacional dependente do tempo (TDVP) análogo ao princípio de Hamilton da mecânica clássica

$$\delta I = \delta \int_{t_1}^{t_2} (i\langle \psi(t) | \dot{\psi}(t) \rangle - \langle \psi(t) | \hat{H} | \psi(t) \rangle) dt = 0$$

com

$$|\delta\psi(t_1)\rangle = |\delta\psi(t_2)\rangle = 0$$

Esse princípio variacional leva às equações de Hamilton para p e q

$$\dot{p} = -\partial H^{CL}/\partial q \quad \dot{q} = \partial H^{CL}/\partial p$$

com a hamiltoniana clássica $H^{CL}(p, q)$ igual a

$$H^{CL}(p, q) = \langle pq | \hat{H} | pq \rangle$$

se

$$i\langle pq | \hat{p} \rho \hat{q}^\dagger - \hat{q}^\dagger \rho \hat{p} | pq \rangle = 1$$

No método semi-clássico não estamos interessados na evolução temporal do pacote de onda e sim em usar o pacote como uma "ponta de prova" para extrair o limite clássico da hamiltoniana coletiva quântica

$$H^{CL}(p, q) \xrightarrow{\text{ident}} \hat{H}_C(\langle pq | \hat{p} | pq \rangle, \langle pq | \hat{Q} | pq \rangle)$$

A hamiltoniana coletiva quântica é obtida por um processo de requantização. Esse procedimento apresenta dois problemas: primeiro a dispersão em P e Q no pacote de onda $|pq\rangle$ faz com que a energia de ponto zero do pacote esteja sempre presente na hamiltoniana $H^{CL}(p, q)$. Segundo o processo de requantização não é único pois existe diferentes ordenamentos na quantização canônica de p e q , todos eles tendo o mesmo limite clássico.

A discussão do método semi-clássico baseado no TDVP

mostra que, neste método, inevitavelmente atingimos um estágio "clássico". Este fato é uma consequência do caráter não linear do espaço variacional dos pacotes de onda $|pq\rangle$. Podemos verificar que essa observação é correta notando que se o espaço variacional de $|\phi(t)\rangle$ é um subespaço do espaço de Hilbert, o TDVP é equivalente à mecânica quântica restrita a esse sub-espaço. Isto mostra que para construirmos uma teoria baseada no TDVP e que satisfaça o caráter linear da Mecânica Quântica (o princípio da superposição) o espaço variacional de $|\psi(t)\rangle$ deve ser linear. Uma teoria que satisfaz esse critério é o método das coordenadas geradoras introduzido por Griffin-Hill-Wheeler (GHW)¹. Nesse método, como usado na prática, nós selecionamos um sub-espaço do espaço de Hilbert cujos estados podem ser construídos como uma superposição linear dos pacotes de onda estáticos $|q\rangle$, considerados como estados geradores

$$|f\rangle = \int dq f(q) |q\rangle \quad \text{I.1}$$

A única incógnita na equação acima é a função peso $f(q)$ que é determinada pelo TDVP no limite estacionário

$$\delta E = \delta \frac{\langle f|H|f\rangle}{\langle f|f\rangle} = 0$$

cujas soluções são as equações integrais de GHW para $f(q)$

$$\int (\langle q|H|q'\rangle - E\langle q|q'\rangle) f(q') dq' = 0$$

O método das coordenadas geradoras é equivalente à dinâmica de muitos corpos restrita a um sub-espaço do espaço de Hilbert do sistema de muitas partículas o sub-espaço coletivo do GCM. Assim podemos associar ao ansatz de GHW eq. I.1 um operador de projeção S_1 e identificar a hamiltoniana coletiva do GCM com a projeção da hamiltoniana de muitos corpos em S_1

$$H_C^{\text{GCM}} = S_1 H S_1$$

Técnicas foram desenvolvidas que nos permitem definir as variáveis dinâmicas coletivas em S_1 e exprimir H_C^{GCM} em termos dessas variáveis dinâmicas. Além disso podemos escrever S_1 em termos de estados base onde uma das variáveis funda-

mentais é diagonal².

Quando se discute na literatura as vantagens e desvantagens dos dois métodos o ponto de vista usualmente adotado é de que, em relação a dinâmica o método semi-clássico (MSC) é superior ao SGCM (GCM com estados geradores estáticos) pois ele usa trajetórias dinâmicas. Um exemplo sempre mencionado em apoio a este ponto de vista é o da translação do núcleo, onde em geral SGCM dá um valor correto para a massa total do núcleo. A desvantagem do método semi-clássico está em que como ele inevitavelmente passa por um estágio clássico ele incorpora de uma maneira incorreta os efeitos da energia de ponto zero do pacote. Estes efeitos no entanto são tratados corretamente em uma teoria puramente quântica como a teoria das coordenadas geradoras. Assim uma generalização que incorpora as vantagens existentes em ambos os métodos, é o método das coordenadas geradoras com os estados geradores, os pacotes de onda dinâmicos $|pq\rangle$, DGCM³. Em geral DGCM é superior ao SGCM e ao método semi-clássico. No entanto nesse trabalho queremos investigar em que condições os três métodos são equivalentes do ponto de vista da dinâmica. De acordo com a ref. 3 isto ocorre quando os seguintes requisitos são satisfeitos : a) O sub-espaço coletivo do SGCM e do DGCM são idênticos. Quando isto acontece dizemos que os pacotes de onda $|pq\rangle$ são redundantes. b) Os efeitos dinâmicos da energia de ponto zero são desprezíveis. A condição a) é uma consequência da observação de que o parâmetro p no pacote de onda $|pq\rangle$ é introduzido com o objetivo de descrever a dependência do pacote com a velocidade e não um grau de liberdade adicional ao grau de liberdade associado a q uma vez que a condição a) é satisfeita, b) significa que o pacote de onda $|pq\rangle$ é capaz de extrair o limite clássico da hamiltoniana coletiva do método das coordenadas geradoras.

No nosso trabalho vamos examinar esses problemas em um caso específico, o modo de Goldhaber-Teller no núcleo ${}^4\text{He}$. No modelo de Goldhaber-Teller uma vibração dipolar é vista como o deslocamento rígido dos prótons em relação aos nêutrons. No caso dinâmico existe um momento relativo dos prótons em relação aos nêutrons. Essas considerações fenomenológicas sobre o modo de Goldhaber-Teller podem ser descritas pelo pacote de onda

$$|pq\rangle = e^{-iq\hat{P}} e^{i p \hat{Q}} |0\rangle$$

I

onde \hat{Q} e \hat{P} são respectivamente a componente z da coordenada relativa e do momento relativo entre os prótons e os nêutrons, que no caso de um núcleo auto-conjugado são dadas por

$$\hat{Q} = R_Z - R_N$$

$$\hat{P} = \frac{1}{2} (P_Z - P_N)$$

onde R_Z , P_Z , R_N , P_N são a componente z da coordenada do centro de massa e do momento do centro de massa dos prótons e dos nêutrons respectivamente. Os operadores \hat{P} e \hat{Q} são canônicos

$$[\hat{Q}, \hat{P}] = 1$$

II

e

$$i \langle pq | \overleftrightarrow{\partial}_p \overleftrightarrow{\partial}_q - \overleftrightarrow{\partial}_q \overleftrightarrow{\partial}_p | pq \rangle = \langle pq | [i\hat{P}, \hat{Q}] | pq \rangle$$

Os parâmetros p e q são dados pelo valor esperado de \hat{P} e \hat{Q} no pacote de onda $|pq\rangle$,

$$p = \langle pq | \hat{P} | pq \rangle$$

$$q = \langle pq | \hat{Q} | pq \rangle$$

e o estado de referência $|0\rangle$, que é o estado fundamental do núcleo, é aproximado por um determinante de Slater de funções de onda de oscilador harmônico.

Nesse caso

$$(\hat{Q} + i\hat{P} b_0^2) |0\rangle = 0$$

III

onde b_0 é a largura do oscilador do movimento relativo próton-neutron,

$$b_0 = \sqrt{\frac{\lambda_1}{\mu \omega_0}} = \sqrt{\frac{4}{A}} a_0$$

e a_0 a largura do oscilador de partícula independente.

Usando-se os pacotes de onda I, com as propriedades II e III como estados geradores pode-se mostrar que ² :

a) Os pacotes de onda $|pq\rangle$ são redundantes, isto é, o sub-espaço coletivo determinado pelo SGCM e pelo DGCM são idênticos, $S_1 = S_2$

b) Existe uma base ortonormal em S_1 , que é igual a projeção de Peierls-Yoccoz normalizada do estado de referência $|0\rangle$ associada ao operador \hat{Q} tal que

$$\begin{aligned} \hat{Q} |x\rangle_1 &= x |x\rangle_1 \\ \hat{P} |x\rangle_1 &= i \partial_x |x\rangle_1 \end{aligned} \quad \text{IV}$$

A equação IV também mostra que podemos definir variáveis dinâmicas coletivas em S_1 que são dadas pela projeção em S_1 de \hat{P} e \hat{Q} .

c) Podemos escrever a hamiltoniana coletiva do método das coordenadas geradoras,

$$\hat{H}_c^{GCM} = \hat{S}_1 \hat{H} \hat{S}_1$$

em termos dos operadores \hat{P} e \hat{Q} como :

$$\hat{H}_c^{GCM} = \hat{S}_1 \left[\frac{1}{4} \{ \hat{P}, \{ \hat{P}, \hat{H}^{(1)}(\hat{Q}) \} \} + \hat{H}^{(1)}(\hat{Q}) \right] \hat{S}_1$$

com

$$\hat{H}^{(1)}(\hat{Q}) = \int d\mathcal{F} \langle x + \mathcal{F}/2 | \hat{H} | x - \mathcal{F}/2 \rangle$$

$$\hat{H}^{(2)}(\hat{Q}) = \frac{1}{2} \int d\mathcal{F} \langle x + \mathcal{F}/2 | [\hat{Q}, [\hat{Q}, \hat{P}]] | x - \mathcal{F}/2 \rangle$$

A equação 5 nos permite definir o potencial e parâmetro de massa quânticos como

$$\hat{V}(\hat{Q}) = \hat{H}^{(0)}(\hat{Q})$$

$$\hat{B}(\hat{Q}) = \mu(\hat{Q})^{-1} = \hat{H}^{(1)}(\hat{Q})/2$$

Por outro lado a hamiltoniana clássica, $H^{CL}(p,q)$, que é igual ao valor esperado da hamiltoniana coletiva quântica H_C^{GCM} no pacote de onda $|pq\rangle$, é dada por

$$H^{CL}(p,q) = \frac{p^2}{2M_{CL}(q)} + V_{CL}(q)$$

onde

$$V_{CL}(q) = \langle q | \hat{H} | q \rangle = \tilde{V}(q) + \frac{\hbar^2 \Delta p^2}{2} \tilde{B}(q)$$

$$B_{CL}(q) = M_{CL}^{-1}(q) = \langle q | [\hat{Q}, [\hat{H}, \hat{Q}]] | q \rangle$$

$$= \tilde{B}(q) +$$

$\tilde{V}(q)$ e $\tilde{B}(q)$ são iguais ao valor esperado da potencial e do inverso do parâmetro de massa quântica no pacote de onda $|q\rangle$,

$$\tilde{B}(q) = \int | \langle x | q \rangle |^2 B(x) dx$$

$$\tilde{V}(q) = \int | \langle x | q \rangle |^2 V(x) dx$$

Dado que o pacote de onda $|pq\rangle$ é redundante a equivalência entre o método semi-clássico e o método das coordenadas geradoras depende dos efeitos da energia de ponto zero do pacote de onda $|pq\rangle$. A energia de ponto zero é definida como a diferença entre a hamiltoniana clássica $H_{CL}(p,q)$ e o limite clássico da hamiltoniana coletiva quântica do método das coordenadas geradoras $H_C^{GCM}(p,q)$, que no limite estático ($p=0$) é da-

da como

$$E_{ZP}(q) = E_{PZP}(q) + E_{KZP}(q)$$

onde $E_{PZP}(q)$ é a energia potencial de ponto zero

$$E_{PZP}(q) = \tilde{V}(q) - V(q)$$

e $E_{KZP}(q)$ é a energia cinética de ponto zero

$$E_{KZP}(q) = \frac{\Delta p^2}{2} \tilde{B}(q)$$

Assim as duas teorias são dinamicamente equivalentes quando a energia de ponto zero é uma constante. Para analisarmos esses efeitos no modo de Goldhaber-Teller no ${}^4\text{He}$ fizemos uma aplicação numérica tomando para a interação nucleon-nucleon a interação de Skyrme com os parâmetros como os usados na ref. 4. Na fig. 1 temos um gráfico do parâmetro de massa clássico (linha cheia) e do parâmetro de massa quântico (linha pontilhada) como função da coordenada X . Este gráfico mostra que os parâmetros de massa dependem fracamente da coordenada e no limite de X tendendo à infinito elas ficam igual à massa reduzida como deveríamos esperar. Na figura 2 temos um gráfico do potencial clássico (linha cheia) e do potencial quântico (linha pontilhada) como função da coordenada X onde podemos ver que eles diferem consideravelmente. Nas figuras 3, 4 e 5 temos um gráfico da energia de ponto zero, da energia cinética de ponto zero e da energia potencial de ponto zero. Estes gráficos mostram que a energia de ponto zero varia consideravelmente com q e que essa dependência vem quase que exclusivamente da energia potencial de ponto zero pois a energia cinética de ponto zero é quase uma constante. Isto é uma consequência da quase constância dos parâmetros de massa. Em conclusão vemos que nesse caso os efeitos da energia de ponto zero são apreciáveis.

1. D.L.Hill and J.A.Wheeler, Phys.Rev. 89, 112 (1953).
J.J.Griffin and J.A.Wheeler, Phys.Rev. 108, 311 (1957).
2. E.J.V. de Passos e A.F.R. de Toledo Piza, Phys.Rev. C21, 425 (1980) e referências mencionadas nesse trabalho.
3. K.Goeke e P.G.Reinhard, Ann.of Phys. 129 (1980).
4. H. Flocand and D. Vautherin, Nucl.Phys. A264, 197 (1976).

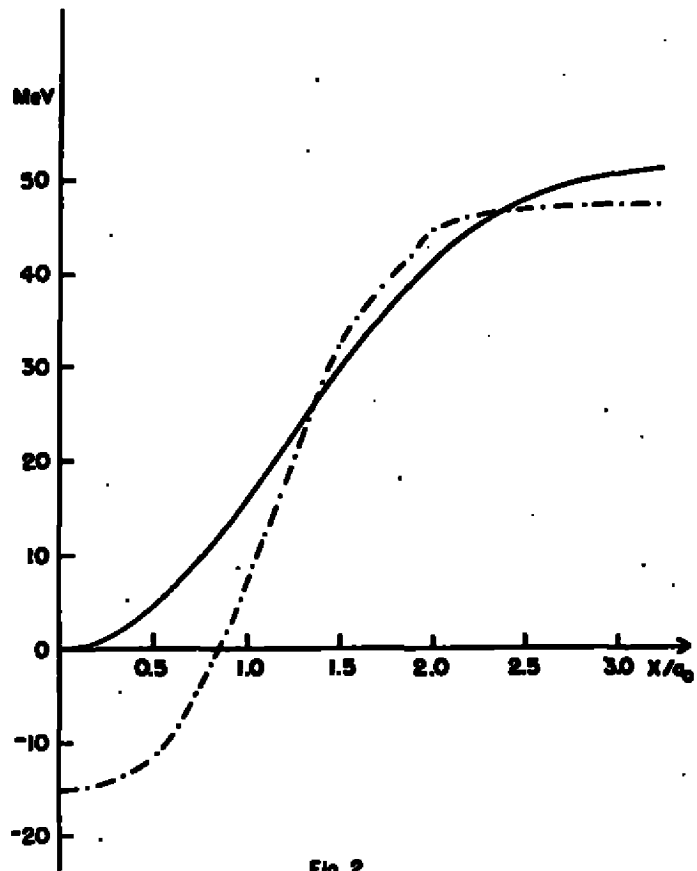


Fig. 2

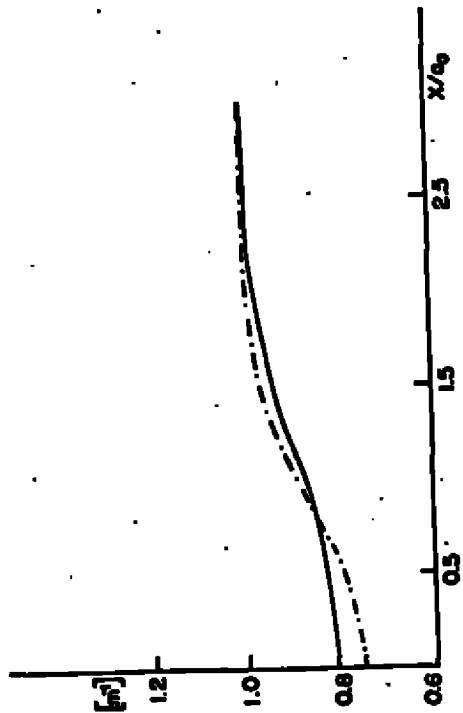


Fig. 1

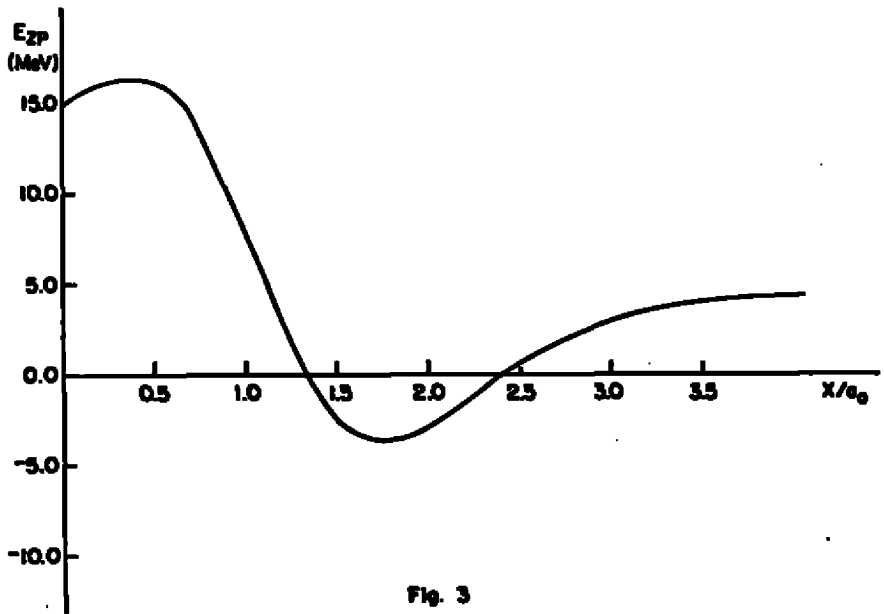


Fig. 3

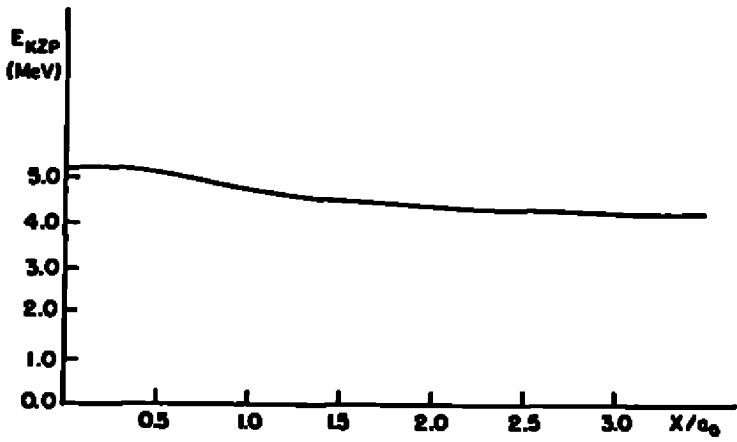


Fig. 4

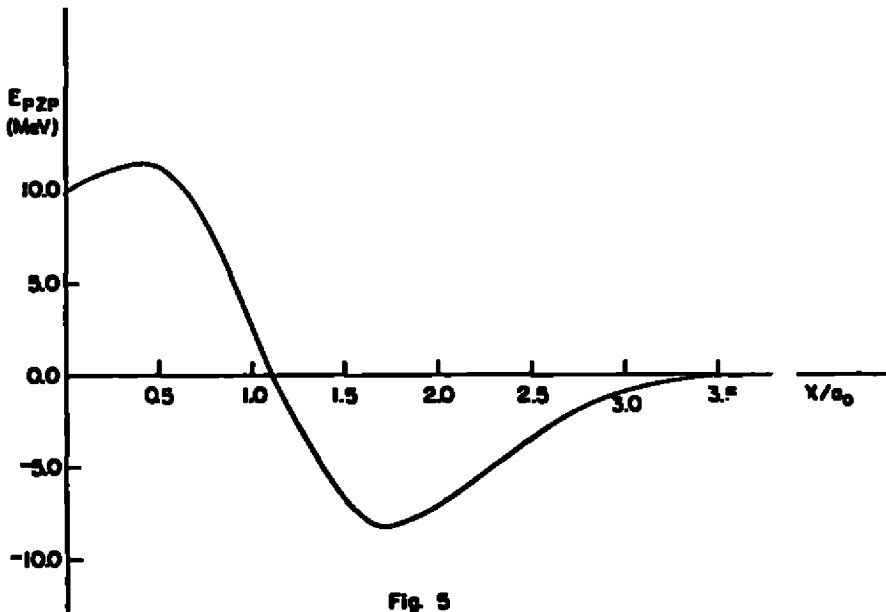


Fig. 5

NUCLEAR FIELD TREATMENT. DESCRIPTION OF DEFORMED NUCLEI AS A BOSON
CONDENSATE WITH THE PRINCIPAL SERIES APPROXIMATION

J. Dukelsky, G.G.Dussel and H.M.Soffa

Departamento de Física
Comisión Nacional de Energía Atómica
Av. del Libertador 8250, 1429 Buenos Aires
Argentina

1. Introduction

The concept of elementary modes of excitation originated by Landau¹⁾ has been central in the realization that many body problems are amenable to a rigorous mathematical treatment exploiting the methods of quantum field theory.

The concept of elementary excitations and their mutual interplay was introduced in nuclear physics by Bohr and Mottelson to obtain a unified picture of the nucleus structure.

These elementary modes of excitations are found to comprise partly collective (boson) excitations associated with pair addition, shape oscillations, etc. and partly quasi-particle modes as described approximately by independent particle motion.

The coupling of the bosonic and fermionic degrees of freedom in the study of the nuclear structure constitutes the Nuclear Field Theory²⁾. However, both types of excitations are based on the fermionic degrees of freedom and thus are not strictly independent. Hence, an essential feature of the N.F.T. is the overcompleteness of the chosen basis and the presence of states violating the Pauli principle.

However, these two problems, are corrected, in the framework of the N.F.T., through a perturbative treatment utilizing Feynman-Goldstone graphs. With the use of the rules stated in ref.2, the hamiltonian can be solved exactly up to the order needed in the perturbative series. The dimensionless expansion parameter $1/\Omega$ is the effective degeneracy of the valence shells.

This theory has been extensively used in the study of normal spherical nuclei. The convergence of the series is very good when the number of bosons involved is small, but becomes more cumbersome when

it increases. A possible solution is to treat the superposition of a large number of particles over closed shell as a condensate of pairing bosons, the B.C.S. vacuum. A rederivation of the B.C.S. equations using a method that conserves the number of particles has been exposed in ref.3. It is an alternative diagrammatic approach that considers two perturbative expansion parameters Ω^{-1} and M/Ω (where M is the number of bosons of the condensate). The set of diagrams that survive when Ω goes to infinity while M/Ω stays finite is called Principal Series Approximation (P.S.A.)³⁾.

Now we are utilizing this method, in the analysis of deformed nuclei.

11. Are deformed nuclei a boson condensate?

In order to obtain a qualitative understanding of the ground state of deformed nuclei, we consider the pairing plus quadrupole hamiltonian in the rare earth nuclei. The strength of the interaction as well as the single particle levels and its energies are taken from M.Baranger and K.Kumar⁴⁾ in order to leave no free parameters.

This Hamiltonian solved within the N.F.T. framework using the P.S.A.³⁾. In this approximation, the ground state of the system is considered as a boson condensate, where the microscopic structure of the bosons is obtained in terms of the fermionic excitations. The diagrams that have been summed up in the construction of the excitations are the only ones that survive for very large number of particles when Ω goes to infinity (fig.1). It can be shown that the set of non-linear equations that are obtained, are equivalent to the self-consistent Nilsson-B.C.S. equations.

In the present treatment the elementary bosonic excitations are formed by successive interaction of a particle and a quasiparticle. The ground state of deformed nuclei is assumed to be a condensate of these bosons, which do not have a well defined angular momentum.

The wave function of this boson can be written as:

$$\Gamma^+ = \sum_{am>0} \frac{V_{am}}{\sqrt{N}} b_{am}^+ \beta_{am}^+ \quad (1)$$

where $b_{\alpha m}^+$ creates a Nilsson particle state denoted by (α, m) while $\beta_{\alpha m}^+$ creates a quasiparticle in the same state. $v_{\alpha m}^2$ is the occupation probability of the state (α, m) and $2M$ is the number of particles of the system under consideration.

Using the Nilsson transformation:

$$b_{\alpha m}^+ = \sum_j R_j^\alpha C_{jm}^+ \quad (2)$$

where C_{jm}^+ creates a spherical state, it is possible to extract from (1) the amplitudes of bosons with well defined angular momentum.

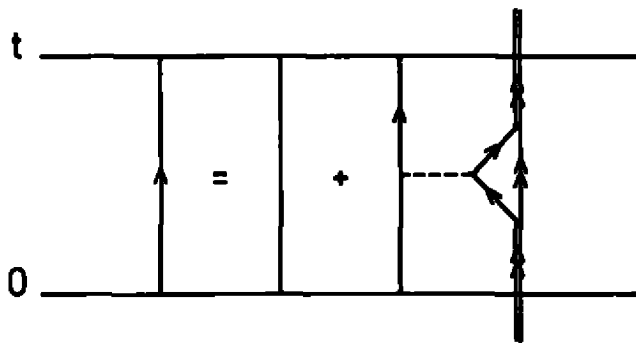
Therefore, the probability of boson with angular momentum J in the condensate is:

$$P_J = \sum_{j,j'} \left[\sum_{\alpha m} \frac{v_{\alpha m}}{\sqrt{M}} R_j^\alpha R_{j'}^\alpha \langle j j' m-m | J 0 \rangle (-)^{j-m} \right]^2 \quad (3)$$

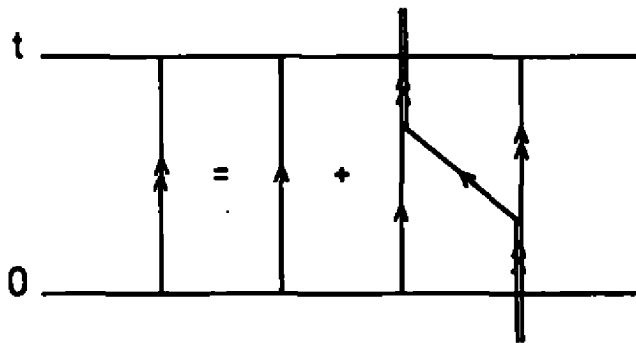
For nuclei in the rare earth region (fig.2) we have found the sum of $P_0 + P_2$ was always bigger than 0.88 (using the parameters of ref.4), which can be considered as a justification for the use of the Interacting Boson Model in the deformed region.

REFERENCES:

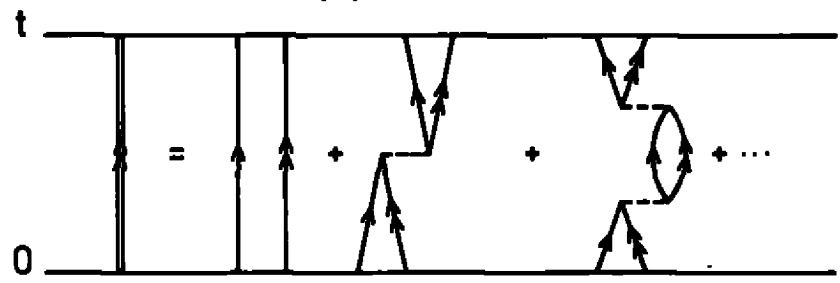
- 1) L.D.Landau, J.Phys. U.S.R.R. 5(1941)71;
L.D.Landau and E.M.Lifshitz, Statistical Physics (Pergamon, London 1958).
- 2) D.R.Bes, G.G.Dussel, R.A.Broglio, R.Liotta and B.R.Mottelson, Phys. Lett. 52B(1974)253.
- 3) G.G.Dussel and D.R.Bes, Nucl.Phys. A323(1979)392.
- 4) M.Baranger and K.Kumar, Nucl.Phys. A110(1968)490.



(a)



(b)



(c)

Fig.1: Processes considered in the P.S.A. Diagrams (A) and (B) correspond to the fermionic excitations, while (C) defines the bosonic ones. Diagram (A) yield the usual Nilsson states while (B) and (C) correspond to the B.C.S. treatment.

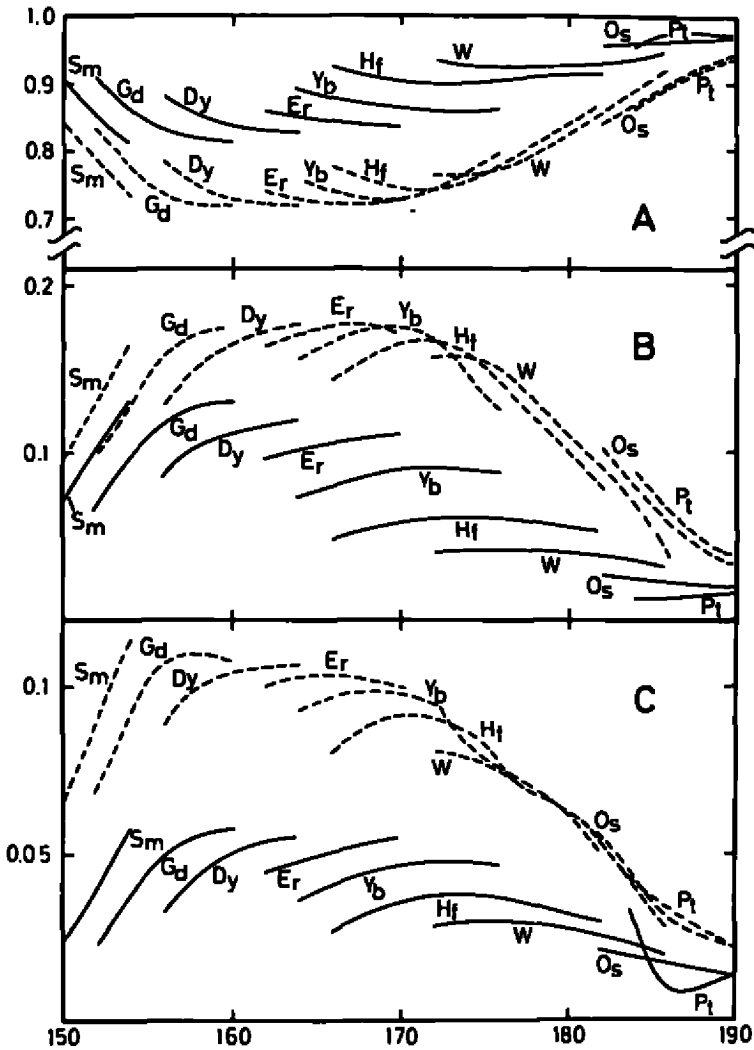


Fig.2: The probability that the boson of the condensate has angular momentum 0,2 or any other is plotted in fig.2A, 2B and 2C respectively, for the rare earth nuclei. The full (dashed) line corresponds to protons (neutrons).

DECAIMENTO DA RESSONÂNCIA GIGANTE E2 ISOESCALAR EM NÚCLEOS PESADOS.

S.B. Herdade

Instituto de Física da USP

Laboratório do Acelerador Linear

As primeiras experiências realizadas para estudar o decaimento da ressonância gigante E2 isoescalar $RGQ(T=0)$ pelo canal de fissão nos actínídeos apresentaram resultados extremamente conflitantes. Dados da eletrofissão ⁽¹⁾⁽²⁾ indicavam uma forte dominância do canal de fissão, ao passo que os resultados de espalhamento inelástico de hadrons ⁽³⁾⁽⁴⁾ sugeriam uma quase total inibição deste canal para o decaimento da $RGQ(T=0)$. Nenhum dos resultados obtidos concordavam com uma descrição do decaimento com base no modelo estatístico do núcleo composto. Por outro lado, a evidência experimental para a ressonância gigante E1 RGD ⁽⁵⁾⁽⁶⁾ indica que esta ressonância tem uma probabilidade de decair pelo canal de fissão comparável com a do núcleo composto. Estes resultados para a RGD concordam com as previsões teóricas para núcleos pesados onde, apesar da coerência do movimento coletivo desta ressonância, o amortecimento das vibrações com redistribuição de energia para os graus de liberdade estatísticos do sistema nuclear é muito rápido ⁽⁷⁾. Já para a $RGQ(T=0)$, preve-se teoricamente que o amortecimento seja menos rápido devido a sua localização em energia mais baixa (baixa densidade de estados disponíveis) e a seu carácter isoescalar (ausência de viscosidade mútua próton-neutron) ⁽⁷⁾.

O decaimento da $RGQ(T=0)$ no ^{238}U pelo canal de fissão

tem sido recentemente investigado através de várias reações nucleares: (e, f) (1)(8), $(e, e'f)$ (9), $(\alpha, \alpha'f)$ (3)(10) e $({}^6\text{Li}, {}^6\text{Li}'f)$ (4). Os dados de eletrofissão obtidos no Acelerador Linear do IFUSP foram reanalisados, subtraindo-se da componente E2 da secção de choque de fotofissão a contribuição devida de 2ª chance (processos γ, nf). Com esta correção para fissões de 2ª chance, tanto a área sob a curva ressonante $\sigma_{\gamma, f}^{E2}(E)$, como a sua largura, foram reduzidas. Os novos parâmetros obtidos para a RGQ(T=0) são: $E_m = (9,9 \pm 0,4)$ MeV, $\Gamma = 5$ MeV, $S = (58 \pm 7)\%$ EWSR, onde E_m é a energia correspondente ao máximo, Γ é a largura e S , a secção de choque integrada de 5 a 30 MeV, sendo EWSR a regra da soma ponderada em energia para a RGQ(T=0) (11). A fim de se ter uma estimativa da probabilidade de fissão para o ${}^{238}\text{U}$ na região da RGQ(T=0), a secção de choque para fotoabsorção foi construída teoricamente admitindo-se uma forma Breit-Wigner com área igual a 1EWSR, largura igual a 3,5 MeV e localizada em $E_m = 65A^{-1/3}$ MeV. A probabilidade de fissão determinada para o ${}^{238}\text{U}$ concorda com cálculos estatísticos com base no modelo do gás de Fermi (12), se tomarmos para barreira de fissão a barreira E2 (5,75 MeV) que é um pouco mais baixa do que a barreira E1 (6,30 MeV), para este núcleo (13). A tabela 1 apresenta a probabilidade de fissão para a RGQ(T=0) determinada por diversos pesquisadores e diferentes experiências, para o ${}^{238}\text{U}$; a última coluna dá o valor calculado com base no modelo do gás de Fermi (12) utilizando-se os seguintes parâmetros: $B_f^{E2} = 5,75$ MeV, $B_n = 6,153$ MeV e $a_n = a_f = 25$ MeV⁻¹.

Tabela 1 - Probabilidade de fissão para a RGQ(T=0) determinada por diversos pesquisadores em diferentes experiências, para o ^{238}U .

Presente Trabalho (e,f)	Shotter et al (8) (e,n) (e,F)	Arruda Neto et al (9) (e,e'F)	Bertrand et al (10) (α,α' F)	Shotter et al (4) ($^6\text{Li}, ^6\text{LiF}$)	Van der Plicht et al (3) (α,α' F)	Cál. Gás de Fermi $P_f^{E_2} = 5,75$ MeV
0,46-0,58	0,55-0,62	~ 0,30	$0,21 \pm 0,08$ (K=0)	$\geq 0,06$	$\leq 0,10$	0,55

A tabela 1 indica que os resultados obtidos em experiências de eletrofissão concordam razoavelmente com a probabilidade de fissão calculada com base na concepção de um núcleo composto e decaimento estatístico (gás de Fermi), ao passo que os resultados de espalhamento de hadrons dão uma probabilidade de fissão muito baixa. Resultados preliminares de uma experiência de coincidências ^{238}U (e,e'F), realizada com o acelerador linear supercondutor de Stanford (9), dão uma probabilidade de fissão para a RGQ (T=0), $P_f \approx 0,30$, valor que se aproxima mais dos obtidos em experiências de eletrofissão ($P_f \approx 0,46 - 0,62$). Por outro lado, uma experiência recente (15) parece indicar que a reação ^{208}Pb ($\alpha,\alpha'n$), para $E_\alpha = 104$ MeV, seja um processo direto, pelo menos para a ressonância gigante E0, localizada em $E_x \approx 14$ MeV. Entretanto, estes resultados devem ser confirmados por outras experiências. Os resultados obtidos até o presente nas poucas experiências realizadas com núcleos pesados (^{238}U , ^{208}Pb) ainda não permitem concluir algo de definitivo sobre o mecanismo de decaimento da RGQ (T=0) nestes nú-

cleos. Seria interessante realizar mais estudos do decaimento por neutrons e estender os estudos de fissão a nuclídeos com maior fissibilidade (^{234}U , ^{240}Pu).

REFERÊNCIAS

- 1) J.D.T. Arruda Neto, S.B. Herdade, B.S. Bhandari, and I.C. Nascimento, Phys. Rev.C 18 (1978) 863.
- 2) J.D.T. Arruda Neto, B.L. Berman, S.B. Herdade, and I.C. Nascimento, Lett. Nuovo Cim. 26 (1979) 487.
- 3) J. Van der Plicht, M.N. Harakeh, A. Van der Woude, P. David, and J. Debrus, Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 1121.
- 4) A.C. Shotter, C.K. Gelbke, T.C. Awes, B.B. Back, J. Mahoney, T.J.M. Symons, and D.K. Scott, Phys. Rev. Lett. 43(1979) 569.
- 5) A. Veyssiere, H. Beil, R. Bergere, P. Carlos, A. Lepretre and K. Kernbath, Nucl. Phys.A 199 (1973)45.
- 6) J.T. Caldwell, E.J. Dowdy, B.L. Berman, R.A. Alvarez, and P. Meyer, Phys. Rev.C 21 (1980) 1215.
- 7) M.N. Harakeh, "Fission Decay of the isoscalar Giant Resonance in the Actinide Region", Invited Talk at the 1980 RCNP Intert. Symp. on "Highly Excited States in Nuclear Reactions", Osaka, Japan, May 12-16, 1980.
- 8) A.C. Shotter, C.H. Zimmerman, J.M. Reid, J.C. Mc George, and A.G. Flowers, Nucl. Phys.A 330 (1979) 325; A.C. Shotter, D. Brandford, J.C. Mc George, and J.H. Reid, Nucl. Phys.A 290 (1977) 55.

- 9) J.D.T. Arruda Neto, *Comunicação Particular* (1980).
- 10) F.E. Bertrand, J.R. Beene, C.E. Benis Jr, E.E. Gross, D.J. Horen, and J.R. Wu, preprint ORNL (1980).
- 11) J.S. O'Connell, *Proc. Int. Conf. Photonuclear Reactions and Applications*, ed. B.L. Berman, LLL, CA (1973) 71.
- 12) R. Vandenbasch and J.R. Huizenga, "Nuclear Fission", Academic Press, N.Y. (1973).
- 13) J.D.T. Arruda Neto, S.B. Herdade, and I.C. Nascimento, *Nucl. Phys.A* 344 (1980) 297.
- 14) A.H. Waspstra and K. Bos, *At. Nucl. Data Tables* 19 (1977) 215.
- 15) W. Eyrich, A. Hofmann, U. Schelb, S. Achneider, F. Vogler and H. Rebel, *Phys. Rev. Lett.* 43 (1979) 1369.

REAÇÕES FOTONUCLEARES COM BREMSSTRAHLUNG NO
INTERVALO DE ENERGIA 1 - 5,5 GeV[†]

J.B. Martins, O.A.P. Tavares, M.L. Terranova^{††}, M. Foshina,
I.O. de Souza^{*}, J.D. Pinheiro Filho^{**} e V. di Napoli^{***}

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas-CNPq
Rio de Janeiro, Brasil

Reações fotonucleares a altas energias em núcleos complexos são bem descritas pelo modelo de cascata e evaporação⁽¹⁾. De acordo com este modelo, a incidência de fótons de alta energia no núcleo acarreta na fase rápida uma cascata intranuclear com colisões nucleon-nucleon ou méson-nucleon, dando origem a reações diretas, podendo ser acompanhada na fase lenta por uma competição entre fissão ou evaporação de partículas. O estudo de reações de fissão e "spallation" a partir do núcleo residual, entretanto, apresenta várias dificuldades devido à grande variedade em Z e A dos núcleos residuais pós-cascata e de sua energia de excitação.

As diferenças fundamentais entre reações induzidas por prótons e fótons de alta energia estão no estágio inicial da re-

[†] Este trabalho foi financiado pelo CNPq-Brasil e pelo C.N.R., Itália.

^{††} Endereço permanente: Instituto de Química Geral e Inorgânica da Universidade de Roma - Itália (Prof. Visitante no C.B.P.F.).

^{*} Instituto de Física da U.F.R.J. - Brasil

^{**} Instituto de Física de Universidade Federal Fluminense - UFF - Brasil.

^{***} Instituto de Química Geral e Inorgânica da Universidade da Roma.

ação. Para fótons, dominam os processos de produção de pions e para prótons o espalhamento elástico. Outra diferença é o pequeno momento linear transferido ao núcleo no caso de reações foto-induzidas.

No presente trabalho, a técnica de emulsão nuclear foi usada para observação de eventos tipo fissão a partir de núcleos residuais em repouso e em movimento, que resultaram da exposição de emulsão nuclear do tipo K0-Ilford carregadas com ^{209}Bi a feixes de bremsstrahlung entre 1 e 5.5 GeV do eletro-ciclotron de DESY (ver Tabela I). Detalhes da parte experimental foram publicados anteriormente (2). Dois tipos de eventos foram selecionados em nossa análise: traços colineares e traços não-colineares. Os primeiros correspondem à fissão de núcleos em repouso e os últimos à fissão em vôo. A figura mostra uma distribuição típica de alcances dos traços. O pico centrado em torno de $18\mu\text{m}$, em cada histograma, corresponde a eventos de fissão do bismuto, enquanto os menores alcances dos eventos encontrados são devidos a recuo ou fissão de núcleos de prata e bromo presentes na emulsão nuclear. A distribuição de alcances mostrada em (a) compreende a soma dos alcances dos fragmentos leves (R_L) e pesados (R_H). Como conclusão, podemos dizer que embora o momento linear transferido seja pequeno em reação induzida por fóton de alta energia, há uma contribuição apreciável de traços não-colineares ao rendimento total do processo de fotofissão. É também significativa a fissão em vôo e em repouso de AgBr como está mostrado na Tabela I.

Vf

TABELA I - Eventos observados nas emulsões nucleares irradiadas.

Energia (GeV)	Fissão do Bi		Col. N.-Col. Bi	Recuos Nucleares	Fissão AgBr		Col. N.-Col. AgBr
	Col.	N.-Col.			Col.	N.-Col.	
1.0	419	155	2.70	54	46	40	1.15
1.2	848	377	2.25	264	491	259	1.90
1.8	837	394	2.12	249	276	88	5.41
2.5	501	439	1.14	1027	471	259	1.82
3.2	711	385	1.85	1117	323	149	2.17
5.49	261	148	1.76	592	152	60	2.53

REFERÊNCIAS

- (1). V.S. Barashenkov, F.G. Gerechi, A.S. Iljinov, G.G. Jonsson and V.D. Toneev, Nucl. Phys. A231 (1974) 462.
- (2). H.G. de Carvalho, J.B. Martins, O.A.P. Tavares, V. di Napoli, M.L. Terranova, and K. Tesch, Lett. Nuovo Cimento 14 (1975) 615.

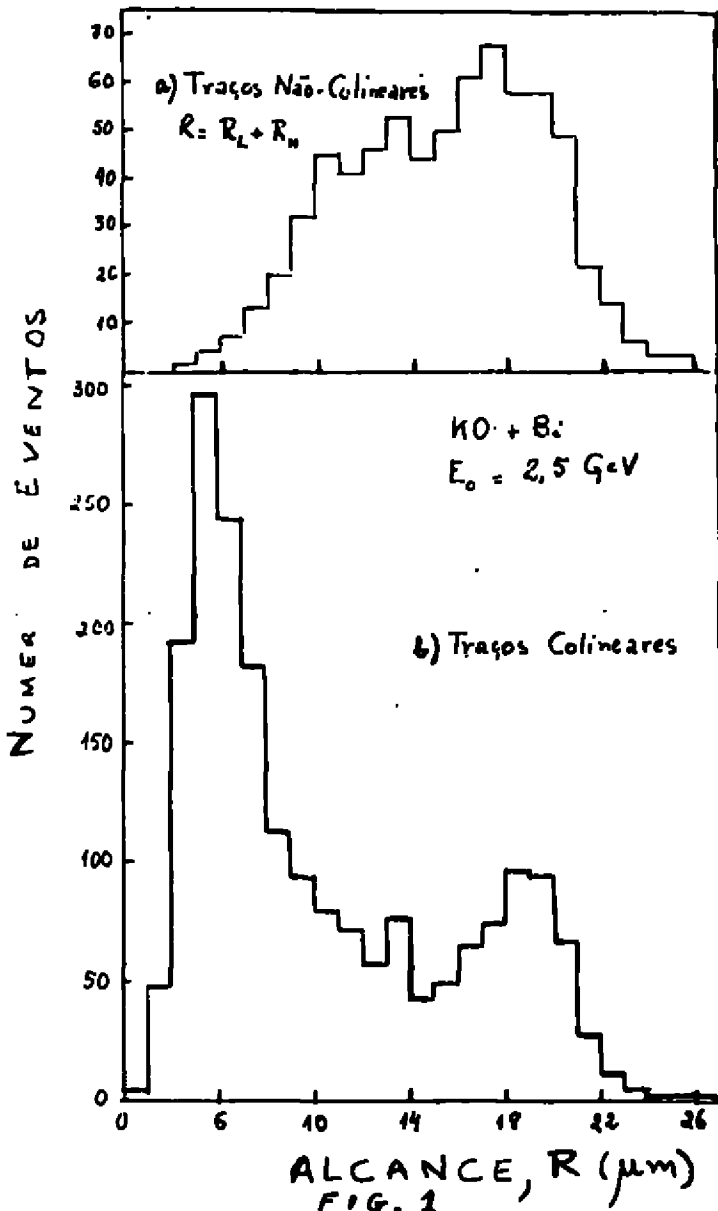


Fig. 1

ESTUDO DOS PARÂMETROS DO ATAQUE ELETRÓQUÍMICO NA DETECÇÃO DE FRAGMENTOS DE FISSÃO EM DETETORES DE ESTADO SÓLIDO DE TRAÇOS (SSTD)*

Serebias da Silva Oliveira - Instituto de Engenharia Nuclear
e (Rio de Janeiro)
John Douglas Rogers - COPPE/UFRJ (Rio de Janeiro)

ABSTRACT

Um alargamento de traços nucleares a tamanhos observáveis a olho nu, é desejável em numerosas aplicações dos detetores plásticos de traços. O método de ataque eletroquímico (ECE) proposto inicialmente por Tommasino, permite a amplificação de vários traços nucleares em plásticos.

O método se baseia no fato de que os canais deixados no plástico pela passagem de partículas carregadas são caracterizadas por uma alta condutividade quando comparada com a região não atingida pelas partículas carregadas. Aplicando-se uma alta tensão alternada através do plástico irradiado, as correntes e o fenômeno de arvoreamento nos canais condutivos aumentam o ataque químico preferencial dos traços, possibilitando uma melhor visualização dos traços.

Neste trabalho, estudamos as propriedades básicas do método de ataque eletroquímico para o plástico Makrofol E irradiado com fragmentos de fissão de uma fonte de ^{252}Cf .

A variação no diâmetro dos traços foi analisada como uma função da intensidade e frequência do campo elétrico aplicado, da concentração e temperatura do atacante e do tempo de ataque eletroquímico. Também foi estudado o efeito no diâmetro dos traços causados pelo aumento da densidade de traços para condições otimizadas de ataque.

* Apresentado na III Reunião de Trabalho sobre Física Nuclear no Brasil, Cambuquira, MG - Setembro de 1980.

1. INTRODUÇÃO

Os detetores de estado sólido de traços (SSTD), de largo uso na ciência e tecnologia, são detetores de partículas carregadas constituídos, basicamente, de materiais sólidos isolantes os quais, à passagem de partículas ionizantes têm a região de incidência das partículas danificada. A esta região danificada, se dá o nome de "traço". As principais vantagens destes detetores SSTD sobre outros tipos de detetores são o registro permanente das partículas e a insensibilidade às radiações X e γ .

Os trabalhos iniciais de Young ⁽¹⁾ e subsequentemente por Silk e Barnes ⁽²⁾, através da visualização em microscópio eletrônico dos danos deixados no detetor por fragmentos de fissão, foram continuados por Price e Walker ⁽³⁾. Estes pesquisadores descobriram a possibilidade de visualização através de um microscópio ótico caso os detetores fossem atacados quimicamente. O uso crescente da técnica de detecção utilizando materiais SSTD se deu com a generalização do ataque químico por Fleischer e Price ⁽⁴⁾.

2. MECANISMO DE FORMAÇÃO DO TRAÇO

Quando uma partícula carregada penetra um absorvedor, ocorrem dois tipos de interação. Inicialmente, quando a partícula carregada está com alta velocidade, a perda de energia se dá principalmente através da interação da partícula com os elétrons dos átomos constituintes do absorvedor, levando à excitação e ionização destes átomos, ejetando e acelerando seus elétrons.

Quando a velocidade da partícula se aproxima da velocidade orbital dos elétrons da camada mais externa dos átomos do absorvedor, sua carga vai diminuindo pela captura de elétrons até a partícula parar, quando sua carga se torna zero. Nesse caso, a perda de energia cinética através de ionização e excitação é bastante reduzida, ganhando importância as perdas de energia pelo espalhamento nuclear.

Não existe ainda um modelo que descreva exatamente o que ocorre no local de incidência dos traços nos diferentes de-
ttores, mas o resultado prático observado é que estes traços
são regiões estreitas (<50 Å de ralo), estáveis e de alta rea-
tividade química.

2.1 - O ataque químico

Dada a existência de uma região de alta reatividade
química no local de incidência das partículas, a imersão des-
tes dettores em um reagente químico convenientemente escolhi-
do (ataque químico) permite que estes traços possam ser vistos
em um microscópio ótico desde que para este reagente a veloci-
dade de ataque ao longo do traço (v_T) seja maior que a veloci-
dade de dissolução superficial (v_G). São estes fatores que de-
terminarão a forma do traço.

Vários parâmetros governam o ataque químico de tra-
ços. Entre eles estão a escolha do material dettor, o tipo e
a energia da partícula sendo registrada, o reagente químico e
as condições de ataque.

Um outro fator importante é o ângulo de incidência
com que a partícula carregada penetra no dettor. Um traço só
será visível se a partícula carregada que o originou penetrar
no dettor em um ângulo superior a um valor crítico θ_c dado por
 $\text{sen}\theta_c = v_G/v_T$.

Em geral, os reagentes utilizados no ataque químico de
traços de partículas carregadas em sólidos orgânicos são solu-
ções de KOH e NaOH e as condições de ataque são principalmente
determinadas pelo tipo de partícula e material dettor usado.

3. O ATAQUE ELETROQUÍMICO

O ataque eletroquímico de traços surgiu da observa-
ção do fenômeno de "arvoreamento" em isolantes.

O arvoreamento é um fenômeno elétrico que ocorre em

Isolantes elétricos quando submetidos a um forte campo elétrico. O nome é dado ao tipo de dano que progride através de um dielétrico e tem, quando visível, um aspecto algo parecido com uma árvore. Os efeitos mais investigados são os resultantes de descargas elétricas internas que decompõem os materiais orgânicos e outros dielétricos. Os danos comercialmente mais significativos são os resultantes da aplicação de tensões alternadas, em interfaces eletrodo-isolantes que contêm imperfeições (5).

A observação deste fenômeno em interfaces com imperfeições é que sugeriu o seu desenvolvimento nos detectores SSTD.

O método de ataque eletroquímico foi inicialmente proposto por Tommasino (6) para a amplificação de traços de fragmentos de fissão e de partículas alfa em um policarbonato (Lexan) e acetobutiratos de celulose (Tenite e Triafol BN).

O ataque eletroquímico se baseia na perda de energia condutiva ao longo dos traços quando se aplicar um campo elétrico alternado de intensidade suficiente. O resultado é um aumento da taxa de ataque ao longo do traço muito maior que a velocidade de dissolução superficial, provocando o fenômeno de arvoreamento e fornecendo, portanto, uma maneira de alargar a região deixada pela passagem da partícula carregada a tamanhos observáveis a olho nu.

No ataque eletroquímico, uma alta tensão a uma certa frequência é aplicada através de uma câmara de ataque preenchida com o reagente a uma certa temperatura e concentração. Cada íon da solução reagente fica submetido a uma força induzida $\vec{F} = Ne\vec{E}$, sendo N o número de cargas elementares, e a carga elétrica unitária e \vec{E} o campo elétrico na posição do íon. Desta forma, um íon (positivo ou negativo) oscila entre os dois eletrodos quando o potencial dos eletrodos oscila.

Em um sistema de ataque eletroquímico, uma folha dielétrica é colocada entre os dois recipientes da câmara de ataque introduzindo portanto uma capacitância no circuito que, pela aplicação de uma tensão alternada, conduz a uma pequena cor

rente através da câmara que depende da espessura da folha dielétrica.

Neste trabalho procuramos analisar a influência da tensão e frequência aplicadas, concentração e temperatura do reagente e tempo de ataque mantendo os elétrodos em posições fixas.

4. MATERIAIS E MÉTODOS

Os fragmentos de fissão registrados no plástico são provenientes de uma fonte não selada de ^{252}Cf ($T_{1/2} = 2,65$ anos) de 1 μCi de atividade. A fonte consiste de um depósito de 7 mm de diâmetro sobre uma placa de aço inox que por sua vez é fixada a um pequeno tarugo de acrílico para facilidade de manipulação e colocação no sistema de irradiação.

O sistema de irradiação consiste de um tubo cilíndrico de aço de 60 cm de comprimento por 15,5 cm de diâmetro. A fonte é fixada a uma das extremidades do tubo à frente da qual existe um anteparo movimentado externamente ao tubo que controla a exposição do detetor à fonte.

O interior deste tubo é dotado de uma mesa removível com um suporte vertical onde o detetor é colocado. suporte este que se desloca horizontal e circularmente permitindo irradiações em distâncias de 4 a 50 cm e em ângulo variável. Neste tubo fazemos vácuo para evitar interações dos fragmentos de fissão com as moléculas de ar e todo o conjunto, excepto a bomba de vácuo, é acondicionado em uma caixa de madeira com portinholas de vidro para manuseio do equipamento.

Como detetor, utilizamos folhas plásticas de Makrofol E de 200 μm de espessura. O Makrofol é um policarbonato fabricado pela Bayer da Alemanha, de composição $(\text{C}_{16}\text{H}_{14}\text{O}_3)_n$ e foi escolhido por ser insensível à passagem de partículas α .

Para limitar a área exposta aos fragmentos de fissão sobre o detetor (de $3 \times 3 \text{ cm}^2$ - área total), uma máscara plásti

ca com um orifício de $0,297 \text{ cm}^2$ de área era colocada sobre a superfície a ser irradiada e o detector era colocado a 10 cm da fonte sendo o tempo estabelecido para se obter 1.200 t/cm^2 incidentes normalmente sobre o detector.

A câmara de ataque eletroquímico consiste de uma peça inteira em acrílico de $5 \times 5 \text{ cm}^2$ de seção transversal e 9 cm de altura dotada de um orifício central de 3,4 cm de diâmetro onde se alojará um dos elétrodos. Em uma das laterais desta peça existe uma abertura de $2 \times 2 \text{ cm}^2$ que permite o ataque de uma folha plástica de $3 \times 3 \text{ cm}^2$ de cada vez. O detector, envolto em duas placas de borracha com aberturas correspondentes à da janela, é então colocado, preenchendo esta janela e preso por parafusos através de uma moldura de acrílico.

Na parte superior desta peça se encaixa a tampa da câmara dotada de dois orifícios para colocação dos elétrodos. Estes são de platina de 5 cm de comprimento e 0,6 mm de diâmetro, presos a suportes de latão e onde se aplicará a tensão. São dispostos um de cada lado da folha detetora, um no volume central da peça de acrílico e o outro à frente da janela lateral onde se encontra o detector.

A parte externa da câmara consiste de um recipiente de vidro sendo a parte interna de acrílico apoiada em suas laterais. O reagente (KOH neste trabalho) é colocado no volume central da câmara e na parte externa de forma a cobrir completamente a superfície do detector.

A alta tensão alternada é obtida através do uso de um gerador de função (que nos fornece o sinal senusoidal de frequência variável) e um amplificador de áudio sendo necessário utilizar um transformador em sua saída para obter tensões de até 800 Volts na faixa de frequência, de 20 Hz a 20 KHz. No caso em estudo, este valor máximo de tensão foi limitado pela saída máxima do amplificador sem haver distorção. O valor máximo do campo elétrico obtido neste trabalho com Makrofol E de $200 \mu\text{m}$ foi de 40 kV/cm.

5. RESULTADOS

a) Concentração

A composição do reagente é um dos parâmetros críticos para o ataque de traços deixados por partículas carregadas. Na figura 1 vemos os resultados obtidos para o diâmetro do traço em função da concentração de KOH utilizando 600 V a 1 KHz durante 3 horas à temperatura ambiente (-25°C).

A partir daí escolheu-se trabalhar com KOH a 35%.

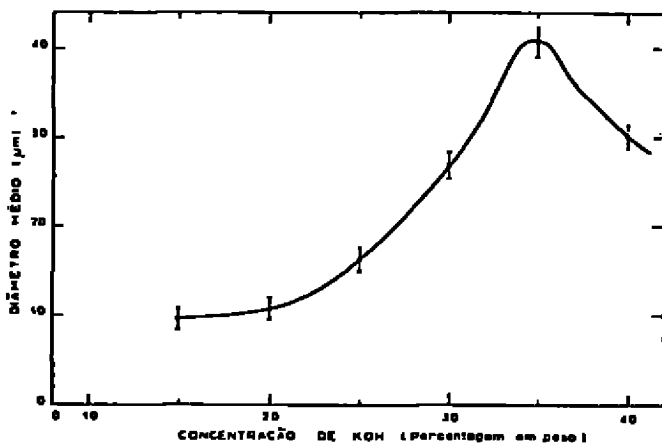


FIGURA 1: Diâmetro médio obtido em função da concentração de KOH em traços de microtel de 200 µm atacados a 25 °C sob tensão de 600V e 1KHz por 3 horas.

b) Tensão e Frequência

Como a força sobre os íons depende da tensão aplicada e a corrente através da câmara é uma consequência da natureza alternada desta tensão, estes parâmetros foram investigados. A variação do diâmetro do traço com a tensão aplicada foi investigada a uma frequência de 1 KHz mediante um ataque eletroquímico de 3 horas de duração com KOH a 30% à temperatura ambiente (Fig 2) assim como a influência da frequência na propagação do diâmetro do traço pela aplicação de uma tensão de 400 Volts também por 3 horas utilizando KOH nas mesmas condições anteriores (Fig.

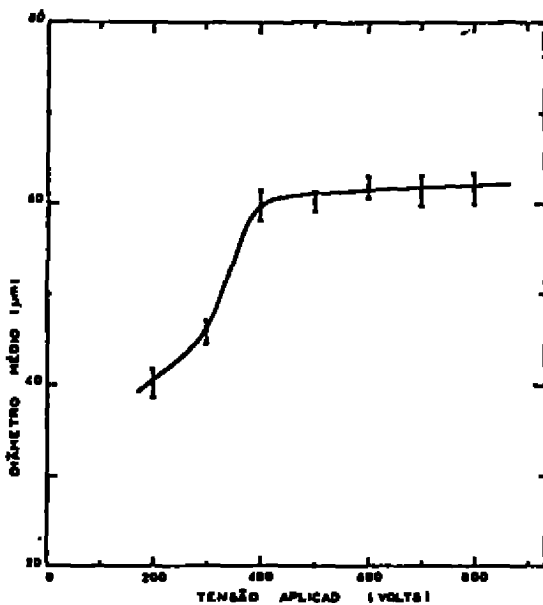


FIGURA 2: Diâmetro médio obtido em função da tensão aplicada em filmes de nitreto de 100 μm obtidos com soluções de NiCl₂ a 30% a 25°C, a uma frequência de 1,5 MHz por 3 horas.

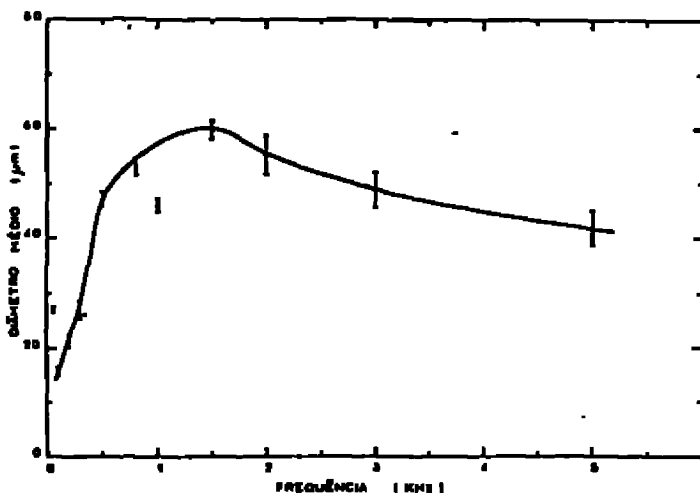


FIGURA 3: Diâmetro médio obtido em função da frequência da tensão aplicada em filmes de nitreto de 100 μm obtidos com soluções de NiCl₂ a 30% aplicando 400V por 3 horas à temperatura de 25°C.

3).

c) Tempo de Ataque

A influência do tempo de ataque na propagação do diâmetro do traço pode ser observada na Figura 4 que corresponde a um ataque eletroquímico à temperatura ambiente com KOH a 30% aplicando 400 V a 1,5 KHz.

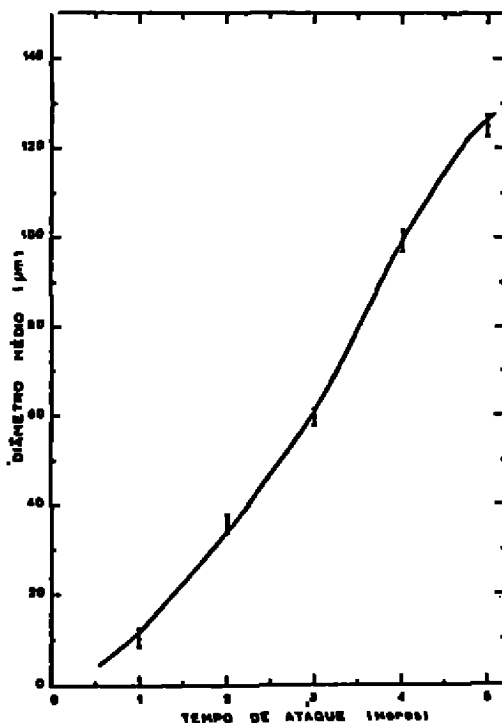


FIGURA 4: Diâmetro médio obtido em função do tempo de ataque em lâminas de alumínio de 200µm usando solução de KOH a 30% à temperatura de 25°C, usando 400V e 1,5 KHz.

d) Temperatura

A temperatura desempenha um papel importante pela alta taxa de ataque conseguida. Na figura 5 podemos observar a va

riação no diâmetro do traço para um ataque eletroquímico em que todas as condições são fixas variando-se somente a temperatura.

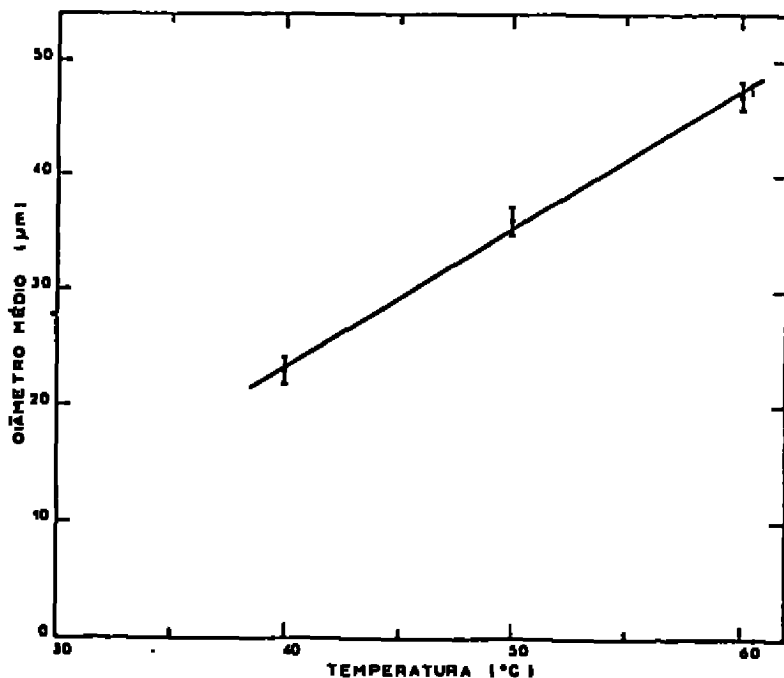


FIGURA 5: Diâmetro médio obtido em função da temperatura em μm ataque eletroquímico com KOH a 30%, aplicada 400V a 1,5 KHZ durante 1 hora

e) O Efeito da Densidade de Traços

Durante o desenvolvimento deste trabalho observamos que o diâmetro dos traços era influenciado pela sua proximidade um do outro. Para verificar esta influência, várias irradiações foram realizadas para densidades de traços diferentes, irradiando a folha detetora em contato com a fonte (feixe isotrópico) e com feixes colimados de até 10^6 traços/cm². Os resultados obtidos estão dispostos nas tabelas 1 para feixes isotrópicos e na tabela 2 para feixes colimados.

Tempo de Ataque Eletroquímico (Horas)	DENSIDADE DE TRAÇOS (τ/cm^2)			
	$5 \cdot 10^4$	10^5	$5 \cdot 10^5$	10^6
2	$25,2 \pm 2,7$	$25,1 \pm 3,3$	$19,0 \pm 3,1$	$14,0 \pm 1,8$
3	$42,0 \pm 4,1$	$29,2 \pm 4,1$	$23,2 \pm 4,1$	$27,5 \pm 3,9$
4	$54,2 \pm 6,0$	$46,3 \pm 4,2$	$31,5 \pm 2,5$	$29,0 \pm 4,4$
5	$49,3 \pm 4,2$	$50,7 \pm 4,0$	$34,2 \pm 3,2$	$29,5 \pm 2,4$

Tabela 1. - Diâmetro médio (μm) das imagens obtidas em Makrofol E de 200 μm de espessura irradiadas em contato com a fonte de ^{252}Cf para vários tempos de ataque em função da densidade de traços. Condições utilizadas: 400V a 1,5 kHz usando KOH a 30% à temperatura ambiente.

Densidade de Traços (τ/cm^2)	Diâmetro Médio (μm)
$1,2 \times 10^5$	$59,8 \pm 3,4$
10^5	$43,2 \pm 3,0$
10^4	$30,7 \pm 3,8$
10^3	$17,4 \pm 1,9$

Tabela 2. Diâmetro médio das imagens obtidas em Makrofol E de 200 μm de espessura utilizando um feixe colimado. Condições de ataque: 400V a 1,5 kHz usando KOH a 30% à temperatura ambiente.

6. DISCUSSÕES

Como pode ser observado na figura 1, o diâmetro médio do traço é uma função complexa da concentração do reagente. O uso de soluções com 15 a 30% de KOH tornam os traços mais bem definidos e completamente circulares no caso de fragmentos incluído normalmente no detetor excepto quando os traços estão próximos como será visto adiante. O uso de uma concentração de 30% deve-se a que acima destes valores também são revelados defeitos existentes no plástico, dificultando a distinção dos dois efeitos. Os defeitos no plástico estão sempre presentes e constituem um entrave ao uso eficaz desta técnica.

A tensão aplicada também desempenha papel importante no ataque eletroquímico. O diâmetro médio parece alcançar um valor constante a partir de 600 V, mas não foi possível uma investigação além de 800 V pela limitação da tensão fornecida pelo sistema. Também aqui a ampliação de defeitos no plástico levou a escolher uma tensão de 400 Volts para a maioria dos dados obtidos.

Como a presença de vazios e microvazios são citados como possíveis causas de fenômenos de arvoreamento em isolantes (5), foi recentemente proposto um pré-tratamento do detetor (8), considerando que estes defeitos ocorrem nos primeiros microns de superfície, conseguindo-se reduzir bastante estes defeitos. Outro fator importante e indesejável é a presença de bolhas na superfície do detetor causando efeitos de distorção do campo aplicado. Estas bolhas devem ser cuidadosamente eliminadas na montagem de detetores nas câmaras de ataque.

A variação observada no diâmetro em função da frequência aplicada (Fig. 3) pode ser explicada em termos do movimento do íon no local do traço - sendo este o mecanismo principal de aumento do traço.

Em baixas frequências, a velocidade dos íons é relativamente pequena e o traço não é bem desenvolvido. À medida que

a frequência aumenta, a amplitude do movimento do íon aumenta, resultando em maiores diâmetros. A partir de um certo valor de frequência, a mobilidade do íon não é suficientemente alta para o íon poder manter a sua amplitude de movimento na direção do campo elétrico. Em frequências muito altas, o íon praticamente não se move, levando a menores diâmetros para os traços.

O tempo de ataque também influencia bastante o ataque eletroquímico conduzindo a diâmetros de até 125 μm no presente caso. Todavia, este tempo é limitado pela espessura da folha detetora pois o ataque prolongado pode romper o detetor, levando à descarga elétrica contínua, danificando assim o material detetor.

Da mesma forma o aumento da temperatura do reagente permite a obtenção de grandes diâmetros em um menor tempo de ataque, o que é conveniente em muitas situações. Todavia, torna-se de certa forma inconveniente o uso de temperaturas acima da temperatura ambiente pela necessidade de equipamentos de controle de temperatura e pelo maior risco de ocorrência de descargas elétricas. Damos a seguir as condições consideradas adequadas para a realização do ataque eletroquímico usando KOH como reagente em Makrofol E de 200 μm de espessura:

Concentração de KOH	: 30% em peso
Tensão Aplicada	: 400 Volts
Frequência Aplicada	: 1,5 KHz
Tempo de Ataque	: 3 Horas
Temperatura	: 25°C

A realização de ataques eletroquímicos em amostras de densidade de traços superior a $1,2 \times 10^3 \text{ t/cm}^2$, utilizadas para o estudo dos diversos parâmetros, mostraram que a proximidade dos traços influenciam o seu desenvolvimento tanto no caso isotrópico como quando se utiliza um feixe colimado. Alguns casos isolados já tinham sido verificados para amostras de $1,2 \times 10^3 \text{ t/cm}^2$ e este efeito pode ser visto na Figura 6. Observa-se que com o aumento da densidade de traços o diâmetro médio diminui e o efeito de achatamento para traços próximos pode ser explicado consi-

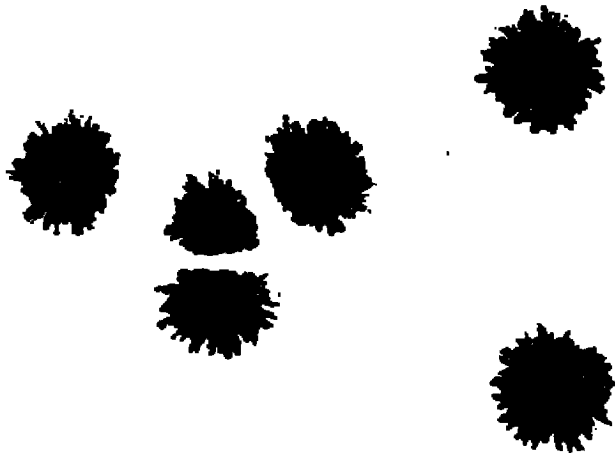


Figura 6 : Diâmetro do traço para 5 horas de ataque eletroquímico realizado com KOH a 30% a 25°C, aplicando-se 400V a 1,5 kHz. Observe-se a deformação dos traços devido à proximidade entre eles (250x).

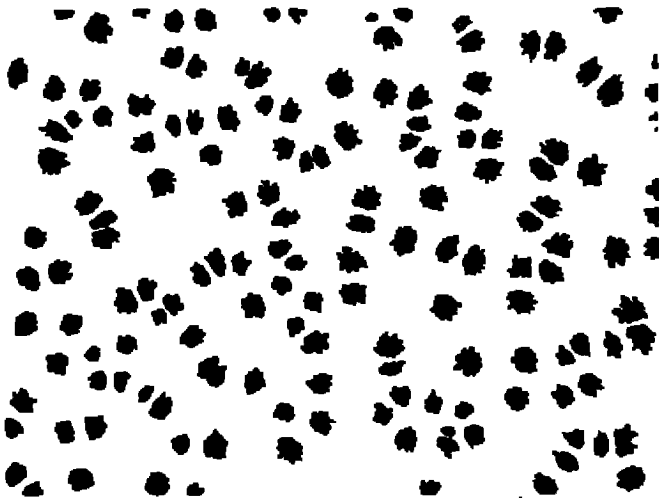


Figura 7 : Traços provenientes de um ataque eletroquímico com KOH a 30% a 25°C, aplicando-se 400V a 1,5 kHz durante 3 horas. Densidade de traços (feixe colimado): $10^6/\text{cm}^2$ (250x).

derando a interação e modificação do campo elétrico entre dois traços vizinhos. Este fenômeno foi observado também no detector plástico polímer CR-39 por Al-Najjar, Bull e Durani ⁽⁹⁾. Uma visão geral do aspecto dos traços após o ataque eletroquímico pode ser visto na figura 7 para uma densidade de traços de 10^5 t/cm².

A observação do detector irradiado isotropicamente com fragmentos de fissão mostra que além do achatamento devido à proximidade dos traços, um ataque eletroquímico eficaz depende do ângulo com que o fragmento incide sobre o detector. Nos ângulos de incidência rasantes (menores que aproximadamente 30°), os traços sofrem somente um ataque químico.

A técnica de ataque eletroquímico dos detectores SSTD pode ser de grande utilidade se for empregada para o simples registro e contagem de partículas sem a necessidade de discriminar entre partículas de diversas energias. Em situações de baixa taxa de contagem, porém, um tratamento preliminar do material detector é necessário por causa do registro de contagens espúrias devido a defeitos na superfície dos materiais.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- (1) - Young, D.A. - Nature 182 (1958) 375.
- (2) - Silk, E.C.H. e Barnes, R.S. - Phil. Mag. 4 (1959) 970.
- (3) - Price, P.B. e Walker, R.M. - Phys. Rev. Letters 3 (1962) 113.
- (4) - Fleischer, R.L., Price, P.B. e Walker, R.M. - "Nuclear Tracks in Solids, Principles and Applications" - University of California Press, Berkeley (1975).
- (5) - Eichhorn, R.H. - IEEE, Trans on Electrical Insulation EI 6 (1976) 2.
- (6) - Tommasino, L. - CNEN Report RT/PROT (71), 1, 1970.

(7) - Oliveira, S.S. - Tese de Mestrado - DEN/UFPe, 1979.

(8) - Hassib, G.M. - Nuclear Tracks 3 (1979) 45.

(9) - Al-Hajjar, S.A.R., Bull, R.K. e Durani, S.A. - Nuclear Tracks - Vol. 3 (1979) 169.

ESTADO ATUAL DO SISTEMA DE AQUISIÇÃO DE DADOS DO

ACELERADOR LINEAR - IFUSP

O PDP11/45 do Laboratório do Acelerador Linear - IFUSP está acoplado a dois equipamentos de medida : um multicanal Northern de 8142 canais com dois ADC's, e um sistema CAMAC de um bastidor. Existe ainda um multicanal ORTEC de 1024 canais cujo conteúdo pode ser transferido para o PDP via fita de papel perfurada. O controle destes equipamentos pode ser feito pelos programas da tabela abaixo :

<u>Sistema Operacional</u>	<u>Programa</u>	<u>Função</u>
DOS - disk operating System - 1 usuário sô	ESPEC	- manuseio do Northern (transferência de espectros e controle de medida) - espectros unidimensionais via CAMAC - visualização de espectros no terminal gráfico
	LEFITA	- lê fita de papel do ORTEC e do NORTHERN. Cria arquivos compatíveis com ESPEC.
	SAQUE	- conjunto completo de rotinas de aquisição multiparamétrica em modo histograma e fila, para CAMAC - não suporta o Northern
RSX11M - sistema multiusuário - tempo real	MULTI	- faz tudo que o ESPEC faz - permite uso mais extensivo do CAMAC (não apenas levantar espectros) - a aquisição pode ser feita sem pedir outros usuários de rodarem programas de análise.

O suporte para DDS não está mais sendo desenvolvido, pois todo o esforço está agora concentrado sobre o RSX11M, sistema operacional que deverá entrar em funcionamento permanente a partir do fim deste ano. Atualmente, o uso do PDP se divide entre os sistemas DOS e RSX11M, de acordo com o usuário.

O SAQUE está sendo feito para o RSX11M, com mudanças para o uso do hardware que está para chegar, e as características do novo sistema operacional.

Experiências em andamento

Além das medidas tradicionais (espectros no Northern, controlado pelo ESPEC, no DOS), desde fins de Junho, o MULTI (do RSX11M) vem sendo utilizado à noite para medida de correlação angular, com o CAMAC. MULTI controla a mesa, mudando a posição em intervalos fixados pelo usuário, lendo a posição, transferindo para o disco os espectros adquiridos, e o conteúdo de escalímetros CAMAC. Este processo é totalmente controlado pelo PDP-CAMAC, e ainda é possível a um ou dois usuários processarem programas em paralelo, sem perturbar a medida.

Perspectivas futuras

Até o fim do ano (novembro, em princípio) deverão chegar os seguintes equipamentos :

- 1 disco de 28 Mbytes (RK07)
- memória MOS (256 Kbytes) (atualmente, temos 56 Kbytes)
- unidade de gerenciamento de memória (KT11)
- 1 terminal gráfico Tektronix 4010
- 1 interface multiplexada de 8 linhas (DZ11)
- 1 branch driver microprogramável com 4096 palavras, para controle de até 7 bastidores CAMAC
- vários módulos CAMAC

Prevê-se ainda interfacear o PDP ao B6700 da USP

Com a entrada em funcionamento deste equipamento, sob o sistema RSX11M, poderemos ter um uso mais intenso do CAMAC, atualmente limitado pela falta de memória e espaço de disco, permitindo vários usuários simultaneamente.

ATIVIDADES DO LABORATÓRIO DE METROLOGIA NUCLEAR DO IPEN
C. Renner, M.S. Dias, M.F. Koskinas
Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, São Paulo

Resumo

Há vários anos vem sendo desenvolvido no IPEN um Laboratório de Metrologia Nuclear, cuja principal finalidade é a determinação de atividade de radionuclídeos objetivando o fornecimento de padrões de fontes e soluções radioativas.

Neste trabalho são descritas a potencialidade atual do laboratório, bem como os sistemas de medidas instalados, as faixas de atividades mensuráveis e os radionuclídeos já padronizados.

A confiabilidade dos métodos de medida vem sendo analisada por meio de comparações internacionais periódicas propostas pelo BIPM (Bureau International de Poids et Mesures). Os resultados dessas comparações são também mostrados de forma compilada.

Introdução

O Laboratório de Metrologia Nuclear (LMN) foi criado há alguns anos na Área de Física Nuclear do Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares (IPEN) com a finalidade principal de se desenvolver métodos de padronização de atividade de radionuclídeos. Um dos propósitos do laboratório é o fornecimento de padrões de atividade em alta precisão à usuários do próprio IPEN e de outras instituições conforme solicitação.

Para as determinações de atividade, quer seja de fontes ou soluções radioativas, temos instalados diversos sistemas de medida que podem ser agrupados em dois segundo o método básico de medida, a saber:

1- Sistemas de medida absoluta. Esses sistemas caracterizam-se pela possibilidade de se determinar a atividade sem necessidade do conhecimento das eficiências dos detectores. A técnica empregada é a de coincidência β - γ e temos dois sistemas de coincidência que utilizam detectores proporcionais a gás fluente em geometria 4π e cintiladores de NaI(1) de

3"x3". As precisões alcançadas nas determinações de atividade são da ordem de 99,95%. O limite superior de atividade é da ordem de 0,1 μ Ci para fontes e - 20 μ Ci/grama no caso de soluções radioativas.

2- Sistemas de medida relativa. As eficiências dos detectores são determinadas experimentalmente por meio de fontes ou soluções radioativas padronizadas nos sistemas absolutos. O LMN possui os seguintes sistemas de medidas relativas:

- câmara de ionização de poço pressurizada: adequada para nuclídeos emissores gama. A precisão alcançada é da ordem de 99,8% e a faixa de atividade mensurável vai de alguns microcuries até dezenas de millicuries.
- câmara de ionização à pressão atmosférica: adequada tanto para nuclídeos emissores gama como também beta puro. No presente, as precisões alcançadas não são superiores a 98% mas podem ser melhoradas. A faixa de atividade mensurável vai de dezenas de microcuries até centenas de millicuries.
- Ge-Li com geometria definida: apropriado para medidas de atividade de fontes sólidas emissoras de radiação gama com energia superior a ~ 50 keV. A precisão alcançada é da ordem de 98% e a faixa de atividade mensurável vai de décimos de microcuries até dezenas de microcuries.
- Si-Li com geometria definida: apropriado para medidas de atividade de fontes sólidas de nuclídeos que emitem raios-X, ou gama de baixa energia. A precisão alcançada é da ordem de 98% e a faixa de atividade mensurável vai de alguns microcuries até alguns millicuries.

Descrição dos Sistemas de Medida de Atividade

1- Sistema de Medida Absoluta por Coincidência $4\pi\beta\gamma$:

A técnica de medida por coincidência $\beta\gamma$ como método de padronização absoluta, é bem conhecida e tem sido analisada exhaustivamente por diversos autores ^{(1), (2)}.

A principal vantagem desse método reside no fato de que a atividade de uma fonte radioativa é determinada diretamente por meio de contagens observadas sem a necessidade de se conhecer as eficiências dos detectores. Como consequência, obtêm-se altas precisões nas medidas (- 99,95%).

A fig. 1 mostra o esquema dos nossos sistemas. Temos um detector proporcional a gás fluente onde podem ser detectadas partículas β, α, χ . A tensão de operação é de 2000 V. Acoplados a esse detector temos dois cintiladores de NaI(Tl) de 3"x3" onde são detectadas as radiações γ . O registro das contagens β, α ou χ é feito em uma via; as contagens γ em outra via e numa terceira são registradas as contagens $\beta-\gamma$ em coincidência.

Para o caso de um nuclídeo com esquema de desintegração bem simples como o de uma emissão β seguida de uma transição γ , a atividade da fonte é dada por:

$$N_0 = \frac{N_\beta \cdot N_\gamma}{N_c} \cdot \frac{\overline{\epsilon_\beta \epsilon_\gamma}}{\overline{\epsilon_\beta} \overline{\epsilon_\gamma}}$$

onde:

N_0 = atividade da fonte

N_β = contagens observadas na via β , corrigidas para tempo morto e "background"

N_γ = contagens observadas na via γ , corrigidas para tempo morto e "background"

N_c = contagens em coincidência corrigidas para eventos espúrios e "background"

$\overline{\epsilon_\beta}$ = eficiência média do detector β integrada sobre a extensão da fonte

$\overline{\epsilon_\gamma}$ = eficiência média do detector γ integrado sobre a extensão da fonte

$\overline{\epsilon_\beta \epsilon_\gamma}$ = é a média do produto das eficiências anteriores.

No caso em que uma das eficiências se mantém constante para todos os

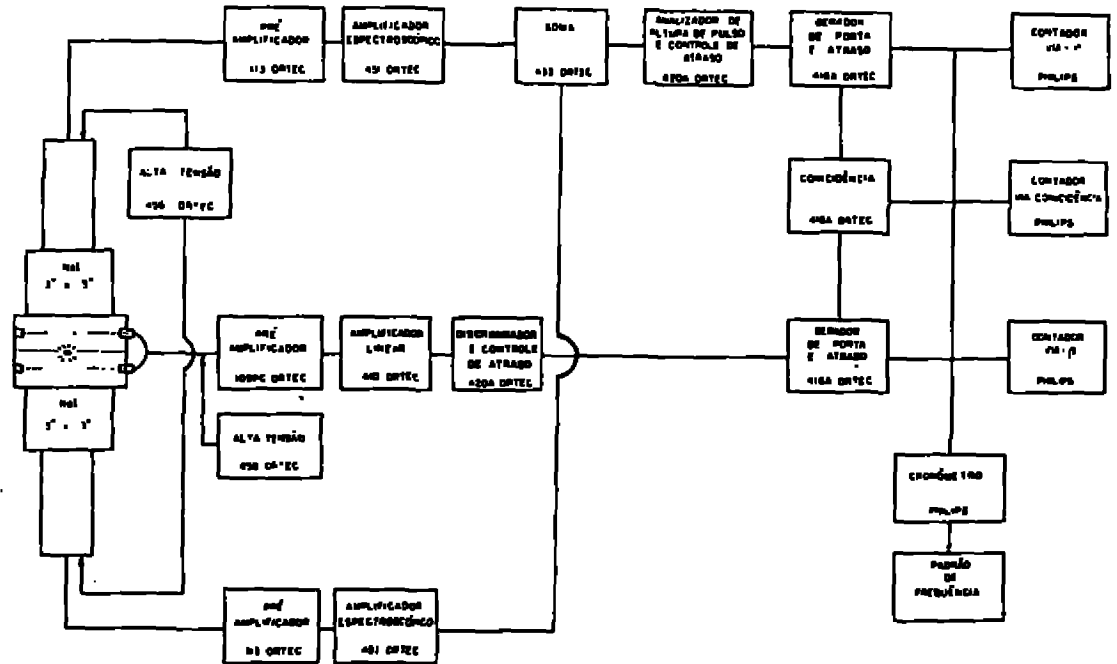


DIAGRAMA DE BLOCO DO SISTEMA DE COINCIDÊNCIA $4\pi\beta-\gamma$
 INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES
 LABORATÓRIO DE METROLOGIA NUCLEAR

Figura 1

pontos da fonte, as eficiências da expressão acima se cancelam. Esta condição é facilmente obtida para o detector de NaI(Tl), uma vez que a fonte seja de pequena dimensão. A atividade será, então, obtida pela relação simples:

$$N_0 = \frac{N_B N_Y}{N_C}$$

Para o caso de esquemas complexos, a relação acima deixa de ser válida sendo necessária a introdução de correções ^{(1), (2)}, as quais podem se tornar desprezíveis quando uma das eficiências(β) for alta. Essas correções são obtidas experimentalmente, pelo método da variação da eficiência β , utilizando-se absorvedores especiais. Como essas correções são determinadas experimentalmente, continuamos a manter a precisão desejada mesmo no caso em que a eficiência β é baixa. Neste caso, devemos aumentar a precisão na determinação dessas correções o que torna a padronização mais demorada.

Para obtermos uma alta eficiência β são necessários cuidados especiais na preparação das fontes.

Utilizamos suportes de VYNS de aproximadamente $10\mu\text{g}/\text{cm}^2$ confeccionados no próprio laboratório. Sobre esses suportes depositamos uma camada de aproximadamente $20\mu\text{g}/\text{cm}^2$ de ouro para tornar o suporte condutor.

Alíquotas da solução a ser padronizada são depositadas em vários desses suportes por meio de um picnômetro de polietileno que possui um capilar fino de modo a reduzir a evaporação durante a pesagem. A massa depositada em cada uma das fontes é obtida em uma balança METTLER M5 SA pela diferença de massa do picnômetro antes e depois da deposição. A massa depositada em cada fonte é da ordem de 20 a 50mg. Um agente químico (Cystat SN) é depositado na fonte para minimizar a formação de cristais durante a secagem feita em jato de nitrogênio quente (-45°C). Por meio deste procedimento alcançamos eficiência β da ordem de 95% para o ^{60}Co , por exemplo.

Por problemas de saturação dos detectores, a atividade de cada fonte não deve ser superior a 0,15µCi. Este fato impõe um limite superior na atividade específica da solução a ser padronizada. No caso em que essa atividade supera a desejada, procedemos a diluições da precisão. As soluções diluídas são padronizadas e a atividade da matriz é obtida por meio dos fatores de diluição, sendo feitas várias diluições para podermos obter uma boa precisão na medida.

Resultados das Comparações Internacionais de Atividade

A confiabilidade das padronizações tem sido verificada por meio de comparações internacionais de atividade propostas pelo BIPM (Bureau International de Poids et Mesures - França). Esse laboratório escolhe periodicamente um radionúclídeo para ser padronizado e distribuído, a todos os laboratórios interessados, ampolas com solução provenientes de uma mesma matriz. Cada participante determina a atividade dessa solução e envia o resultado ao BIPM que se encarrega da sua análise e publicações.

A partir de 1975, quando assumimos as atividades do LNM participamos das duas comparações propostas.

Em 1976 foi proposta a comparação do ^{139}Ce . O nosso resultado comparado aos dos outros participantes (tabela I) são vistos na fig. 2 extraída do Rapport BIPM-77/3. Para uma melhor avaliação transportamos para a tabela II o valor por nós encontrado comparado aos dos laboratórios principais. Notamos que os valores concordam dentro do erro experimental.

Em 1978 foi proposta a comparação do ^{134}Cs . Os resultados são vistos na fig. 3 extraída do Rapport BIPM-80/2. Os resultados dos laboratórios principais e os nossos são vistos na tabela III. Podemos notar que existe uma ótima concordância entre eles.

Em 1976 fizemos também uma intercomparação de atividade do ^{60}Co com o sistema de referência do BIPM. Neste caso, utilizamos o procedimento in

Tabela I

Lista dos participantes das Comparações Internacionais

		<u>Nomes dos responsáveis pelas medidas</u>
AAEC	Australian Atomic Energy Commission, Lucas Heights, Australia	G.C. Lowenthal
AECL	Atomic Energy of Canada Limited, Chalk River, Canada	J.S.Merritt, F.H. Gibson, J.G.V. Taylor
AIEA	Agence Internationale de l'Energie Atomique, Vienna, Austria	H. Houtermans, E. Wehrstein
ASMV	Amt für Standardisierung, Messwesen und Warenprüfung, Berlin, German Democratic Republic	E. Schönfeld
BARC	Bhabha Atomic Research Centre, Trombay, India	S. Nagpal, P.K. Srivastava
BCMN	Bureau Central de Mesures Nucléaires d'Euratom, Geel, Belgium	I. Goodier, E. Celen, W. Zahner
BIPM	Bureau International des Poids et Mesures, Sèvres, France	C. Colas, C. Vayradier
ETL	Electrotechnical Laboratory, Tokyo, Japan	O. Yura, Y. Kawada
IBJ	Instytut Badán Jadrowych, Swierk, Poland	P. Zelazny
IEA	Instituto de Energia Atômica, Pinheiros-São Paulo, Brazil	Cl. Renner
IER	Institut d'Electrochimie et de Radiochimie de l'Ecole Polytechnique Fédérale, Lausanne, Switzerland	J.-J. Gostaly
IHM	Institut de Métrologie D. I. Mendéïev, Leningrad, USSR	A.A. Konstantinov, T.E. Sazonova. S.V. Sepman

Tabela I - cont.

		<u>Nomes dos responsáveis pelas medidas</u>
IPA	Institut de Physique Atomique, Bucarest, Romania	L. Grigorescu, M. Sahagia, G.Lates
IRK	Institut für Radiumforschung und Kernphysik, Vienna, Austria	H. Friedmann, F. Hernegger, G. Winkler
LMRI	Laboratoire de Métrologie des Rayonnements Ionisants, Saclay, France	J. Bouchard, R. Vatin
NBS	National Bureau of Standards, Washington, D.C., USA	R.L.Ayres, A.T. Hirshfeld, D.D. Hoppes, L.M. Cavallo
NIM	National Institute of Metrology, Beijing, China	Yu Kuf-fāng, Zhōu Kē-qīn, Song-Li, Fang Yu-Sheng, Li Gen-chang, Chen Di-an
NPL	National Physical Laboratory, Teddington, United Kingdom	M.J. Woods, Armstrong, Brown, Lucas, D. Smith, A. Parr
NPRL-NAC	National Physical Research Laboratory, Pretoria, South Africa	J. Steyn, S.M. Botha
NRC	National Research Council of Canada, Ottawa, Canada	G.C. Bowers, A.P. Baerg
OMH	Országos Mérésügyi Hivatal, Budapest, Hungary	A. Szőrényi
PTB	Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig, German Federal Republic	K.F. Walz
SCK	Studiecentrum voor Kernenergie, Mol, Belgium.	C. Ballaux, P. Willeborts
UVVVR	Ústav pro výzkum, výrobu a využití radioisotopu, Prague, ČSSR	J. Pich, J. Zderadčeka

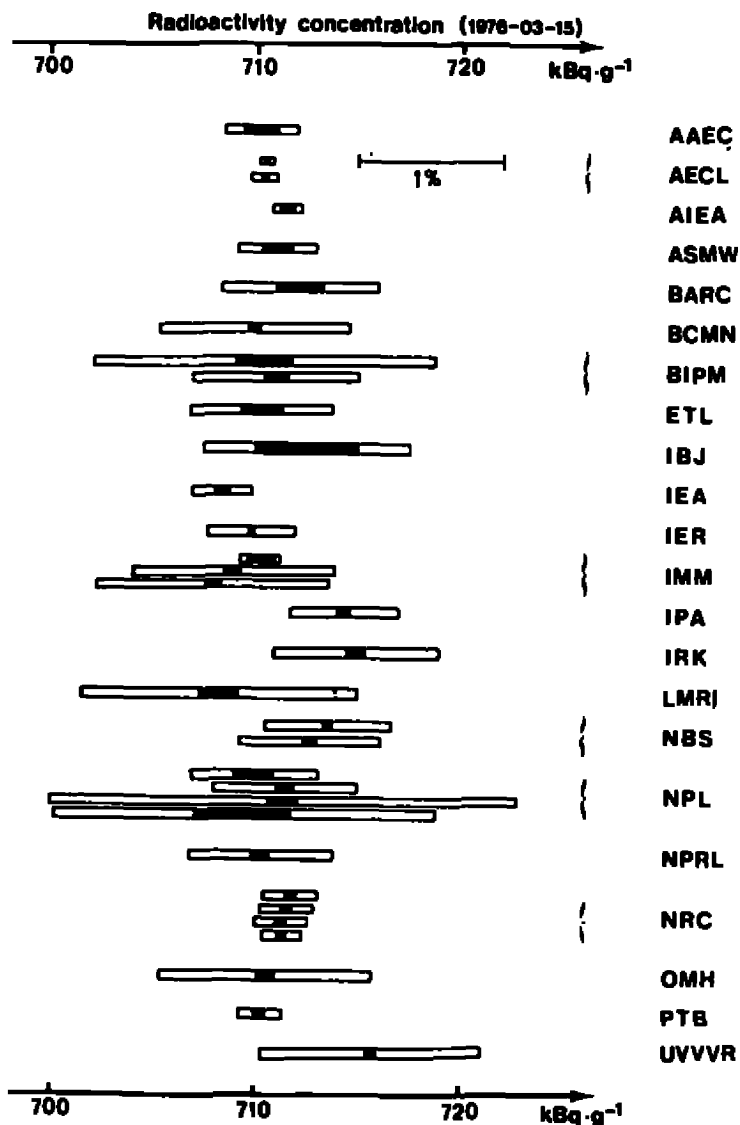


Fig. 2- Resultados da Comparação Internacional de Atividade do ^{139}Ce (extraído do Rapport BIPM-77/3). A sigla IEA apresenta nosso resultado.

Tabela II

ComparaçãO internacional de atividade do ^{139}Ce - valores encontrados pelo LMN (IPEN) e laborat6rios principais

ConcentraçãO radioativa kBq/mg (15/3/76 - Out)	Incerteza kBq/mg	Laborat6rio
708,5	1,8	IPEN
713,73	3,23	NBS
712,86	3,68	NBS
710,1	4,0	NPL
711,6	3,9	NPL
710,48	9,66	BIPM
711,08	4,57	BIPM

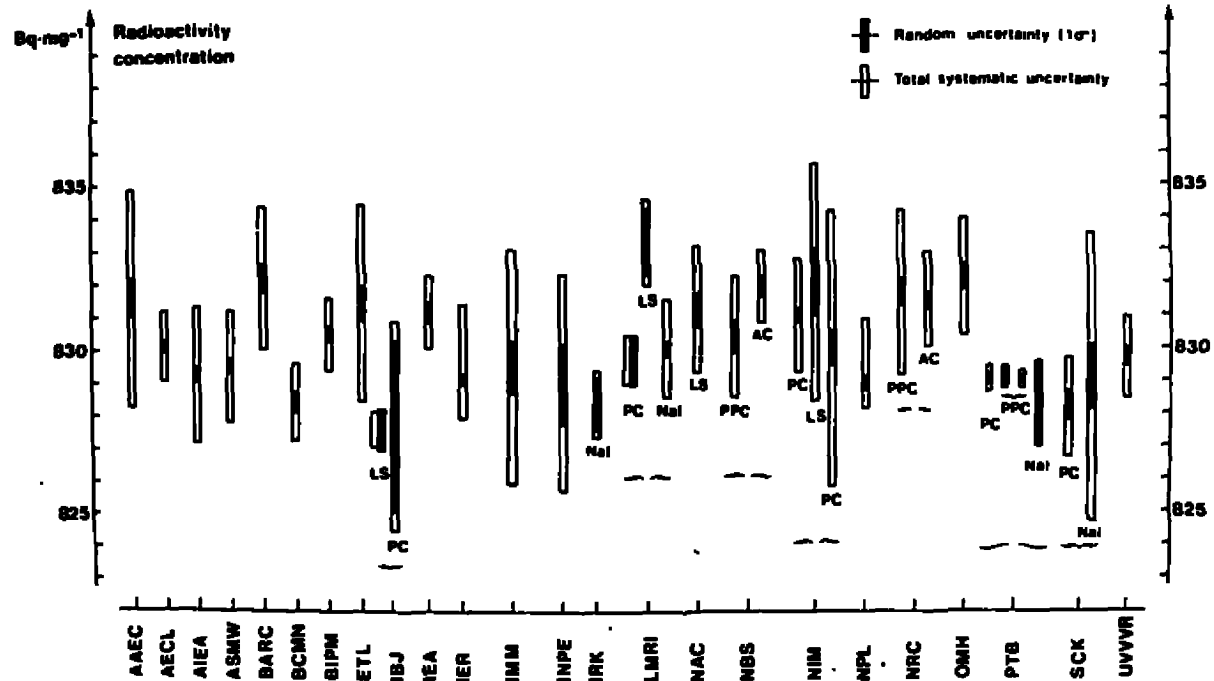


Fig. 3- Resultados da Comparação Internacional de Atividade do ¹³⁴Cs (extraído do Rapport BIPM-80/2) .
A sigla IEA representa o nosso resultado.

Tabela III

Comparação Internacional de atividade do ^{134}Cs - valores encontrados pelo LMN(IPEN) e laboratórios principais

Concentração radioativa kBq/mg (15/10/80 OUT)	incerteza kBq/mg	Laboratório
831,7	1,1	IPEN
830,6	1,1	IPEN
830,33	1,85	NBS
831,83	1,11	NBS
828,93	+ 1,9	NBL
	- 0,8	NBL
830,46	1,1	BIPM

verso aos anteriores. A solução de ^{60}Co foi por nós produzida e padronizada e em seguida enviada em 2 ampolas ao BIPM para aferição. O resultado desta intercomparação é visto na tabela IV. Podemos notar uma ótima concordância entre os dois resultados.

Como uma padronização completa exige um tempo longo de medida (- 2 meses) o sistema de coincidência se torna inadequada para padronizações de rotina. Por esta razão, procuramos efetuar a transferência dos padrões de atividade para sistemas de medida relativa onde as calibrações de atividade são mais simples e mais rápidas.

Tabela IV

Intercomparaçāo de atividade do ^{60}Co com o BIPM

Laborat3rio	Nº da ampola	Atividade kBq	Incerteza %	Refer3ncia
IPEN	1	189,39	0,14	15.06.76
BIPM	1	189,50	0,06	"
IPEN	2	193,75	0,14	"
BIPM	2	193,78	0,06	"

2- Sistemas de Medida Relativa com Câmaras de Ionização de Poço:

As câmaras de ionização de poço são os detectores mais adequados para calibrações de soluções radioativas em rotina por várias razões: alta estabilidade no tempo, alta reprodutibilidade, baixa dependência geométrica, faixa grande de atividades mensuráveis, simplicidade na preparação da amostra e rapidez na medida.

A alta estabilidade e reprodutibilidade permitem que as determinações de atividade mantenham a mesma precisão do padrão com que a câmara foi calibrada. A eficiência da câmara é obtida a partir da relação entre corrente de ionização e atividade da fonte. Assim, é de fundamental importância a escolha de um método apropriado para se medir a corrente.

Temos duas câmaras de ionização no laboratório:

- 1- Câmara pressurizada a 20 atm de argônio (modelo IG12/A20, 20th Century Electronics Ltd.).
- 2- Câmara de ar livre (modelo 1383A- National Physical Laboratory), cujas descrições serão feitas em seguida:

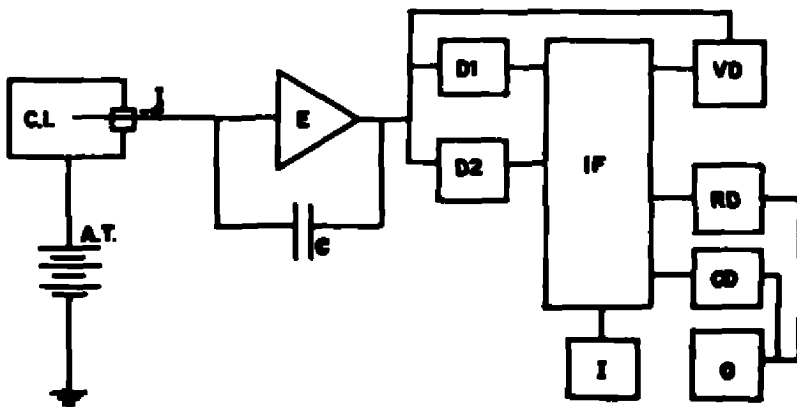
2a. Câmara Pressurizada:

O sistema de medida⁽³⁾ acoplado a esta câmara foi projetado em colaboração com o setor de eletrônica do IPEN (CPI0-AIE). Um esquema desse sistema é visto na fig. 4. A corrente de ionização criada no volume sensível da câmara, carrega o capacitor C de alta estabilidade. São registrados dois valores de tensão V_1 e V_2 prefixados e o intervalo de tempo decorrido, ΔT . A corrente é obtida por:

$$I = C \frac{V_2 - V_1}{\Delta T}$$

Como se trata de uma medida relativa, torna-se desnecessário o conhecimento preciso do valor de C.

Essa câmara foi calibrada com padrões de soluções radioativas obtidos com os sistemas de coincidência. A tabela V mostra a relação dos nucl[ídeos]



- CI - câmara de ionização
- C - capacitor
- E - eletrômetro
- D1,D2- discriminadores de tensão
- IF - Interface de controle
- I - Impressora
- VD - voltímetro digital
- RD - relógio digital
- CD - cronômetro digital
- O - oscilador

Fig. 4 - Esquema do sistema de medida com câmara de ionização.

Tabela V

Nuclídeos empregados na determinação da eficiência
da câmara de ionização pressurizada

Nuclídeo	Energias principais (keV)	T _{1/2}
¹³⁹ Ce	165,85	137,65 dias
²² Na	1274,6	2,602 anos
⁶⁰ Co	1173,22 1332,51	5,272 anos
¹³⁴ Cs	569,35 604,64 795,84	2,061 anos
⁵⁴ Mn	834,81	312,3 dias
²⁴ Nb	2754,03 1391 1368,54	15,005 horas
¹⁹⁸ Au	411,80	2,696, dias
²⁴¹ Am	59,54	433 anos
⁴² K	1524,6 312,6	12,360 horas

deos empregados. As atividades dos nuclídeos que estão relacionados nessa tabela são obtidas por método direto. Por meio deles construímos a curva de eficiência⁽³⁾ dessa câmara vista na fig. 5, que relaciona a corrente com intensidade gama em função da energia. Por meio dessa curva podemos determinar a atividade de qualquer radionuclídeo que não esteja relacionado na

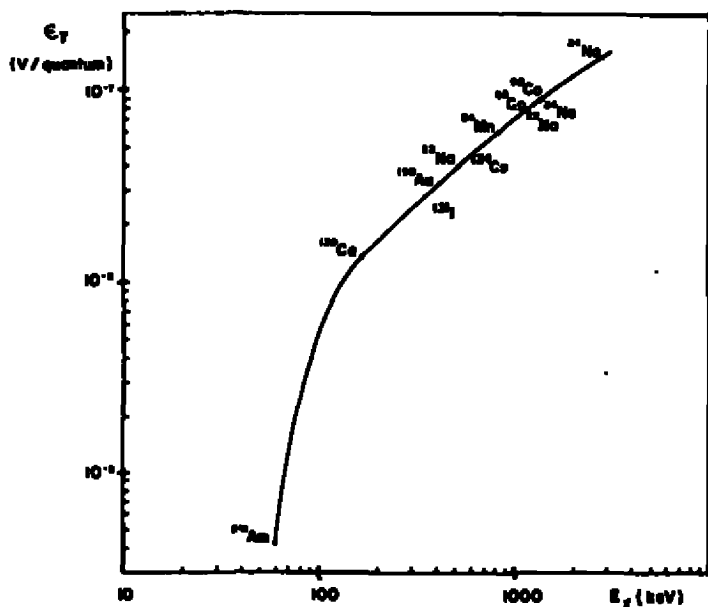


Fig. 5 - Curva de eficiência da câmara de ionização pressurizada.

tabela V, bastando afastar a interpolação na curva de eficiência para as energias do nuclídeo em questão. É evidente que a precisão na atividade dependerá da precisão com que se conhecem os parâmetros do esquema de desintegração. A faixa de atividade mensurável dessa câmara vai de poucos microcuries até dezenas de millicuries.

Estamos no momento analisando com que precisão podemos estender a curva de eficiência (obtida para fontes na forma de solução) para o caso de fontes sólidas.

2b. Câmara à pressão atmosférica:

Essa câmara permite a determinação de atividades numa faixa mais alta do que no caso da pressurizada. Podemos medir desde dezenas de microcuries até centenas de millicuries. Essa câmara já veio calibrada pelo National Physical Laboratory para alguns nuclídeos com baixa precisão (- 95% a 98%). Pretendemos recalibrá-la brevemente com precisão melhor.

3- Ge-Li:

Esse detector tem um volume de $\sim 50\text{cm}^3$ e uma resolução de 2,2 keV para a energia de 1332 keV. Montamos um arranjo com 5 prateleiras fixas cujas distâncias ao detector variam de 1,5cm a 13,5cm. A curva de eficiência foi determinada ⁽⁴⁾ relacionando-se a área sob o fotopico com a intensidade de gama da fonte. As curvas obtidas para cada prateleira e a relação dos nuclídeos empregados são vistas na fig. 6. As precisões alcançadas são da ordem de 98% e a faixa de atividade mensurável vai de alguns décimos até dezenas de microcuries.

4- Si-Li:

Esse detector tem uma área de 28mm^2 e espessura de 5,2mm. Como no caso anterior, montamos um arranjo com prateleiras fixas e determinamos a eficiência ⁽⁵⁾ usando fontes padrões de ^{241}Am , ^{133}Ba e ^{137}Cs . Pelos resultados das curvas de eficiência em diversas distâncias fizemos uma extrapolação para obtermos as eficiências para feixes paralelos. Essa curva é vista na fig. 7. As atividades mensuráveis vão de alguns microcuries até dezenas de millicuries. A precisão na atividade neste caso, depende muito da energia do raio X e espessura da fonte.

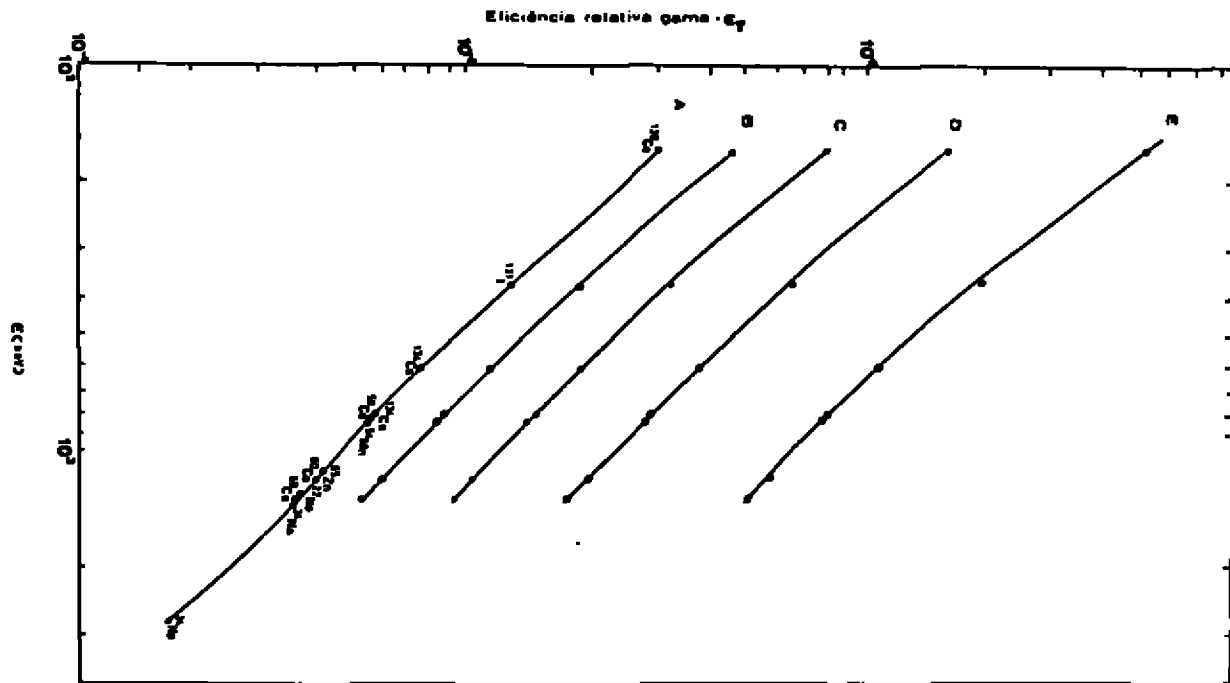


Fig. 6 - Curva de eficiência do detector Ga-Li.

Curva A	-	distância fonte detector	=	13,5cm
" B	-	" "	=	10,5cm
" C	-	" "	=	7,5cm
" D	-	" "	=	4,5cm
" E	-	" "	=	1,5cm

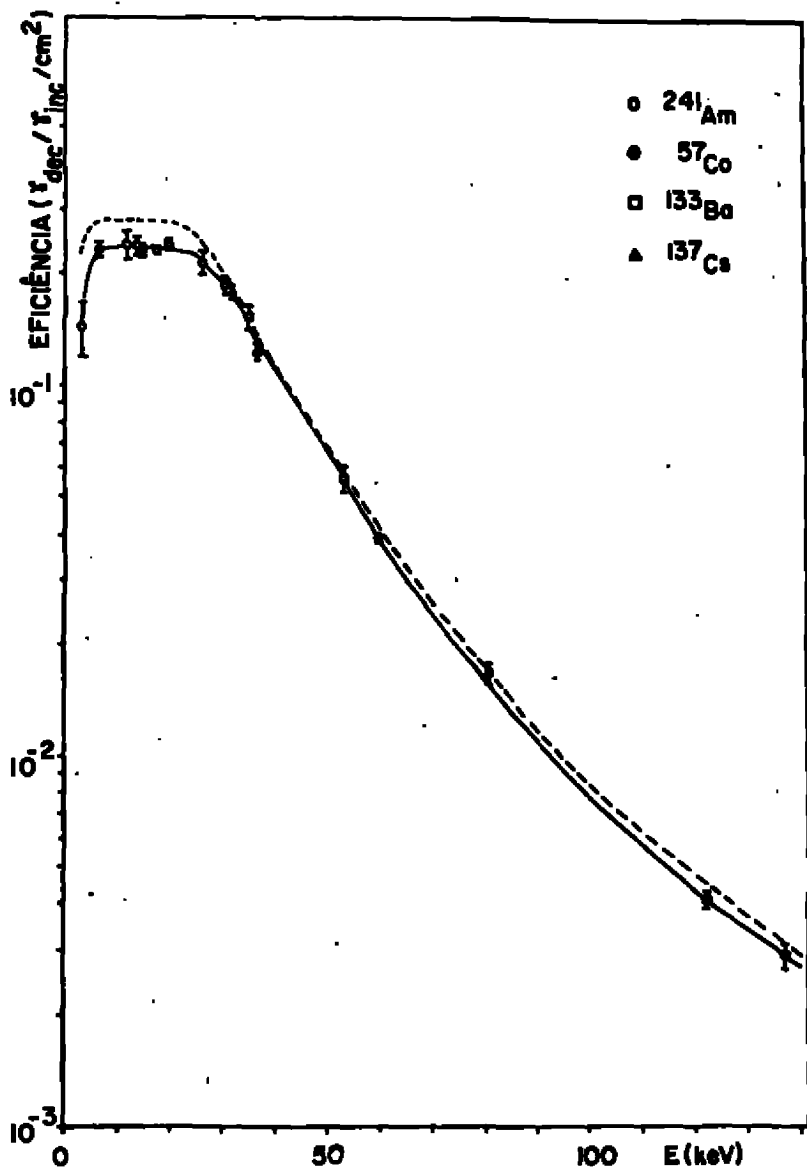


Fig. 7 - Curva de eficiência do detector de Si-Li para feixes paralelos.

Curva tracejada - curva teórica calculada com as especificações do detector fornecidas pelo fabricante.

Curva sólida - curva ajustada utilizando parâmetros obtidos experimentalmente.

Os sistemas desenvolvidos e atualmente instalados no Laboratório de Metrologia Nuclear da Área de Física Nuclear do IPEN possibilitam a padronização de atividade em alta precisão para a maioria dos radionuclídeos. Pretendemos no futuro instalar um novo sistema de coincidência com detector proporcional projetado especificamente para o caso de emissões de radiação gama de baixa energia. Será, também, projetado e instalado um sistema de coincidência que utiliza detector de cintilação líquida, adequado para emissores beta de baixa energia.

Saíentamos ainda que, em consequência do LMN estar equipado para a determinação de atividades de radionuclídeos, duas outras pesquisas estão sendo desenvolvidas, paralelamente, a saber:

- 1- Determinação de espectro e fluência de nêutrons pela técnica de ativação de folhas ⁽⁴⁾, ⁽⁶⁾.
- 2- Determinação de intensidade de fontes de nêutrons pela técnica do banho de sulfato de manganês. Este trabalho consiste em se determinar o número de nêutrons emitidos por intermédio da atividade por eles induzida no ⁵⁵Mn, pela reação ⁵⁵Mn(n,γ)⁵⁶Mn.

Referências

- (1) - The Standardization of Radioisotopes by the Beta-Gamma Coincidence Method Using High Efficiency Detectors - P.J. Campion, Inst. Journal of Appl. Rad. Isotopes, 1959 V.4 pp. 232-248.
- (2) - Measurement of Radioactive Disintegration Rate by the Coincidence Method - A.P. Baerg, Metrologia, 1966, Vol. 2 pp. 23-31.
- (3) - Calibração de um Sistema de Câmara de Ionização de Poço ^{4π}-γ para Medidas de Atividade de Radionuclídeos, Mauro da S. Dias, dissertação de Mestrado, IEA-DT-087 (1978).
- (4) - Medida de Fluxo Térmico, Epitérmico e Rápido no Reator IEA-RI pelo Método de Ativação de Folhas, Marina F. Koskinas, dissertação de Mestrado, IEA-DT-117, 1979.

- (5) - Curva de Calibração de um Espectrômetro de Si-Li, Mauro da S. Dias, a ser publicado.
- (6) - Flux measurements of thermal and fast neutrons at locations available for sample irradiation in the IEA-RI facility. C. Renner, M.S.Dias, A. Ortega. Pub. IEA-456 (1976).

TRAPPING EFFECT ON THE RESOLUTION OF Ge(LI) DETECTORS

L. Venturini and A. A. Suarez

Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, C.P.11049 - Pinheiros,
São Paulo - Brasil

ABSTRACT

This work describes the measurement of the resolution variation of a Ge(Li) detector as a function of irradiation position by a collimated gamma-ray beam. Also the resolution dependence has been measured as a function of the detector applied voltage, using collimated and non-collimated gamma-ray beam.

The measurements indicate that in the charge collection process, loss of holes predominates and the best resolution is obtained in the middle of the compensated region. The dependence of the resolution on the irradiation position can be accounted for by introducing a local ionization factor different from the usual position independent Fano factor.

INTRODUCTION

The Germanium crystals used in the fabrication of Ge(Li) detectors present structural defects and chemical impurities in such amount that can change the properties of pure Germanium.

These imperfections are not totally eliminated even using specific crystal growing techniques(1) and chemical compensation of the Ge crystal. These imperfections give rise to allowed energy levels at the Ge forbidden gap and can act as electron-hole recombination centers or charge carriers trapping centers. So, the number of collected charges changes breaking down the proportionality between the amount of collected charge and the energy absorbed in the detector. Once the energy bands are properties of the entire crystal and the imperfection centers are localized, there is a dependence of the resolution on the irradiation position.

As the imperfections distribution depends on the detector fabrication process, one can expect a change in the resolution dependence for the used detector. Thus, when using collimated beam in measurements with Ge(Li) detectors, it becomes important to know the specific detector characteristics.

EXPERIMENTAL

The detector used is an ORTEC true coaxial double-open-ended Ge(Li) detector with a crystal of 44.2mm diameter and 47.9mm length, and 4800 Volts operation voltage. The resolution measurements were taken along the radial direction of the detector. The gamma-ray beam was collimated by an 1mm diameter and 80mm length lead collimator coupled to the source shield as shown in figure 1. The coordinate system origin and the dead layer center

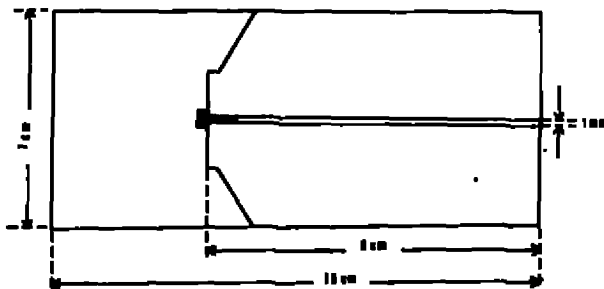


Fig.1. Gamma-ray beam collimator with the ^{192}Ir source.

were chosen as the center of the region where a minimum counting rate was observed. Figure 2 shows the coordinate system where the negative and positive radius values were assumed to be left and right side, respectively.

For these measurements, the pulse shape and time constants were selected in order to obtain the best signal-to-noise ratio. It was used monopolar pulse shape with integration and differentiation times equal to 2 μ sec. For the pole zero and base line adjustments, the counting rate was measured at diverse irradiation positions. The counting rate was constant for all positions except in the dead layer and in the region near the outer radius.

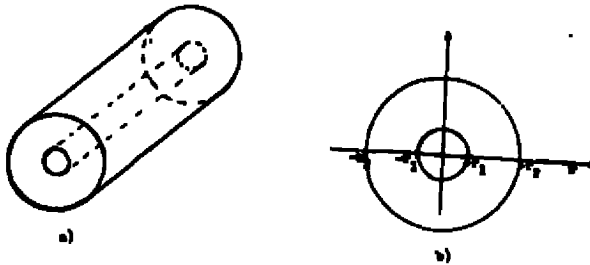


Fig 2. a) True coaxial double-open-ended Ge(24) crystal.
 b) Coordinate system.

The mean counting rate was reproduced with a ^{137}Cs gamma-rays source and the pole zero and base line adjustments were taken as a mean over the entire crystal. The mean counting rate was 2200 c.p.s

The gamma counting system is shown in figure 3.

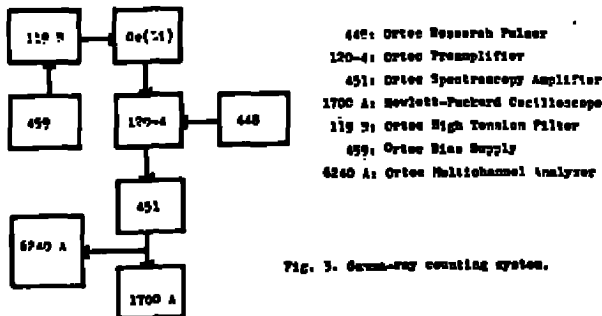


Fig. 3. Gamma-ray counting system.

RESOLUTION CALCULATION

The observed resolution is the result of the electronics noise contribution and of the detector contribution. The electronic contribution was measured with the aid of a pulser. The pulser inserts, at the input of the preamplifier, a know amount of charge. Thus, any nonlinearity in the subsequent amplifier and pulse-height analysis system will be the same for pulses from the detector and from pulser. Further, the charges inserted by the pulser are not subjected to the statistical fluctuations that occurs in the production and collection of electron-hole pairs.

In the energy spectrum, the full energy peaks have Gaussian shape with

full width at half maximum, named resolution, given by $\Gamma = \sigma(8 \ln 2)^{1/2}$, where σ is the standard deviation of the mean number of electron-hole pairs produced by photons whose energy corresponds to the peak in consideration.

Both, the charge collection and the voltage $v(t)$ due to electronics noise have a Normal probability distribution and are independent one of the other. Then, the distribution of charge collection with electric noise is also a Normal distribution, and of variance equal to the sum of the individual variances(2).

Thus, the total and the detector energy resolutions are related by:

$$(\text{FWHM})_{\text{detector}}^2 = (\text{FWHM})_{\text{total}}^2 - (\text{FWHM})_{\text{electronics}}^2$$

DATA ANALYSIS

The adjustments of the Gaussian shape to the experimental peaks was performed by the Analysis computer program(3). This program gives the area, the full width at half maximum and the peak position with half respective errors. The main advantage of this program is the adjustment of the peak tails through the use of exponentials. In this program the Ge(Li) detector output function is fitted to a central Gaussian curve with smoothly joining exponentials at both sides. The background curve may be of first or second order.

This function is represented by the expression:

$$y(x) = B + C(x-x_0) + D(x-x_0)^2 + g(x)$$

where:

$$g(x) = H \exp(-4(x-x_0)^2 \ln 2 / \Gamma^2),$$

$$x_0 - L_1 \leq x_0 \leq x_0 + L_2$$

$$g(x) = H \exp(4L_1(2x-2x_0 + L_1) \ln 2 / \Gamma^2),$$

$$x < x_0 - L_1$$

$$g(x) = H \exp(-4L_2(2x - 2x_0 - L_2) \ln 2 / \Gamma^2),$$

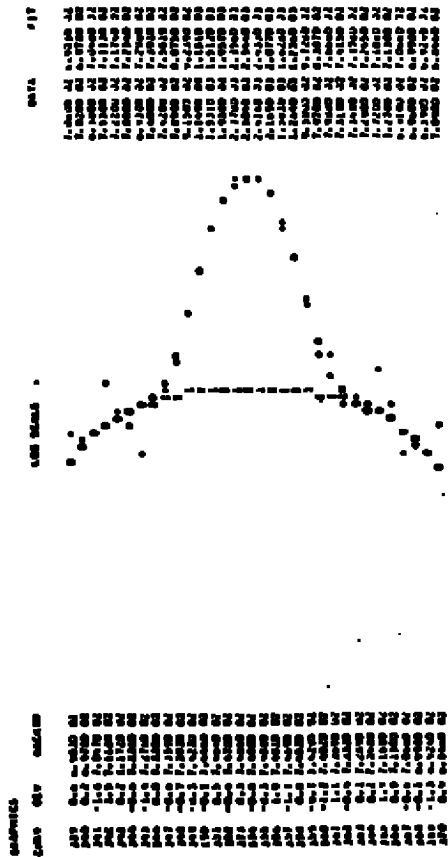
$$x > x_0 + L_2$$

The Gaussian has height H , peak position x_0 and full width at half maximum Γ . The background function has coefficients B , C and D . Functional shapes were used for the tails in order to satisfy the smooth continuity condition between the tails and the Gaussian at the junction points $x_0 - L_1$ and $x_0 + L_2$ at the low and high energy sides respectively.

The value of the eight parameters B , C , D , H , x_0 , Γ , L_1 and L_2 are determined from the Least Squared Method applied to the experimental distribution of counts c_i at the channels x_i . The solutions of the resulting normal equations are obtained by the iterative process suggested by Marquardt(4).

Figure 4 shows the Analysis peak adjustment for the 468 keV full energy peak. In the columns, from the left to the right, we have: channel number, normalized deviation of the adjusted data, background level, experimental data and adjusted data.

Fig. 4. Analysis peak adjustment for the 468 keV full energy peak.



RESULTS

Figure 5 shows the gamma scan across a diameter of the diode. Total absorption peak counts for 296, 316 and 468 ^{192}Ir photons are plotted against beam position. The p-core diameter is determined to be 7mm. The de

termination of the compensated region and central dead layer is performed as described in the following. The compensated region is taken as the distance from the first point where the counting rate in the full energy peak reaches about twice the background level to the point where the counting rate decreases with the same slope. The measurement is given with an uncertainty of $\pm 1.0\text{mm}$ which corresponds to the minimum division of the collimator displacement scale.

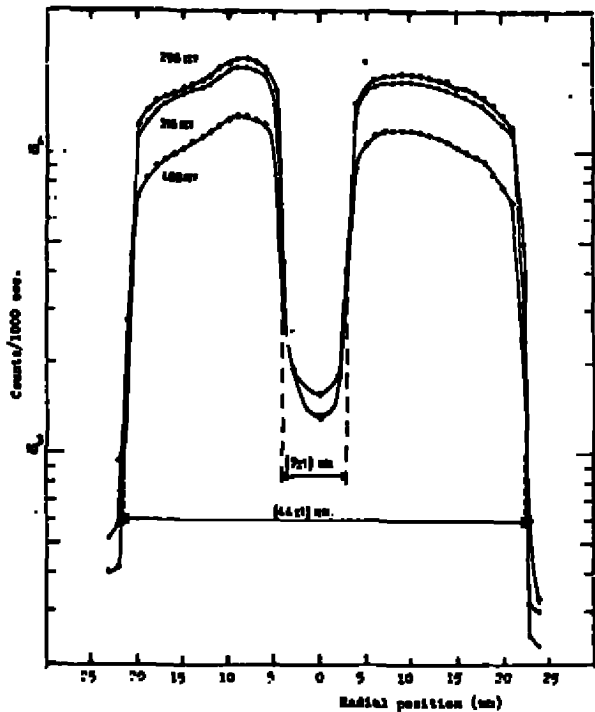


FIG. 5. Full energy peak counts as a function of the collimated gamma-ray beam incidence position.

It can be seen from figure 5, the non-symmetry of the compensated region as well the decrease of the relative peak efficiency with increasing photon energy. The counting rate in the full energy peak at the central dead layer falls to less than 10% of the counting rate at the compensated region.

Figure 6 shows the plot of the relative full energy peak position against beam position. In this figure, the channel number is arbitrary and the number of energy units by channel is 0.447 keV/channel. The variation of the peak position with gamma-ray beam incidence position indicates that

the charge collection is not constant across the crystal. Thus, the compensated region is not uniform.

The best charge collection efficiency is obtained for the beam incidence around the ± 10 mm radial incidence positions. The energy difference between the channels corresponding to the best and worst charge collection efficiency increases with the increasing photon energy. This difference had the following values.

<u>photon energy</u>	<u>energy difference</u>
295.949	1.494(0.010)
308.445	1.534(0.010)
316.494	1.557(0.010)
468.062	2.219(0.010)

In the data given above the photon energy and the energy difference are given in keV. The ^{192}Ir photons energies were taken from Gehrke(5).

The loss of charge in the collection process is due to recombination and trapping. Once the counting rate is constant, when taken account the statistical fluctuations, the recombination should not cause the peak position shifts. Thus, the loss of charge looks be mainly due to the trapping

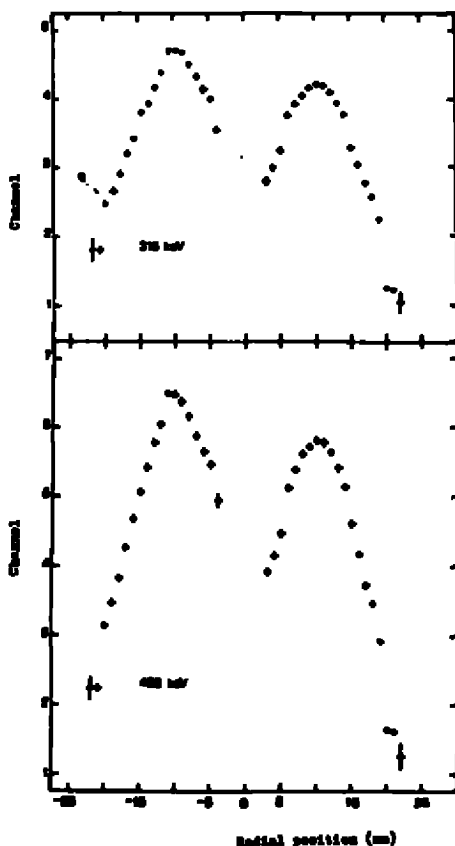


Fig. 6. Relative full energy peak position as a function of the collimated gamma-ray beam incidence position.

events. So, the trapping probability is a function of the beam incidence position as well as of the photon energy.

In figure 7 the Ge(LI) energy resolution (FWHM) is plotted against beam incidence position. The measurements were performed for the 296, 308, 316 and 468 keV ^{192}Ir photons. Because the little energy-difference between the 296, 308 and 316 keV transitions these were taken as a triplet with a single value of resolution. The measured resolution shows a little but systematic variation. The best resolution is obtained in the middle of the compensated region and the worst value is attained for beam incidence near the outer radius. This last region is the one where the peak position indicates the greatest loss of charge during the charge collection process. These results are in agreement since the greatest loss of charge results in greater statistical fluctuation in the amount of collected charge and thus the resolution results worse.

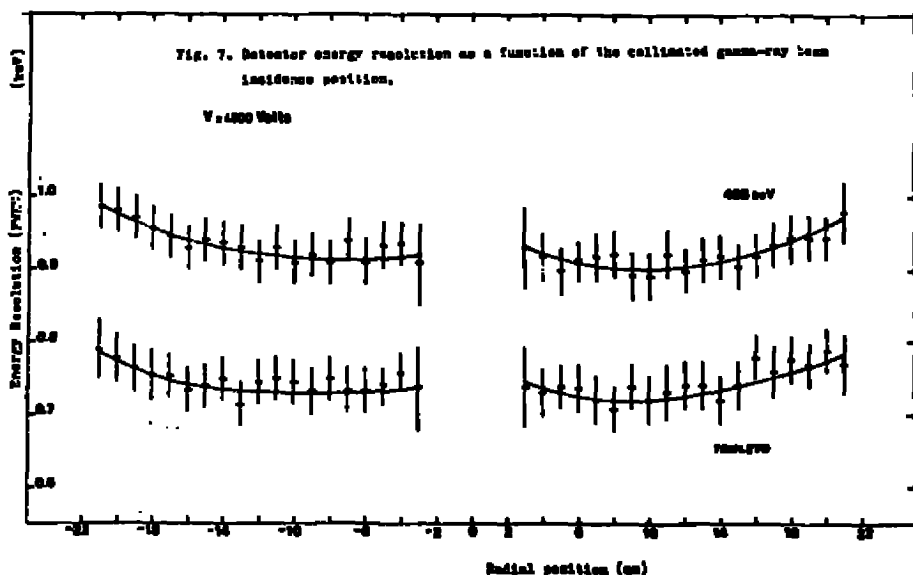


Figure 8 shows the detector energy resolution, for the right side of the crystal, as a function of the beam incidence position. The applied voltage to the detector during the measurements were 2000, 3000 and 4800 Volts. The resolution becomes better when the applied voltage is increased.

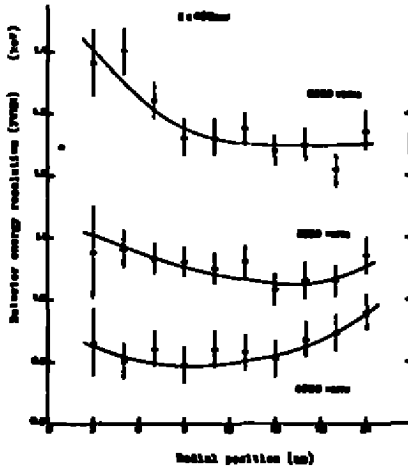


Fig. 8. Detector energy resolution as a function of the collimated gamma-ray beam incidence position for different applied voltages.

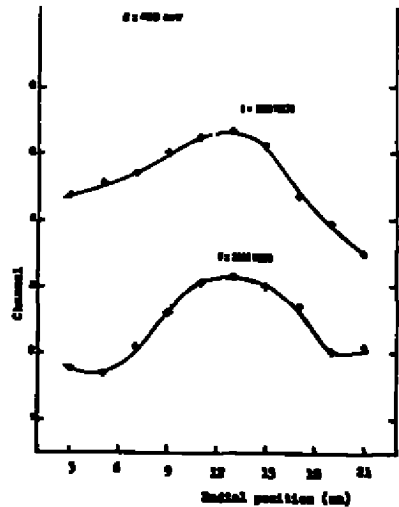


Fig. 9. Relative full energy peak position as a function of the collimated gamma-ray beam incidence position.

From figure 9 it can be noted the increase of the charge collection efficiency with the increasing of the detector applied electric field. In this figure, the channel number is arbitrary and the number of energy units by channel is 0.494 keV/channel.

At 2000 Volts, the charge collection efficiency and the detector energy resolution are better for irradiation near the outer radius than for irradiation near the central dead layer. At 4800 Volts, the measurements give the opposite result. Further, at 2000 Volts, the best charge collection efficiency is attained for beam incidence around the 13mm radial coordinate.

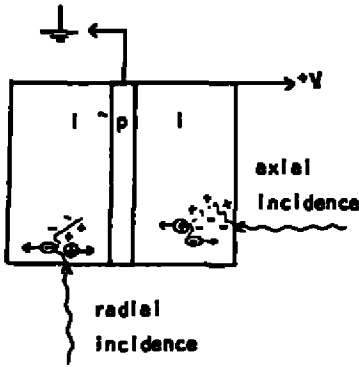


Fig. 10- Charge displacement
In the detector.

To explain this result, it is necessary to consider the trajectory of the charges in the detector. The produced charges travel in the radial direction, the electrons being collected at the outer electrode and the holes being collected at the inner electrode, as shown in figure 10. When the applied voltage decreases, the trapping probability η_n increases but this probability decreases when the distance between the electron-hole pair produced and the respective

collector electrodes decreases. When the irradiation occurs near the outer electrode, only holes travel in the crystal to be collected. When the irradiation occurs near the inner electrode, only electrons travel in the crystal to be collected. So, the worst resolution value obtained when the irradiation occurs near the inner electrode, at 2000 Volts applied voltage, indicates that, at this applied voltage, loss of electrons predominates. So, the best charge collection efficiency is attained for beam incidence around the 13mm radial coordinate, it means, nearest the electron collector electrode.

At 4800 Volts applied voltage, the worse resolution is obtained for beam incidence position near the outer radius. Thus, at the detector operation voltage, loss of holes predominates during the charge collection process.

In figure 11 the detector energy resolution was plotted against the detector applied voltage. The measurement was performed for the 964 keV ^{152}Eu photons and for 7mm and 17mm beam incidence positions. Figures 8 and 11 show the same final result. The 964 keV photons have about 32mm

mean-free-path in Germanium. Since the crystal length is 47.9mm, one can conclude that, during the charge collection process, loss of holes predominates in the entire crystal, at the detector operation voltage.

Figure 12 shows the detector energy resolution plotted against the detector applied voltage. The measurements were performed for a non-collimated gamma-ray beam of ^{133}Ba . The resolution improves until the applied voltage reaches 4400 Volts. Above this tension value the resolution tends to be constant. The statistical fluctuations in the amount of collected charges had been decreased with the increase of the detector applied voltage. Above 4400 Volts, the increase of the

applied electric field is no more enough to decrease the statistical fluctuations in the collection of the charges produced in the entire

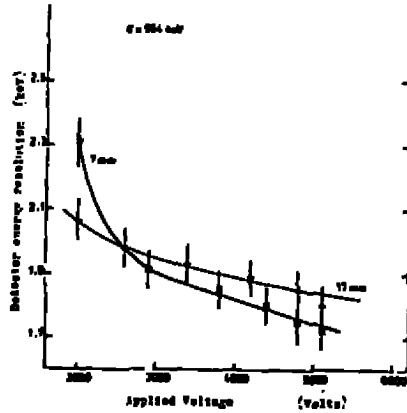


Fig. 12. Detector energy resolution (FWHM) as a function of the applied voltage.

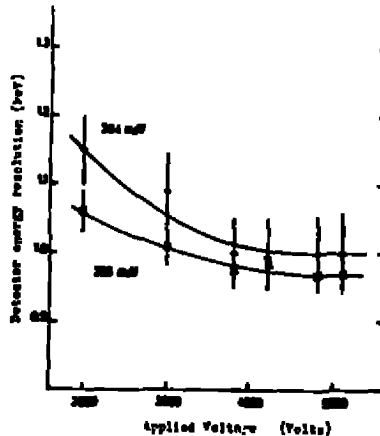


Fig. 12. Detector energy resolution (FWHM) as a function of the applied voltage for a non-collimated ^{133}Ba gamma-ray beam.

crystal. Thus, the resolution can not be significantly improved.

From figures 7 and 12, one can see that the detector energy resolution is better for the 468 keV collimated gamma-ray beam than for the 356 keV non-collimated gamma-ray beam. This result can be explained on the basis of the non-uniformity of the compensated region. The resulting statistical fluctuation in the amount of collected charge produced in the whole detector is greater than for the charges produced in only a fraction of the detector volume. Thus, the energy resolution results better when collimated beam is used.

For our detector we also performed a calculation of the Fano factor (6) by considering that the theoretical and the experimental energy resolution have the same value:

$$8 w E F \ln 2 = \Gamma_{\text{total}}^2 - \Gamma_{\text{pulsar}}^2 = \Gamma_{\text{detector}}^2$$

where:

w = mean energy needed to form a electron-hole pair (7),

E = photon energy,

F = Fano factor,

Γ = energy resolution FWHM (keV)

So,

$$F = \Gamma_{\text{detector}}^2 / (8 w E \ln 2)$$

By the theory, the Fano factor is energy and ionization position independent. But, these calculations showed that F depends on the photon energy and on the irradiation position as shown in figure 13. So, we replaced the F factor by a F' factor. This F' factor gives the dependence of the energy resolution on the irradiation position. For the right side of the detector, we find two regions where F' presents a linear energy dependence with the same mean coefficients:

$$F' = \bar{a}_0 + \bar{a}_1 \cdot E, \quad 3\text{mm} \leq r \leq 16\text{mm}$$

$$F' = \bar{a}_0 + \bar{a}_1' \cdot E, \quad 16\text{mm} < r \leq 21\text{mm}$$

where:

$$\bar{a}_0 = 0.050 \quad (0.005)$$

$$\bar{a}_1 = 0.000140 \quad (0.000008) \text{keV}^{-1}$$

$$\bar{a}_1' = 0.000199 \quad (0.000022) \text{keV}^{-1}$$

In the linear relations, \bar{a}_0 is a constant for the whole right side of the crystal. We believe that \bar{a}_0 can be the usual position independent Fano

factor. Its value agrees with experimental values obtained by Zulliger (8) and Sher(9).

The $\bar{a}_1 \cdot E$ term represents the energy and irradiation position dependence of F' . It was pointed out that the trapping probability is a function of the energy and of the irradiation position. It may be that the \bar{a}_1 coefficient is related with the trapping center distribution and can vary in the crystal. We also believe the $\bar{a}_1 \cdot E$ term takes into account the Compton scattering of photons in the detector. The Compton Effect results in the increase of the ionization volume, increasing the number of trapping centers which can attract the charge carriers and increase the trapping probability.

So, the F' factor looks to be a linear combination of the usual position and energy independent Fano factor and a local ionization factor.

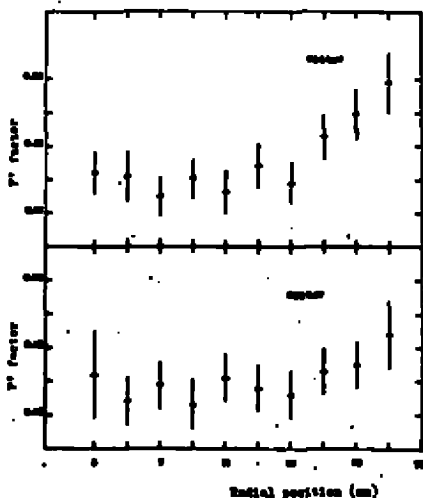


Fig. 13. F' factor as a function of the irradiation position.

CONCLUDING REMARKS

In the used detector, the resolution shows to vary with the photon energy and the beam incidence position. The best resolution is obtained in the middle of the compensated region.

Once the resolution depends on the distance between the ionization volume and the collector electrodes, one can expect that the resolution is improved with the crystal diameter decreasing. This will result in worse relative peak efficiency. Further, the best resolution position may not be the best relative peak efficiency position.

The detector energy resolution results better when only a region of the crystal is irradiated, it means, the best geometry for a good energy resolution is that which uses collimated beams.

The experimental energy resolution can be estimated by using the F' factor in the theoretical energy resolution expression. The dependence of the resolution on the ionization volume is accounted for by the introduced F' factor different from the usual position independent Fano factor.

ACKNOWLEDGMENTS

The authors thank to M.Sc. C.R.S. Stopa and Dr. B.R.S.Pecaquillo for their help in the solution of electronics problems and are indebted to Dr. G.Vandenput who provided the computer program used in the present work.

REFERENCES

1. Rhodes, R.G. Imperfections and active centers in semiconductors (International Series of Monographs on Semiconductors, vol. 6). N. York, Pergamon Press, 1964.
2. Nicholson, P.W. Nuclear Electronics. N. York, John Wiley & Sons, 1974.
3. Vandenput, G. private communication.
4. Marguardt, D.W. J.Soc.Ind.Appl.Meth. vol.11(2)431-441, 1963.

5. Gehrke, R.J. Nuclear Physics, A204, 26-32, 1973.
6. Fano, U. Phys.Rev., 72(1)26-29, 1947.
7. Antman, J.O.; Landis, O.A.; Pehl, R.H. Nucl.Inst. and Meth.; 40, 272-276, 1966.
8. Zulliger, H.R. IEEE Trans. on Nucl. Sc.; NS-17(3)187-192, 1970.
9. Sher, A.A.; Keery, W.J. IEEE Trans. on Nucl. Sc.; NS-17(1)39-43, 1970.

**ANÁLISE DO ESPECTRO DE ENERGIA DO FEIXE DO
ACELERADOR LINEAR DE ELÉTRONS DE 28 MeV DO
CENTRO BRASILEIRO DE PESQUISAS FÍSICAS**

A.M. MEIRA CHAVES

**Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas - (CNPq)
Av. Wenceslau Braz, 71
22290, Rio de Janeiro - RJ**

1 - INTRODUÇÃO - MÉTODO E PRECISÃO DAS MEDIDAS

1.1 - INTRODUÇÃO

Na reunião anterior apresentamos informações gerais sobre o ALE 28 MeV do CBPF. Apresentamos também as exigências técnicas, que nos foram fornecidas, para que ele pudesse integrar novo plano de pesquisas sobre o estudo da eletrofissão de núcleos pesados, na região próxima da barreira de fissão (5 a 7 MeV). Um plano de trabalho foi então estabelecido para verificar a viabilidade de seu emprego para essa finalidade, com o mínimo de modificações essenciais da máquina.

As exigências técnicas apresentadas pelos possíveis usuários foram as seguintes: corrente média 5 a 10 micro-amperes; energia do feixe ajustável entre 5 e 7 MeV com possibilidade de variações de 0,2 a 0,5 MeV nesse intervalo; largura relativa da faixa de energia 1 a 2% no máximo; estabilidade do feixe melhor que 2% a longo tempo (24 ho -

ras); diâmetro do feixe 5mm; abertura angular do feixe pequena.

Do plano de trabalho então elaborado foram realizadas as seguintes etapas: revisão dos elementos periféricos da máquina; levantamentos precisos das características do feixe atual; estudos conclusivos sobre a viabilidade de fornecer um feixe dentro das especificações exigidas.

1.2 - METODO

Usamos o método convencional de análise do feixe por eletroímã defletor, já existente em nosso laboratório. Suas características fundamentais são as seguintes: diâmetro do polo 150 mm; ralo de curvatura da trajetória dos elétrons 206 mm; diâmetro do diafragma de entrada 6,4 mm (podendo ser aumentado até 15 mm); ângulo de deflexão do feixe para passar pela fenda de análise 40 graus; fenda de análise 10 x 1 mm; densidade máxima de fluxo no entreferro aproximadamente 5000 gauss; coletores de saída, copos de Faraday, rudimentares.

Para obter resultados confiáveis fizemos um levantamento dimensional preciso bem como o da curva de densidade de fluxo em função da corrente de magnetização do eletroímã. A partir dessa curva, pudemos traçar a relação entre a corrente de magnetização do eletroímã e a energia dos elétrons emergentes na fenda de saída, conforme figura 1. Com a montagem indicada na figura 2 pudemos levantar as curvas de distribuição de espectro de energias do feixe apresentadas nas

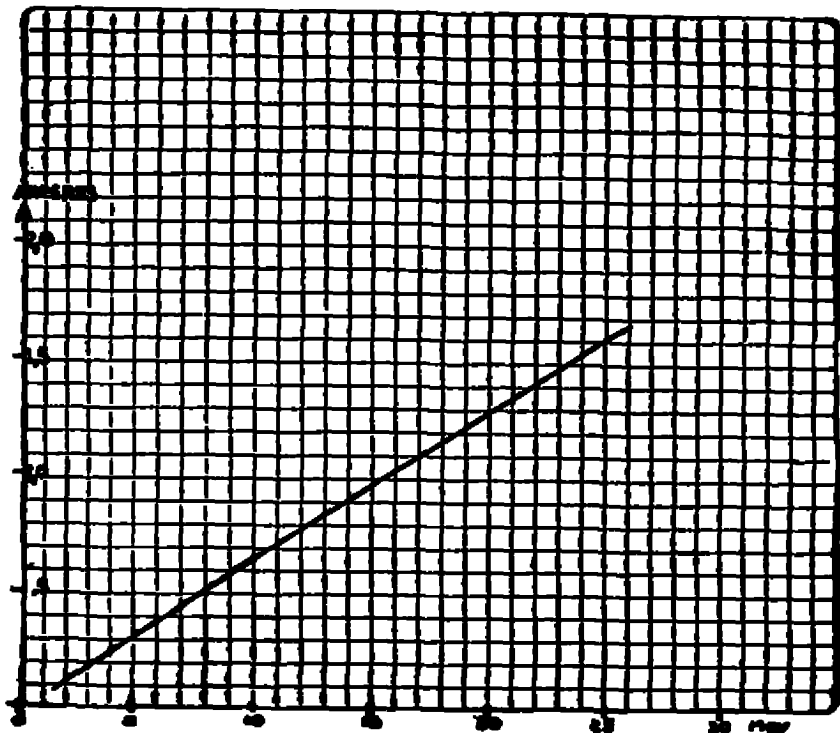


FIG. 1

MONTAGEM PARA LEVANTAMENTO
DA CARACTERÍSTICA

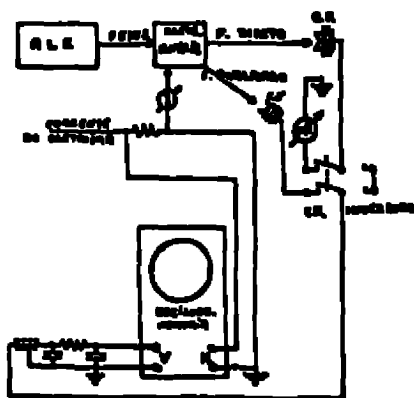
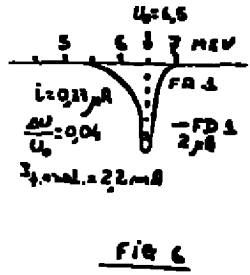
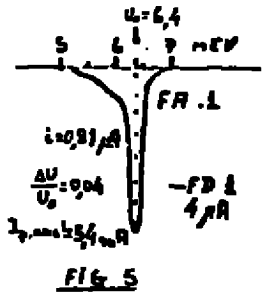
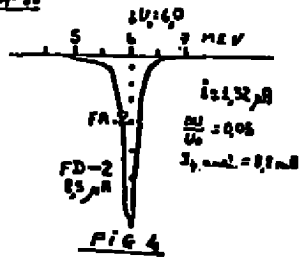
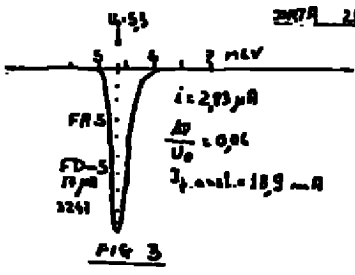


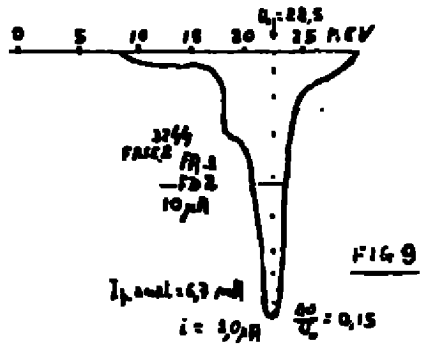
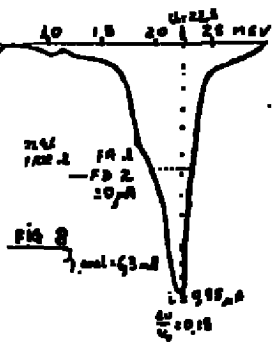
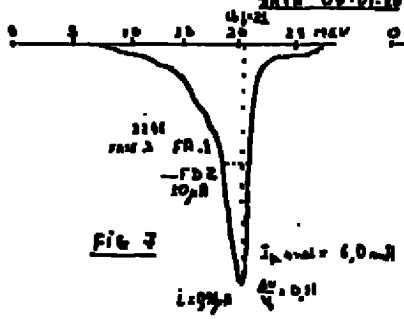
FIG. 2

figuras nºs 3, 4, 5, 6, 7, 8 e 9 obtidas com taxa de repetição de 60 pulsos por segundo. Nessas figuras indicamos na simbologia seguinte alguns valores importantes, medidos ou calculados, tais como: FD = amplitude da corrente do feixe direto, seguido pelo valor do ganho do amplificador do osciloscópio com que foi re

DATA 25-04-78



DATA 09-01-80



gistrado; FA = curva de amplitudes da corrente do feixe analisado, seguida do ganho com que foi registrada; U_0 = valor da energia dos elétrons na crista da curva; i = valor médio da corrente na crista da curva; I pico analisado = valor médio por trem de impulsos, na crista da curva; $\frac{\Delta U}{U_0}$ = largura relativa da curva de espectro de energias à meia altura.

E de notar que com a ausência do filtro utilizado na entrada vertical do osciloscópio a imagem vista na tela do osciloscópio seria como a indicada na figura 10 com um brilho extremamente intenso no traço horizontal e retas verticais muito tênues, representando cada trem de impulsos de corrente do acelerador. Tal apresentação dificulta muito o registro fotográfico bem como a própria visualização no osciloscópio.



FIG. 10

cerca de metade da anterior, o efeito da carga do feixe sobre a estrutura aceleradora, traduzido pelo deslocamento do pico de energia das curvas para a região de energias mais altas.

Observa

mos claramente, nas figuras 3, 4, 5 e 6, obtidas com mesma ajustagem do acelerador e com intervalos de tempo pequenos, exceto a corrente que foi sucessivamente reduzida à

Nas figuras 7, 8 e 9, observamos o efeito da variação da fase da onda de R.F. que alimenta as duas últimas seções, em relação à alimentação da primeira seção.

No levantamento das curvas apresentadas, uma série de cuidados foram tomados para manter o máximo de precisão e confiabilidade nos resultados. Esses cuidados foram os seguintes:

- a) Anular ou reduzir o magnetismo residual do eletroímã a um mínimo, passando em seus enrolamentos uma corrente invertida.
- b) Aumentar a corrente muito lentamente, nunca permitindo sua redução, durante o levantamento de uma curva. A velocidade de variação da corrente tem que ser suficientemente lenta para ser compatível com a constante de tempo do filtro utilizado na entrada vertical do osciloscópio. Além disso ela não deve provocar erros de atraso do fluxo consequentes da Lei de Lenz e Correntes de Foucault.

1.3 - PRECISÃO DAS MEDIDAS

A precisão das medidas foi determinada em função das dimensões críticas da geometria do eletroímã, pela colocação de um diafragma de 6,4mm na entrada do feixe e uma fenda de análise de 1mm por 10mm. Além disso, o levantamento da curva de $B = f(I)$ permitiu traçar a de $U = f_1(I)$ que, por sua vez, praticamente coincidiu, principalmente na região de energias acima de 7 MeV, com a curva teórica que existia para aquele eletroímã.

No estudo da precisão das medidas, e levando em conta as exigências dos usuários, utilizamos as seguintes fórmulas e valores:

$$B \times R = \frac{i}{300} \times (U^2 + 1,022 U)^{1/2} \times 10^4 \text{ [Gaussmetro]}$$

B = densidade de fluxo em Gauss

U = energia dos elétrons em MeV

R = raio de curvatura da trajetória dos elétrons em metros

$$\frac{dU}{dR} = \frac{2}{R} \times \frac{U^2 + 1,022U}{2U + 1,022}$$

A largura da fenda a e o diâmetro do feixe d criam trajetórias possíveis, para os elétrons, cujos raios de curvatura estão compreendidos entre $R + (\frac{a+d}{2})$ e $R - (\frac{a+d}{2})$. Assim, usando uma fenda de 1 mm, um raio de curvatura de 0,205 m, e um colimador para o feixe de 6,4 mm, na energia $U_0 = 5$ MeV resulta uma largura relativa da faixa de energias que passam pelo eletroímã $\frac{\Delta U}{U_0} = \pm 0,0185$ (menos que 2%).

Quanto à estabilidade de corrente do eletroímã devemos ter

$$\frac{dU}{dI} = \frac{2}{8} \frac{U^2 + 1,022U}{2U + 1,022} \times \frac{dB}{dI}$$

A 5 MeV, temos das curvas levantadas, $\frac{dB}{dI} = 2650$ Gauss/Amper donde $\frac{dU}{dI} = 16,31$ MeV/Amper.

Para $\pm 2\%$ de $\frac{dU}{U_0}$ devemos ter $\Delta I = \pm 0,006$ Amper, ou seja, $\frac{dI}{I} = \pm 1,75\%$.

2 - APRESENTAÇÃO DOS RESULTADOS

Iniciamos, efetivamente, o levantamento das curvas em 12-03-80, após os trabalhos de revisão dos elementos periféricos e de todo o acelerador. Para facilitar os trabalhos de análise das curvas bem como para referências futuras de ajuste do acelerador, criamos uma ficha especial. Levantamos e analisamos mais de uma centena de curvas como as que foram apresentadas. Pela análise dessas curvas que foram tomadas obtidas com taxa de repetição de 60 pulsos por segundo, pelo fato do eletroímã analisador disponível não ter capacidade de dissipação de potência para maiores taxas de repetição, sob pena de ser destruído, e como essa taxa de repetição pode ser aumentada até 360 pulsos por segundo, fazendo crescer a corrente média de até cerca de 6 vezes, parece-nos que nosso acelerador poderá ser usado para o fim proposto, sem modificações essenciais, desde que se intercale em seu feixe um analisador acromático, para serviço contínuo, que seleccione as faixas de 2% de energia requeridos pela experiência proposta.

O diâmetro do feixe com o diafragma de 6,4mm foi medido e é de cerca de 6,0 mm.

3 - TRABALHOS EM ANDAMENTO

3.1 - Está sendo projetado e construído o eletroímã acromático analisador para serviço contínuo que selecionará a parte do espectro de energias do feixe a ser usado.

3.2 - Será utilizado, para deflexão a 90° do feixe, necessãria para levá-lo ao local da experiência, o fã controlado "MULLARD TRICONAL" existente no CBPF.

4 - POSSIBILIDADES DE UTILIZAÇÃO ATUAIS E FUTURAS

4.1 - POSSIBILIDADES ATUAIS

Pode ser utilizado em experimentações que não exijam espectro de energia muito estreito, entre 4,0 e 6,5 MeV e entre 12 e 23 MeV.

Hã problemas de arrefecimento a resolver se as irradiações se prolongarem por mais de quatro horas consecutivas.

4.2 - POSSIBILIDADES FUTURAS

Após a execução do analisador cujo projeto está em andamento, será possível utilizã-lo em experiências com exigências de espectro de energia mais fino.

ANÁLISE DE STRIPPING PARA ESTADOS ANALÓGOS NÃO LIGADOS

E. Ferrelly Pessoa e A. F. R. Toledo Piza

Como relatamos anteriormente (Cambuquira, 1979), uma análise do stripping para estados análogos não ligados foi feita usando-se um fator de forma de ressonância calculado a partir da teoria de ressonâncias análogas de A. F. R. Toledo Piza. Neste tratamento, o estado análogo não ligado é constituído pelo estado parent do nêutron ligado e pelo próton do contínuo. A Figura 1 apresenta um gráfico do fator de forma obtido para a reação $^{12}\text{C}(d, n_1)^{13}\text{N}^*$.

As dificuldades previamente encontradas para avaliar a integral radial foram resolvidas agora usando os contornos de integração de Vincent e Fortune (Ref. 1), ao longo dos quais a convergência é bastante rápida (Figuras 2 e 3). Os cálculos mostram que a contribuição, para a integral radial, da parte mais longínqua do espaço é significativa, o que torna impróprio um truncamento artificial da integral.

Os resultados do caso-teste $^{12}\text{C}(d, n_1)^{13}\text{N}^*$ indicam que a contribuição da onda virtual do próton é insignificante, visto como a secção de choque calculada para a reação corresponde bem ao resultado esperado para o estado parent (Figura 4).

A Figura 5 compara os resultados teóricos com os dados do $^{12}\text{C}(d, n_1)^{13}\text{N}^*$, a 13MeV, obtidos pelo Grupo de Tempo de Voo do Laboratório Pelletron. Para obter boa concordância, foi necessário incluir a contribuição do mecanismo do núcleo composto.

Ref. 1:

Vincent, C. M. e Fortune, H. T. Physical Review C, vol. 2 n. 3, 1970.

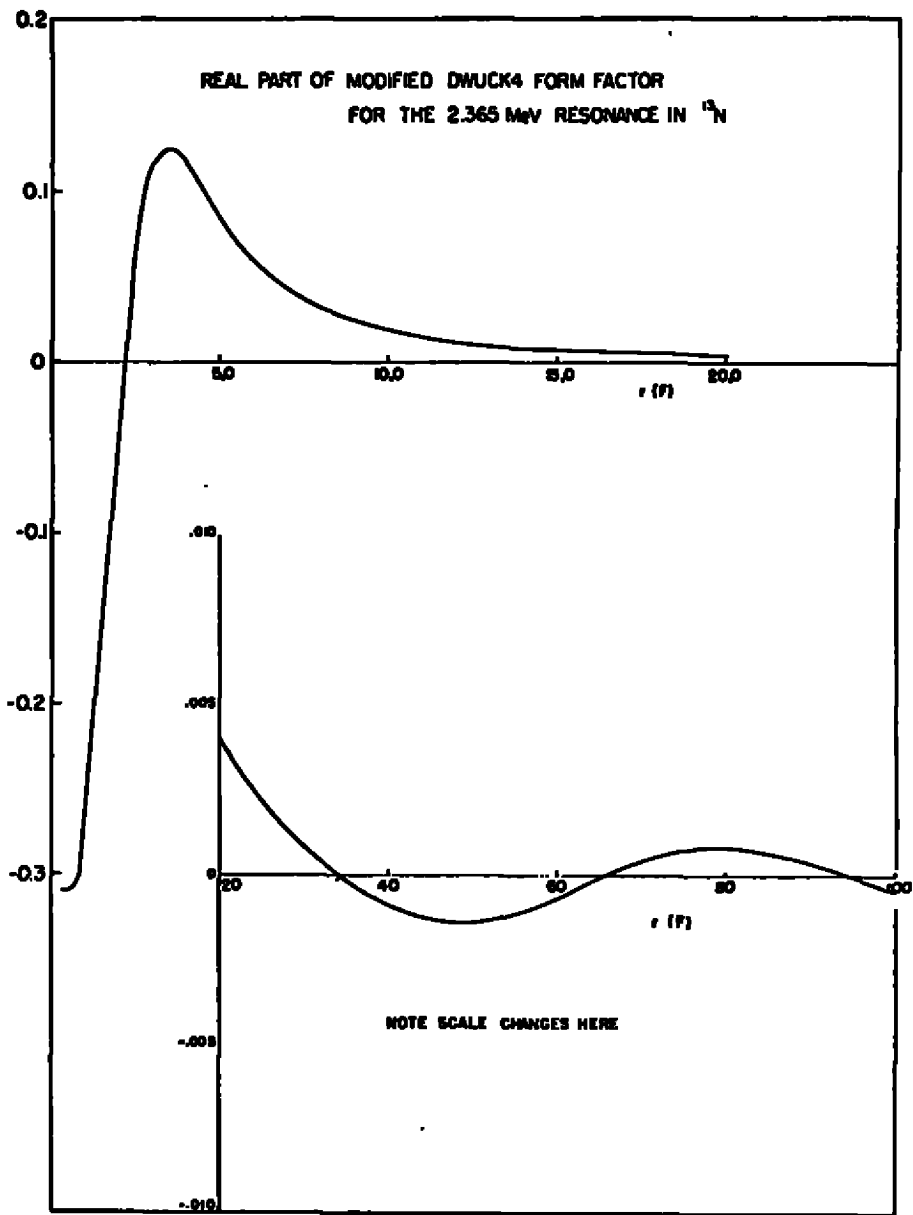


figura 1a

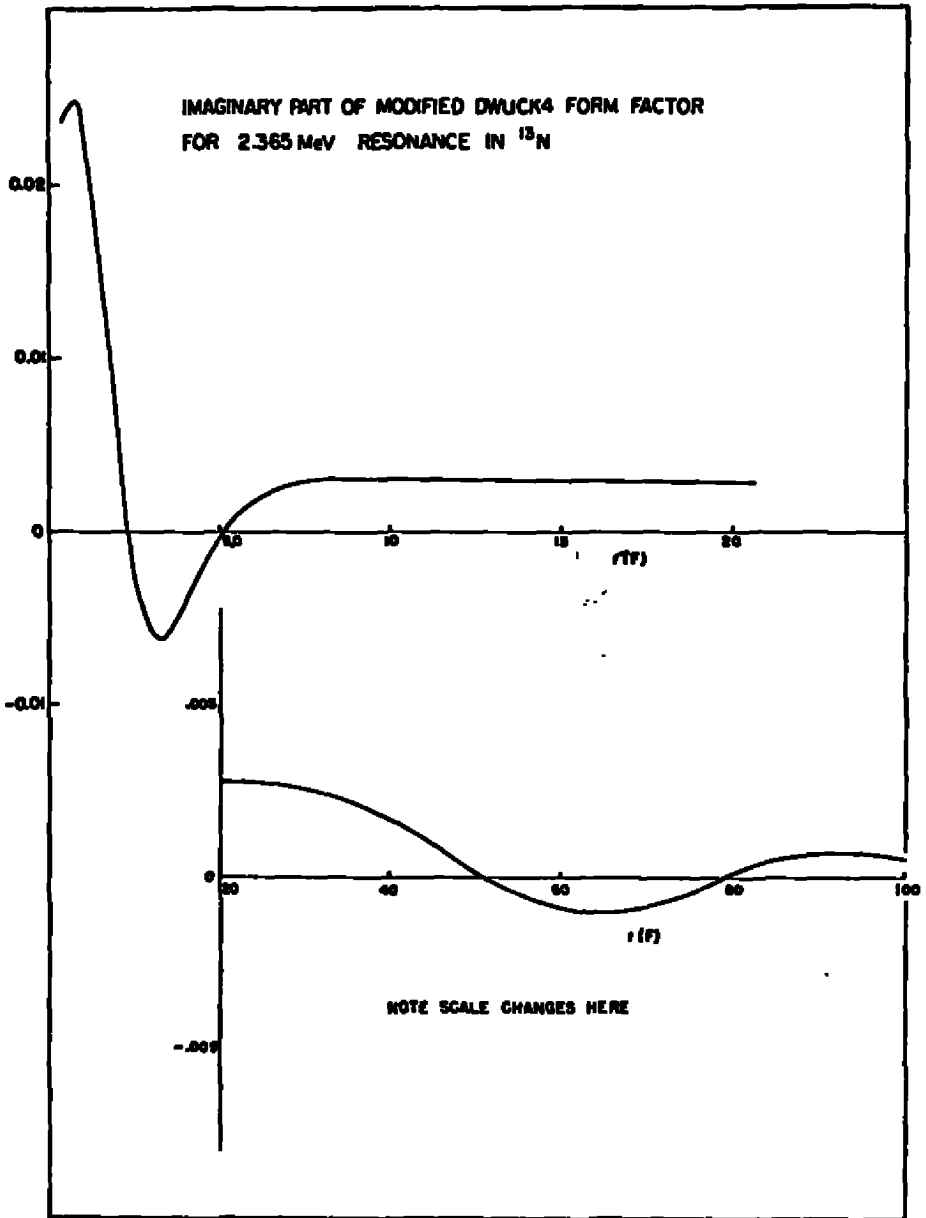
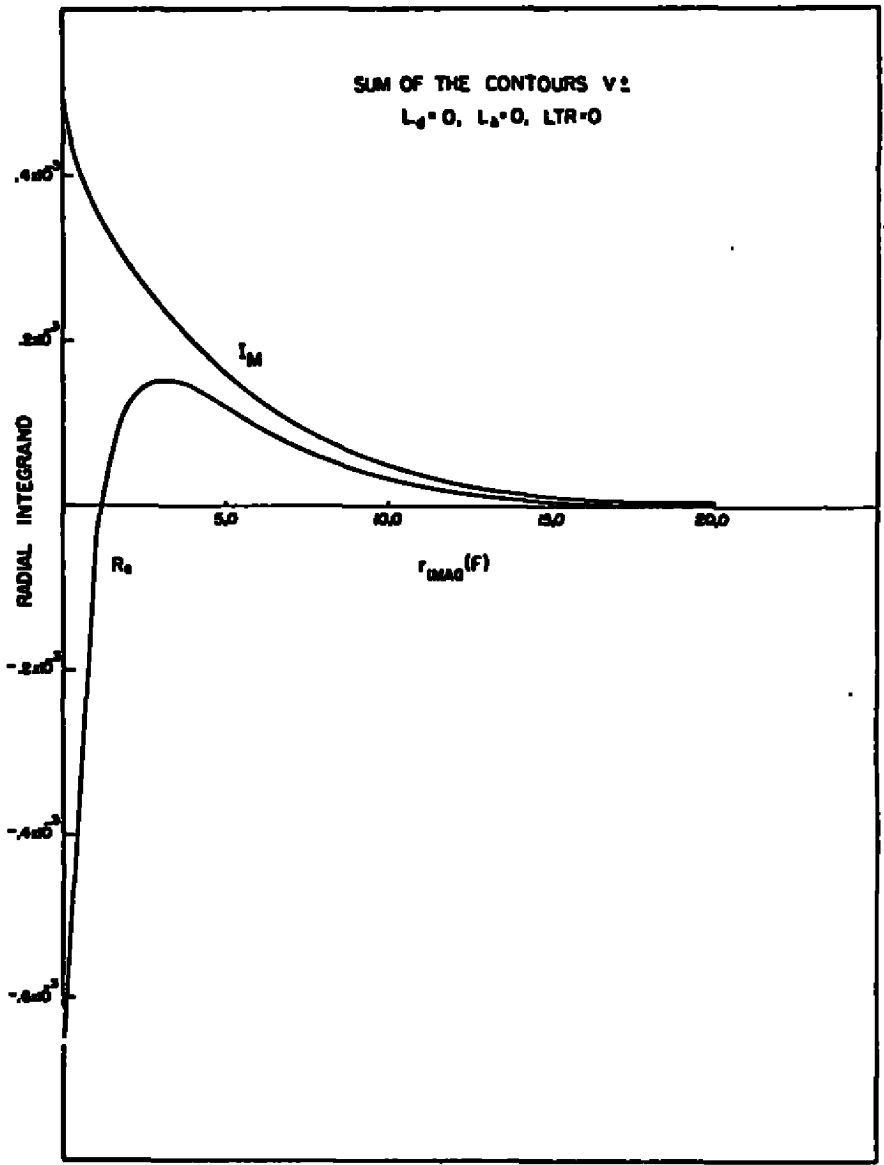


figura 1b



- figura 2

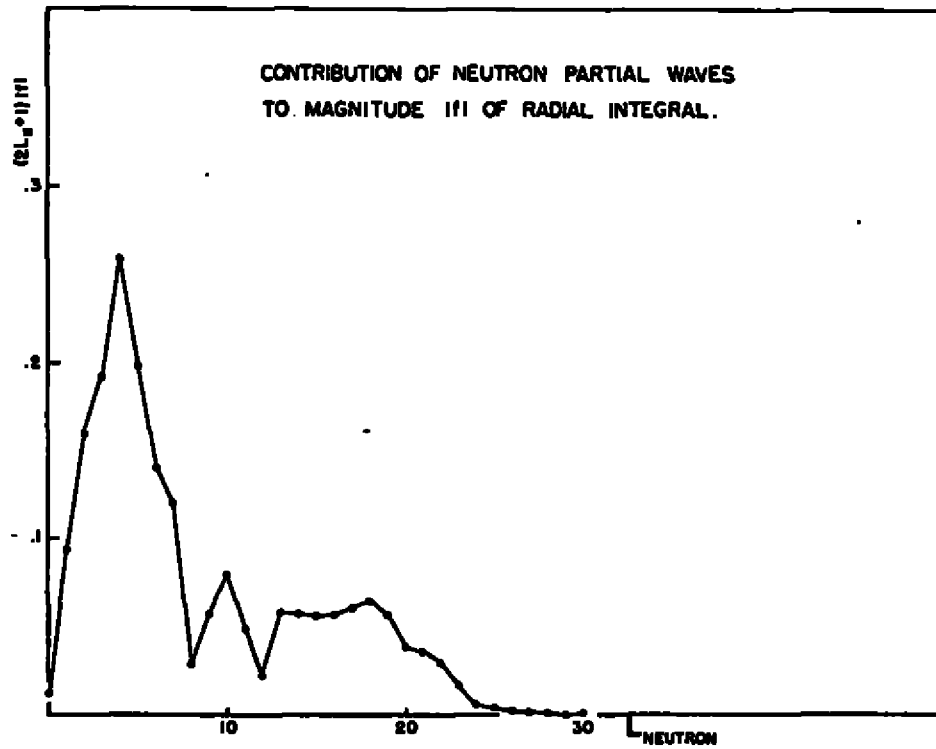


figura 3

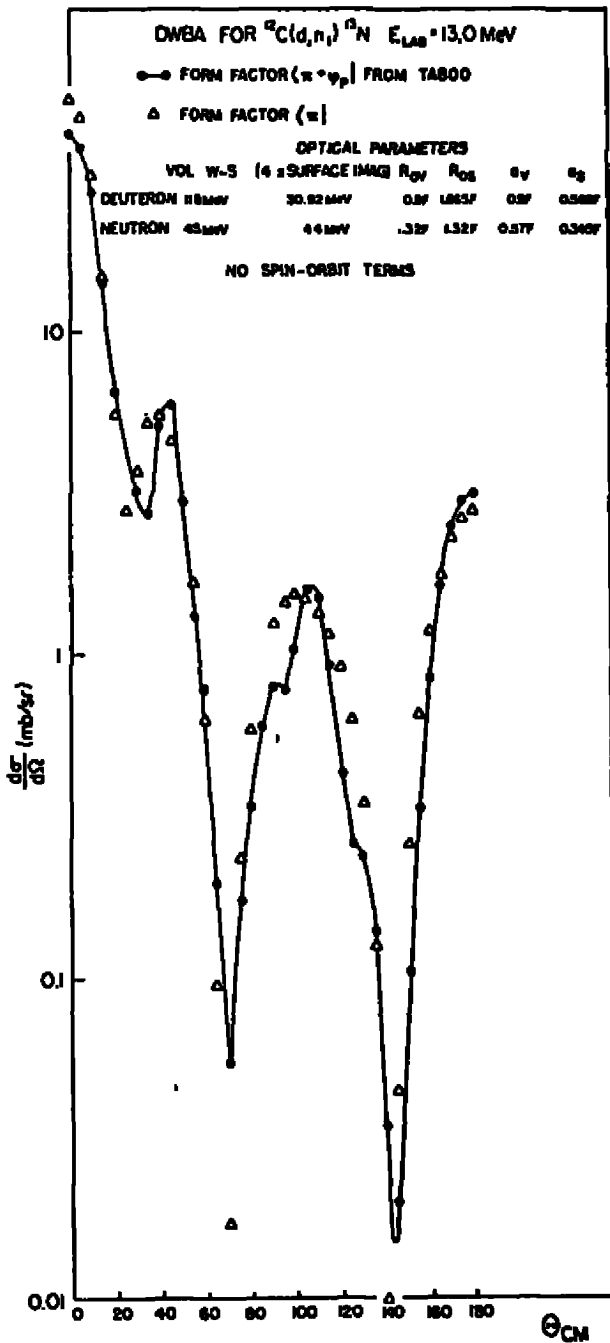


figura 4

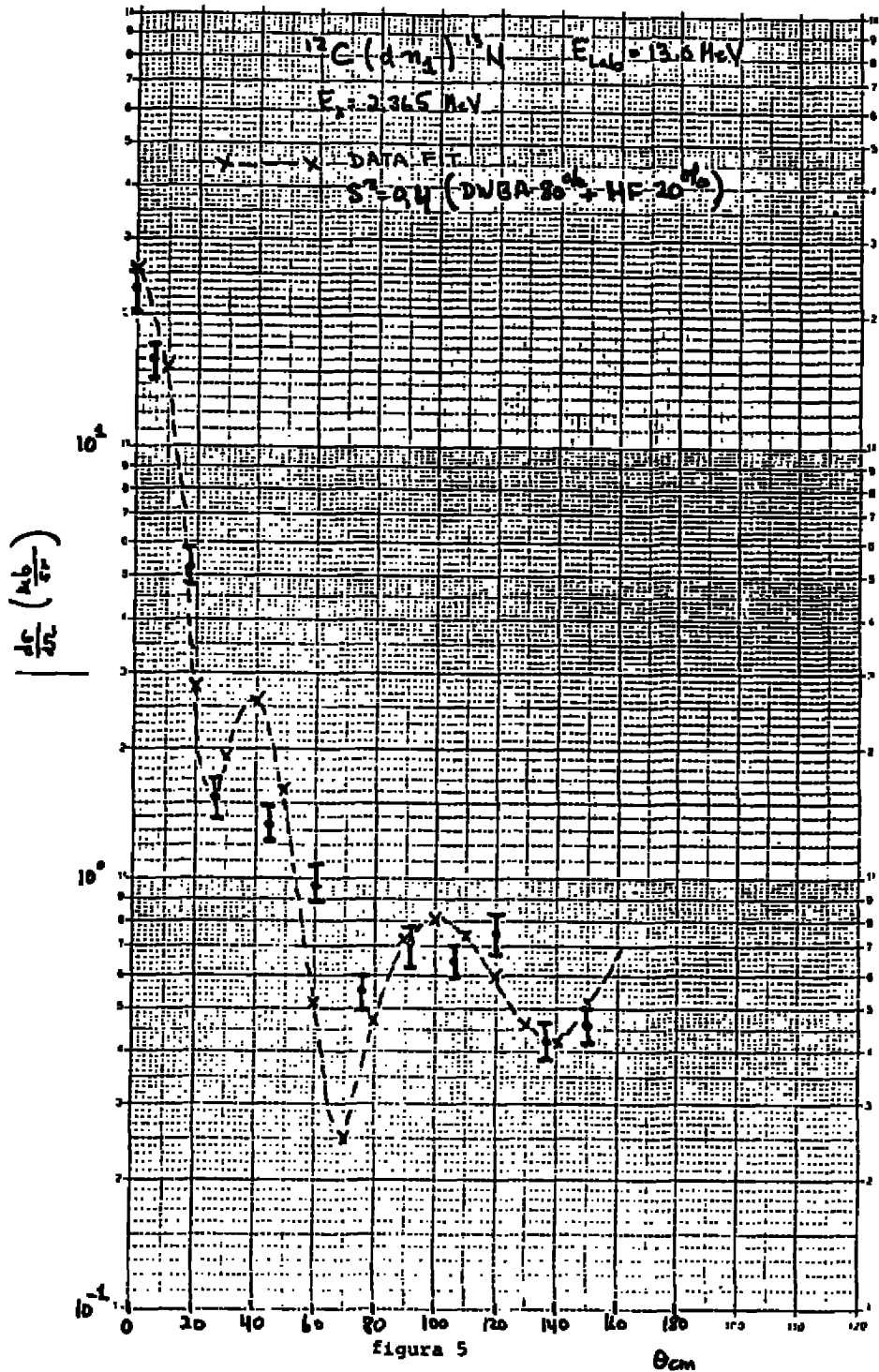


Figura 5

θ_{cm}

CALCULOS DE CANAIS ACOPLADOS PARA A REAÇÃO



Carlos Roberto Appoloni (FUEL) e Alineka Lépine (IFUSP)

Foram medidas as distribuições angulares do espalhamento elástico e inelástico de partículas alfa de energia incidente 18 MeV por ^{142}Ca . Determinou-se as distribuições angulares correspondentes aos seguintes estados' do núcleo alvo: 0.641, 1.219, 1.536, 1.653, 1.742, 2.004, 2.043, 2.114+ 2.125, 2.279, 2.364, 2.542, 2.604 e 3.057 MeV.

As distribuições angulares correspondentes aos cinco primeiros estados foram analisadas dentro do contexto dos Modelos Vibracional Anarmônico e Rotacional Simétrico. A Tabela I abaixo mostra os conjuntos de parâmetros do potencial óptico utilizados e os resultados dos ajustes para os estados fundamental e 0.641 MeV ($J^\pi = 2^+$) dentro dos dois modelos citados. O melhor ajuste foi obtido com o Modelo Vibracional.

TABELA I

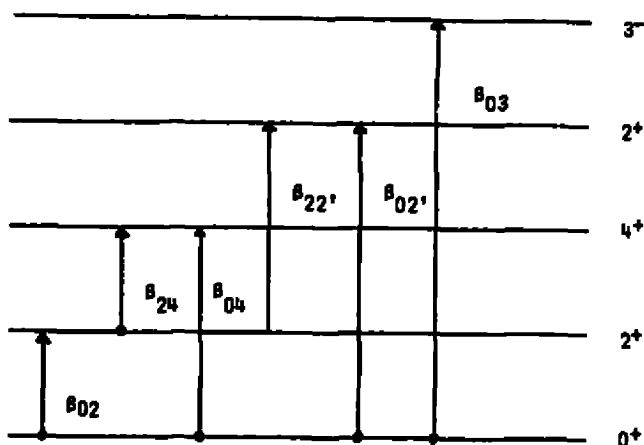
Parâmetros ópticos e parâmetros de deformação β_2

V(MeV)	r(fm)	a(fm)	W(MeV)	r(fm)	a(fm)	$X^2_{(0^+)}$	$X^2_{(2^+)}$	β_2^{RN}	β_2^C	MODELO
21.871	1.59	0.57	16.056	1.27	0.57	52.7	90.8	0.098	0.115	VIBR.
129.429	1.386	0.578	12.608	1.271	0.805	47.0	110.0	0.135	0.115	VIBR.
22.080	1.59	0.57	4.687	1.59	0.57	49.4	124.9	0.094	0.115	VIBR.
20.711	1.50	0.70	13.395	1.50	0.70	49.3	163.5	0.105	0.115	VIBR.
29.948	1.675	0.45	3.621	1.675	0.45	170.0	212.0	0.077	0.115	VIBR.
21.757	1.59	0.57	20.127	1.27	0.57	56.2	140.5	0.099	0.115	ROT.
139.619	1.386	0.578	10.616	1.271	0.805	77.7	163.7	0.116	0.115	ROT.

$$\beta_2^C = 0.115 \rightarrow B(E2) = 0.459 \pm 0.008 \quad (\text{LITERATURA})$$

$$\beta_2^S = 0.277 \rightarrow B(E3) = 1.13 \pm 0.60 \quad (\text{LITERATURA})$$

O esquema de acoplamentos utilizado foi:

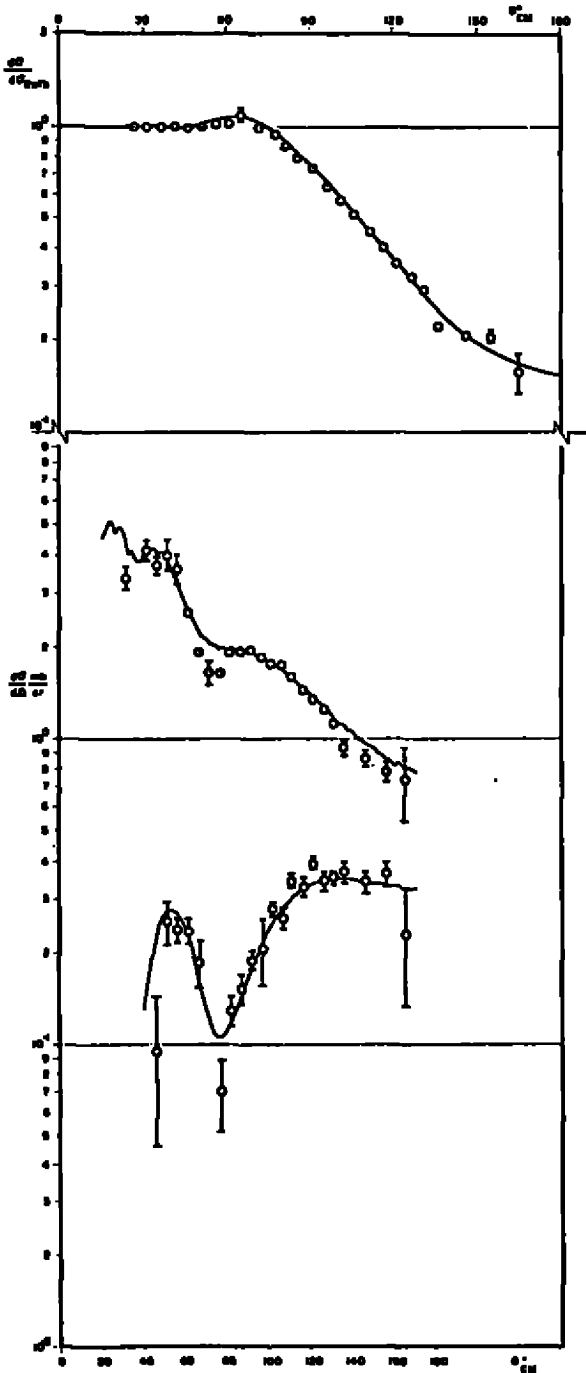


Foram realizados cálculos com acoplamentos $0^+ 2^+$, $0^+ 3^-$, $0^+ 2^+ 3^-$, $0^+ 2^+ 4^+$ e $0^+ 2^+ 2^+$.

As figuras 1 e 2 mostram os resultados da análise das distribuições angulares correspondentes aos estados $J^\pi = 0^+$, 2^+ , 4^+ , 2^+ e 3^- , com o melhor conjunto de parâmetros ópticos. Os valores obtidos para os parâmetros β_{IJ} estão relacionados nas figuras junto aos ajustes teóricos das distribuições angulares. Tomou-se $(\beta_R)_{\text{real}} = (\beta_R)_{\text{imaginário}}$, originando-se os β^{RN} e β^{IN} , respectivamente parâmetro de deformação nuclear real e imaginário. O estado nuclear é descrito por $(\cos \theta) \times (1 \text{ fonon}) + (\sin \theta) \times (2 \text{ fonons})$, sendo θ o ângulo de mistura dos estados de 1 e 2 fonons na função de onda.

As distribuições angulares correspondentes aos outros estados estão sendo analisadas.

FIGURA 1



$^{143}\text{Co} (1.16 \text{ MeV}) \text{ } ^{143}\text{Co}^0$

$E_{\text{INC}} = 1.16 \text{ MeV}$

$J^{\pi} = 1^+$

ACOPLAMENTO $0^+ - 2^+ - 3^+$

ESPALHAMENTO ELÁSTICO

PARÂMETROS DO POTENCIAL ÓPTICO

VIM (MeV)	r (fm)	a (fm)
1.1671	1.50	0.57
1.1634	1.57	0.57

$^{148}\text{Co} (1.00 \text{ MeV}) \text{ } ^{148}\text{Co}^0$

$E_{\text{INC}} = 1.00 \text{ MeV}$

$J^{\pi} = 1^+$

ACOPLAMENTO $0^+ - 2^+ - 3^+$

$E_{\text{INC}} = 0.994 \text{ MeV}$

$J^{\pi} = 1^+$

$\rho_0^{NS} = 0.090$

$\rho_0^{NS} = 0.1227$

$\rho_0^C = 0.1451$

$^{148}\text{Co} (1.053 \text{ MeV}) \text{ } ^{148}\text{Co}^0$

$E_{\text{INC}} = 1.053 \text{ MeV}$

$J^{\pi} = 1^+$

ACOPLAMENTO $0^+ - 2^+ - 3^+$

$E_{\text{INC}} = 1.053 \text{ MeV}$

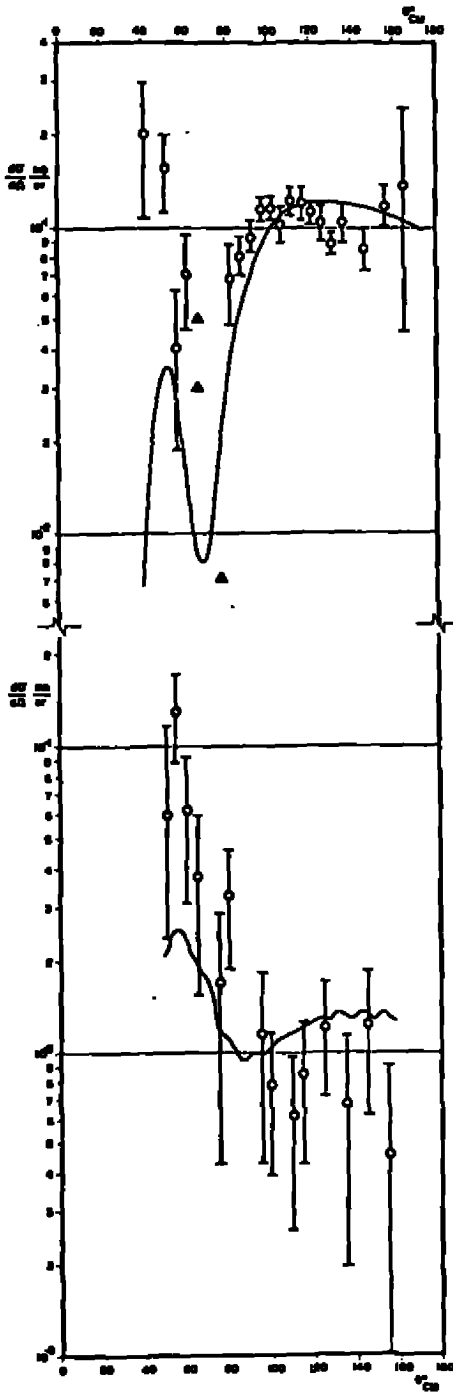
$J^{\pi} = 1^+$

$\rho_0^{NS} = 0.094$

$\rho_0^{NS} = 0.102$

$\rho_0^C = 0.1483$

FIGURE 2



$^{142}\text{Co}(\alpha, n)^{142}\text{Cs}^{\circ}$

$E_{\alpha} = 1.40 \text{ MeV}$

$J^{\pi} = 0^{+}$

$E_{\text{exc}} = 1.210 \text{ MeV}$

$J^{\pi} = 4^{+}$

ADJUSTMENTS $0^{\circ} - 90^{\circ} - 0^{\circ}$

$$p_{11}^{00} + p_{00}^{20} + p_{20}^{20} = 0.000$$

$$p_{11}^{20} + p_{00}^{22} + p_{20}^{22} = 0.1227$$

$$p_{11}^C + p_{00}^C + p_{20}^C = 0.1151$$

$$p_{00}^{00} = 0.000 \quad p_{00}^{10} = 0.1177 \quad p_{00}^C = 0.300$$

$\theta = 0^{\circ}$

$^{142}\text{Co}(\alpha, n)^{142}\text{Cs}^{\circ}$

$E_{\alpha} = 1.536 \text{ MeV}$

$J^{\pi} = 0^{+}$

$E_{\text{exc}} = 1.536 \text{ MeV}$

$J^{\pi} = 2^{+}$

ADJUSTMENTS $0^{\circ} - 90^{\circ} - 90^{\circ}$

$$p_{11}^{00} + p_{00}^{20} + p_{20}^{20} = 0.000$$

$$p_{11}^{20} + p_{00}^{22} + p_{20}^{22} = 0.1227$$

$$p_{11}^C + p_{00}^C + p_{20}^C = 0.1151$$

$$p_{00}^{00} = 0.00 \quad p_{00}^{10} = 0.025 \quad p_{00}^C = 0.075$$

$\theta = 90^{\circ}$

DETERMINAÇÃO DA EFICIÊNCIA DE DETECÇÃO DE NÊUTRONS

EM CINTILADORES ORGÂNICOS PELO MÉTODO MONTE-CARLO

K. NAKAYAMA e E. F. PESSOA
Instituto de Física,
Universidade de São Paulo, São Paulo, SP

R. A. DOUGLAS
Instituto de Física,
Universidade Estadual de Campinas, Campinas, SP

Várias tentativas têm sido feitas para se determinar a eficiência de detecção em cintiladores orgânicos para nêutrons de alta energia ($1 \sim 200$ MeV), utilizando-se o método Monte Carlo^(1 - 4). No entanto, a maioria destes cálculos fornece resultados inconsistentes, além de não se conseguir reproduzir os dados experimentais de eficiência disponíveis. Tais discrepâncias são provocadas principalmente pela lacuna existente na literatura dos valores dos parâmetros necessários nos cálculos. Assim, cada cálculo tem sido feito de modo a se obter resultados satisfatórios para uma particular situação. Em vista disto, a confiabilidade destes cálculos se torna questionável quando aplicados em outras situações.

Até o momento, são poucos os trabalhos^(5,6) nos quais o cálculo da eficiência concorda bem com a maioria das medidas de eficiência existentes na literatura e, portanto, são confiáveis em várias situações. Entretanto, eles apresentam certas discrepâncias sistemáticas, ora devido à omissão de alguns efeitos envolvidos na detecção de nêutrons, ora devido à utiliza

ção de valores precariamente estimados dos parâmetros necessários no cálculo.

Nosso esforço neste trabalho foi aplicado no sentido de obtermos resultados confiáveis e precisos da eficiência, incluindo, tanto quanto possível, todos os efeitos envolvidos no processo de detecção, bem como utilizando melhores estimativas dos parâmetros. Este cálculo abrange uma faixa de energia de 1 a 170 MeV de nêutron incidente e para limiares de detecção entre 0,1 e 22,0 MeVes (energia equivalente do elétron em MeV).

Os gráficos abaixo mostram os resultados do nosso cálculo para vários tipos de cintiladores orgânicos e em diferentes condições de detecção.

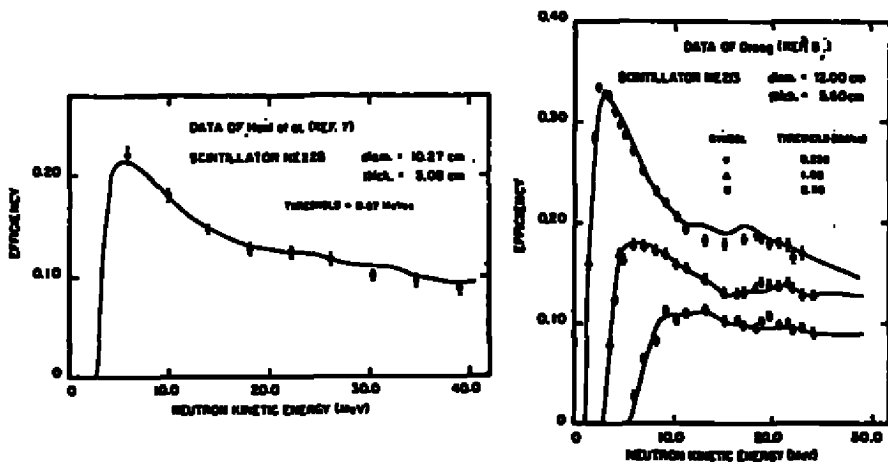


FIG. 1 - Comparação das medidas de eficiência com os resultados obtidos pelo método Monte-Carlo para cintiladores líquidos com espessuras de 5,08 e 5,60 cm.

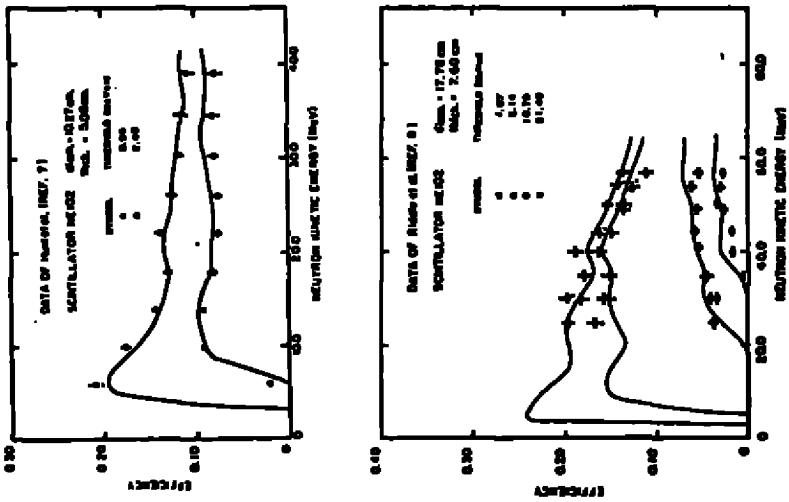


FIG. 2 - Comparação de medidas de eficiência com os resultados obtidos pelo método Monte-Carlo para cintiladores plásticos com espessuras de 5,08 e 7,60 cm.

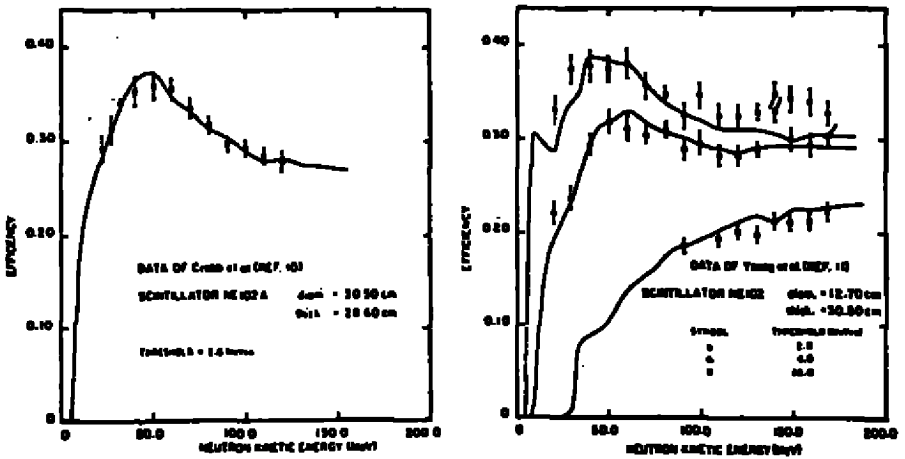


FIG. 3 - Comparação de medidas de eficiência com os resultados obtidos pelo método Monte-Carlo para cintiladores plásticos com espessuras de 28,60 e 30,50 cm.

Como se pode notar pelas comparações feitas - acima, o cálculo de eficiência de detecção de nêutrons para cintiladores orgânicos, utilizando o método Monte-Carlo apresentado neste trabalho, dá um ótimo ajuste com os dados experimentais disponíveis na literatura. Nós estimamos que estes cálculos são bastante confiáveis e precisos (de modo geral dentro de 5%) para a faixa de energia na qual os parâmetros experimentais foram estimados e testados. Convém frisar também que as discrepâncias sistemáticas observadas nos cálculos de Del Guerra ⁽⁵⁾ e de Cecil ⁽⁶⁾ foram assim totalmente removidas.

REFERÊNCIAS

1. R.E. Textor et al. - Oak Ridge National Laboratories, OERI - 4160 (1968).
2. N.R. Stanton - Ohio State University, COO-1545-92 (1971).
3. M.W. McNaughton et al. - Nucl. Instr. and Meths. 129 (1975) 241.
4. J. Devos et al. - Nucl. Instr. and Meths. 135 (1976) 395.
5. A. Del Guerra - Nucl. Instr. and Meths. 135 (1976) 337.
6. R.A. Cecil et al. - Nucl. Instr. and Meths. 161 (1979) 439.
7. J.B. Hunt et al. - Nucl. Instr. and Meths. 85 (1970) 269.
8. M. Drogg - Nucl. Instr. and Meths. 105 (1972) 573.
9. R.A. Riddle et al. - Nucl. Instr. and Meths. 121 (1974) 25.
10. D.G. Crabb et al. - Nucl. Instr. and Meths. 48 (1967) 87.
11. J.C. Young et al. - Nucl. Instr. and Meths. 68 (1969) 333.

FUNÇÕES EXCITAÇÃO E RAZÕES ISOMÉRICAS
NAS REAÇÕES $^{93}\text{Nb}(^3\text{He}, xn)$ COM $x = 2$ E 3
L.T. Auler, A.G. da Silva e G.W.A. Newton*

Instituto de Engenharia Nuclear
Rio de Janeiro, RJ.

O presente trabalho visa complementar estudos realizados por um dos autores (G.W.A.N.) através de reações $(\alpha, xn)^{(1)}$ no mesmo núcleo alvo. Naquele trabalho concluiu-se que, dentro dos limites de energia utilizados, as funções excitação são bem ajustadas por um código de modelo estatístico incluindo-se emissão em pré-equilíbrio. As razões isoméricas são também entendidas mediante um modelo que considera a distribuição inicial de momento angular do sistema composto e sua evolução devida à emissão de partículas.

No trabalho que vamos relatar, estudos semelhantes foram feitos, usando-se as reações $\text{Nb}(^3\text{He}, xn)$ com $x = 2$ e 3. O uso de ^3He é conveniente porque se consegue energias de excitação altas, nas quais a distribuição de J inicial tem valor médio menor que na reação (α, xn) .

As experiências foram realizadas utilizando-se o feixe externo de ^3He do ciclotron CV-28 do IEN. Folhas de Nb intercaladas com Al ou Cu para degradar a energia foram irradiadas nas condições mostradas na tabela I. A última irradiação foi feita com o propósito de melhor normalizar os dados, usando ao mesmo tempo o integrador de corrente que foi apresentado anteriormente nesta reunião, e as seções de choque co

*Endereço permanente: University of Manchester, Manchester
M13 9PL, U.K.

nhecidas com razoável precisão, da reação $^{65}\text{Cu}(^3\text{He}, 2n)^{66}\text{Ga}$ (2)(3). As energias de bombardeio do Nb foram escolhidas de modo a normalizar entre si todas as irradiações anteriores. A irradiação 8 foi programada porque era insatisfatório o método usado para medir a carga nas outras irradiações: leitura de um amperímetro vezes o tempo de irradiação.

As energias médias incidentes foram obtidas usando-se os valores de perda de energia fornecidas por Williamson et. al. (4), e as espessuras de cada folha. Para cada folha a energia é a média entre a energia incidente e a emergente. A energia incidente foi calculada por uma fórmula experimentalmente determinada, que a relaciona com a RF do ciclotron. Nessa calibração o feixe do ciclotron foi precisamente alinhado com uma câmara de espalhamento e as energias das partículas elasticamente espalhadas a 90° em C e O, inelasticamente espalhadas do primeiro esta do excitado do C assim como as provenientes das reações ($^3\text{He}, \alpha$) em C e O foram determinadas. A cinemática da reação fornece sem ambiguidade a energia do feixe incidente.

A tabela II mostra os dados nucleares usados (5). Os valores anotados de intensidade, foram modificados para haver consistência com nossos dados. Eles diferem dos valores adotados na literatura. Um outro pelo menos será motivo de estudo em separado: vamos medir o coeficiente de conversão interna da transição de 391 KeV do $^{93\text{m}}\text{Tc}$, que nos parece mal determinado.

O espectro gama resultante da ativação foi obtido por detetores de Ge-Li e o decaimento das transições listadas foi acompanhado por algumas meias-vidas.

A análise dos espectros foi executada por um programa de computador desenvolvido no laboratório. As atividades ao final do bombardeio foram calculadas por programas de ajustes por mínimos quadrados efetuados com os valores das áreas dos picos fornecidos pelo computador, e as meias-vidas da tabela II, o

que determina univocamente a dependência temporal do decaimento e permite extrair as componentes de linhas não separadas como por exemplo a de 1521 KeV.

A tabela III mostra os resultados obtidos. Tais resultados, até que se complete a análise da irradiação nº 8 de vem ser considerados preliminares. Entretanto, julgamos que não serão substancialmente modificados e por isso vamos apresentar algumas interpretações já feitas com base nestes dados.

As seções de choque teóricas foram calculadas pelo código ALICE de M.Blann⁽⁶⁾. Este código usa o modelo estatístico de Weisskopf e Ewan e o modelo híbrido do mesmo autor⁽⁷⁾ que combina aspectos de dois modelos de pré-equilíbrio. O primeiro modelo é o de Harp, Miller e Berne⁽⁸⁾ que através de um sistema de equações diferenciais, e partindo de uma configuração inicial, segue ao longo do tempo a variação das configurações de cada estado, até atingir o equilíbrio estatístico. O fluxo de partículas é dividido proporcionalmente entre as partículas emitidas e transições internas e o cálculo é repetido em unidades de tempo que são pequenas em relação ao tempo de colisão nucleon-nucleon.

O modelo do exciton de Griffin⁽⁹⁾ supõe que o equilíbrio é alcançado mediante interações de dois corpos onde cada estado é caracterizado pelo número de excitons ($n =$ partículas + buracos) definido em relação ao nível de Fermi. Cada interação muda o número de excitons por 2 e forma estados de dois tipos: com todas as partículas ligadas e com uma partícula não ligada. O esquema de cálculo então é achar a probabilidade deste nucleon não ligado escapar, antes do número de excitons mudar.

No modelo híbrido, no qual está codificado ALICE, as populações de partículas excitadas durante o caminho para o equilíbrio são calculadas segundo o modelo exciton e as taxas de transições internas são calculadas através do livre caminho médio dos nucleons no núcleo.

A figura 1 mostra os resultados experimentais das seções de choque para a reação $^{93}\text{Nb} (^3\text{He}, 2n) ^{94}\text{Tc}$ comparados com os calculados pelo modelo híbrido, e também pelo modelo estatístico de núcleo composto ambos do código ALICE. O modelo híbrido com 4 excitons (1 nêutron, 2 prótons, 1 buraco) reproduz perfeitamente os resultados experimentais dentro de um fator 2, que é o esperado. Nota-se entretanto que ele prevê seções de choque menores na região de baixa energia.

Os resultados da seção de choque da reação $(^3\text{He}, 3n)$ são apresentados na fig.2. Nesta reação observa-se uma melhor concordância entre o calculado e o experimental e o mesmo efeito de baixa energia. Apesar de não se poder excluir uma boa concordância com o modelo estatístico de núcleo composto, dentro dos limites de energia da experiência, é visível a necessidade de pré-equilíbrio a partir de 30 MeV.

Na figura 3, são apresentadas distribuições iniciais de J para 3 energias iniciais de bombardeio. A divisão destas distribuições em partes proporcionais às seções de choque de formação dos isômeros de spin alto e baixo permite determinar J-crítico acima do qual o isômero de spin alto é formado. A faixa de J-crítico mostrada é a mesma usada no trabalho (α, xn) ⁽¹⁾.

Na figura 4 estão plotados os nossos resultados para as razões isoméricas em ^{94}Tc e a faixa é a obtida usando-se o mesmo J-crítico da experiência com α . A queda da razão isomérica a partir de 25 MeV é creditada a efeito de pré-equilíbrio, com a emissão de neutrons carregando boa parte do J da distribuição ⁽¹⁾.

Na figura 5, os pontos e a faixa têm o mesmo significado da figura anterior. Consistente com a função excitação, não se nota queda da razão isomérica até a energia mais alta usada. O crescimento da razão isomérica a baixas energias é entretanto, inesperado. Uma possível explicação é que nestas energias os processos 3n tem uma baixa probabilidade e a distribuição de spins é sensível às reações competitivas, que despopulam os estados de baixo J não permitindo que o terceiro nêutron seja emitido.

CONCLUSÕES

O modelo híbrido de Blann é capaz de prever com razoável precisão seções de choque de reações ($^3\text{He}, xn$) no Nb, e pode ser usado em primeira aproximação para se estimar a produção de radioisótopos.

A razão isomérica é mais ou menos entendida por um modelo que divide a distribuição inicial de J em partes proporcionais à seção de choque de formação dos isômeros. Entretanto a muito baixas energias, próximo do limiar da reação aparece um novo efeito que merece maior estudo.

Tabela I - Dados das Irradiações

Feixe (nº)	Carga total ($\mu\text{A} \cdot \text{min.}$)	Nb (mg/cm^2)	E (MeV)
1	1.1x10	3.4	36.06
		3.5	26.14
		3.3	11.82
2	0.5x 8	2.7	35.11
		3.1	33.81
		2.8	32.46
3	2 x 2	3.1	32.48
4	.8x1.5	3.3	26.29
		3.3	24.62
		3.3	22.85
5	1.4x 1	2.7	31.45
		3.1	30.04
		2.8	28.57
6	1 x 2	2.7	21.72
		3.1	19.82
		2.8	17.77
7	1 x 2	2.7	21.72
		3.1	17.02
		2.8	14.70
8	0.7x1.43	2.7	31.88
		(6,7 Cu)	(31.41)
		3.1	26.24
		(6,7 Cu)	(25,67)
		2.8	21.45
(6:7 Cu)	(20.81)		

Tabela II - Dados Nucleares⁽⁵⁾ utilizados na obtenção das seções de choque dos isótopos de Tc.

Isótopo	Spin	Meia-vida min.	Energia de Fóton KeV	Intensidade da fóton % decaimento
^{93m} Mo	21/2	411	685	92
			263	60.2*
^{93m} Tc	1/2	43.5	2645	16*
			391	63*
⁹³ Tc	9/2	165	1363	67.1
			1521	24.3
^{94m} Tc	2	52	1869	5.7
			871	94.1
			1522	4.5
⁹⁴ Tc	7	293	703	99.8
			871	100

* Determinado experimentalmente com base nos esquemas de níveis e coeficientes de conversão interna adotados.

Tabela III - Seções de choque em função da energia para as reações-
 $^{93}\text{Nb}(^3\text{He}, xn)$.

E (MeV)	Razão ($^3\text{He}, 2n$) Isomérica*	σ (mb)	Razão ($^3\text{He}, 3n$) Isomérica*	σ (mb)
11.82	1.3	14	-	-
14.00	1.9	148	-	-
16.40	2.8	241	19	34
17.77	2.9	255	13	81.7
19.82	3.8	201	11	179
21.71	5.0	142	9.8	237
21.72	4.1	135	11	239
22.85	4.5	111	11	288
24.62	4.9	82.4	12	333
26.14	7	53	17	355
26.29	4.5	62.5	14	347
28.57	5.2	46.2	17	366
30.04	3.6	42.5	19.8	361
31.45	3.5	33.5	20.9	276
32.46	3.2	33.7	24.2	283
32.48	3.2	33.0	24.9	287
33.81	3.1	27.4	25.0	220
35.11	3.5	24.4	27	179
36.06	8	19	31	164

(*) Razão entre as seções de choque de formação dos isômeros de spin alto e o de spin baixo.

REFERÊNCIAS

- 1 - C.L. Branquinho, S.M.A. Hoffmann, G.W.A. Newton, V.J. Robinson, H.Y. Wang, I.S. Grant e J.A.B. Goodall, J. Inorg. Nucl. Chem. , 41 (1979), 617.
- 2 - E.A. Bryant, D.R.F. Cochran e J.D. Knight, Phys. Rev., 130 (1963) 1512.
- 3 - E. Lebowitz e M.W. Greene, Int. J. Appl. Radiat. Isotopes, 21 (1970), 625.
- 4 - C.F. Williamson, J.P. Boujot, J. Picard, Rapport CEA-R3042 (1966).
- 5 - D.C. Kocher, Nuclear Data Sheets BB (1972), 527; Nuclear Data Sheets 10 (1973), 241.
- 6 - M. Blann, Report COO 3494-29, Rochester (1979).
- 7 - M. Blann, Phys. Rev. Lett., 27 (1971), 337.
- 8 - G.D. Harp., J.M. Miller e B.J. Berne, Phys. Rev., 165 (1968), 1166.
- 9 - J.J. Griffin, Phys. Rev. Lett., 17 (1966), 478.

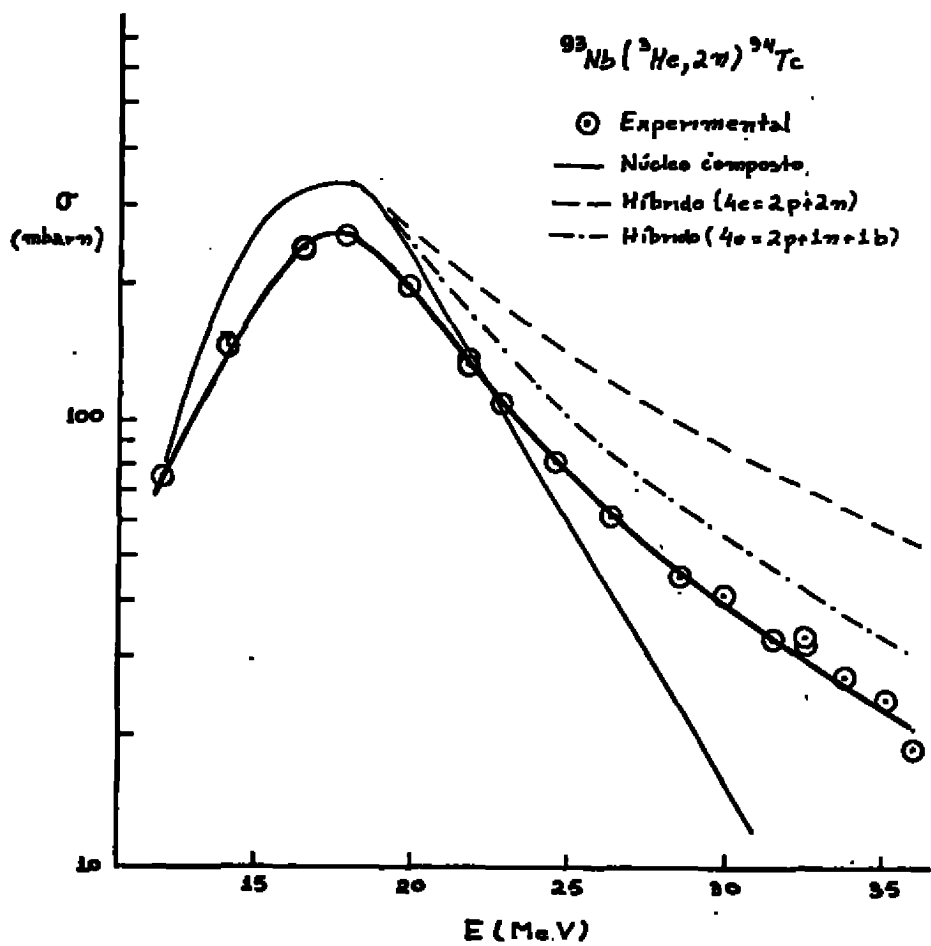


Figura 1

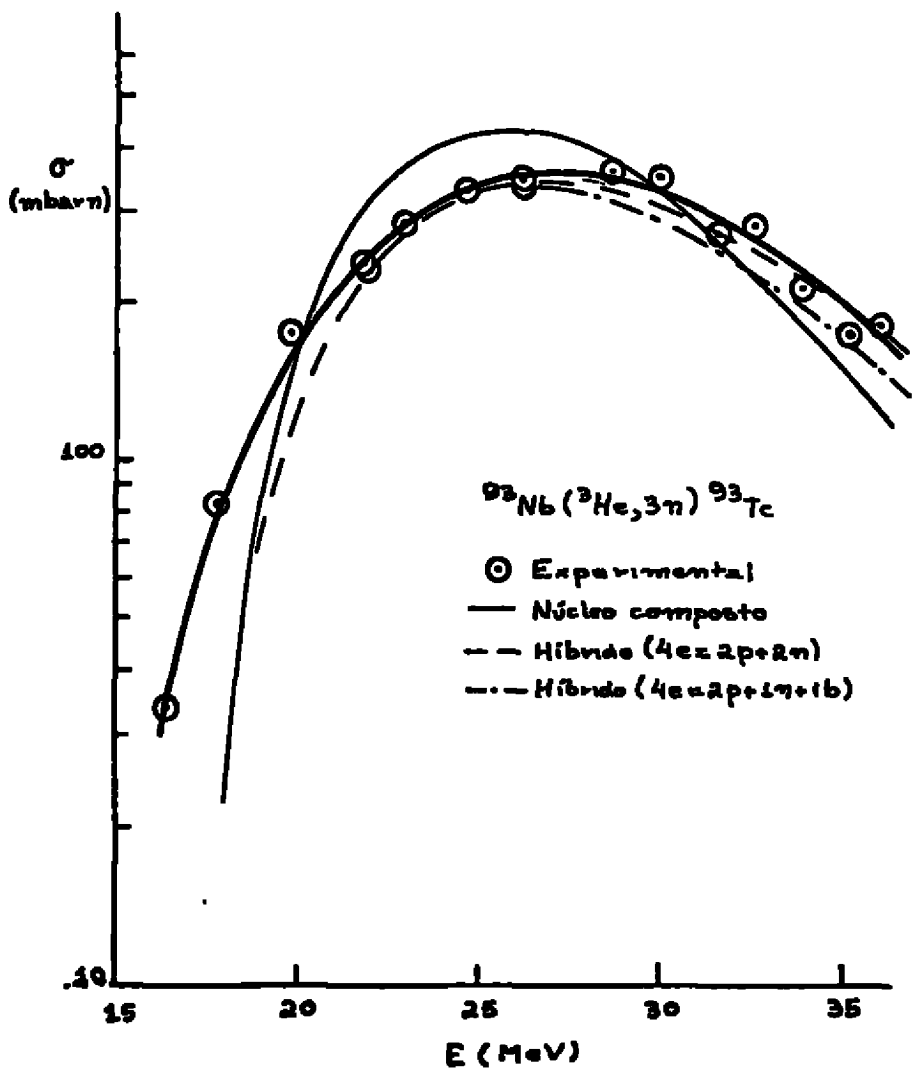


Figura 2

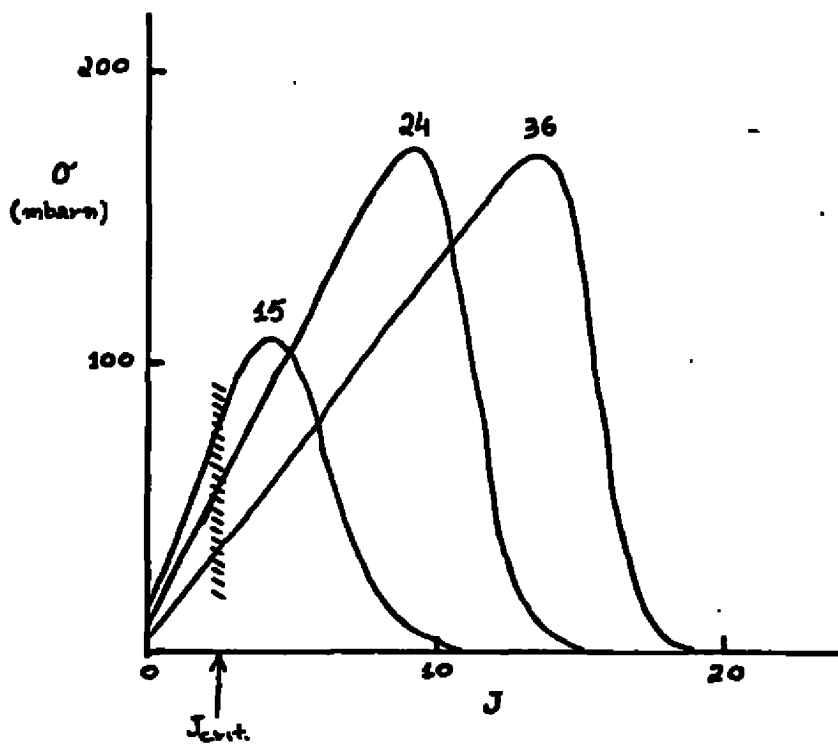


Figura 3

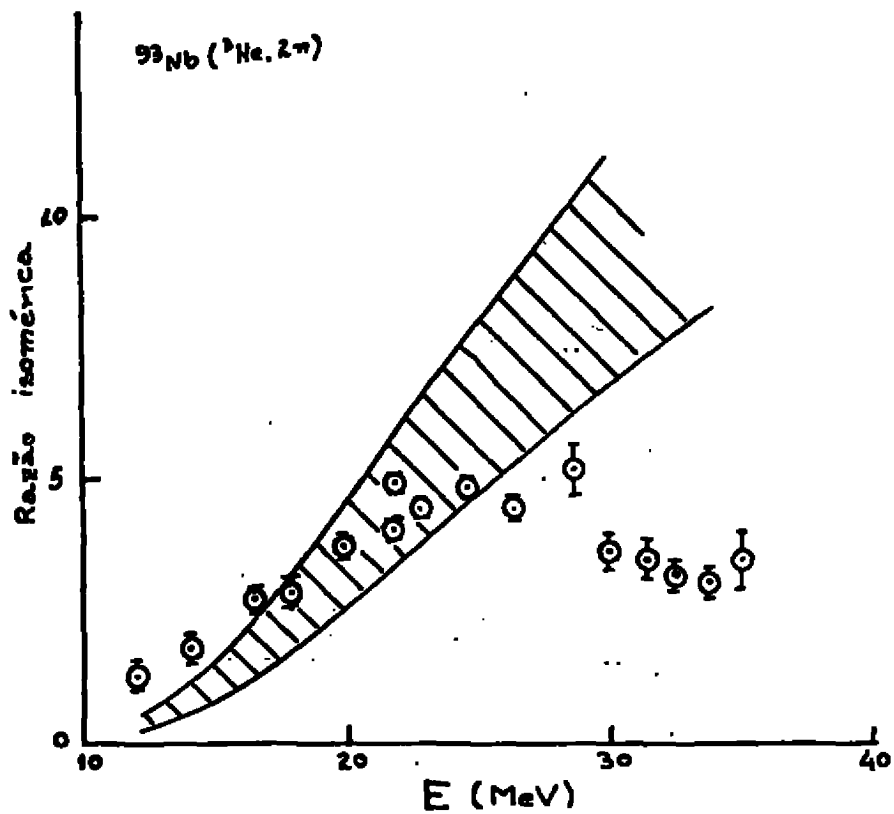


Figura 4

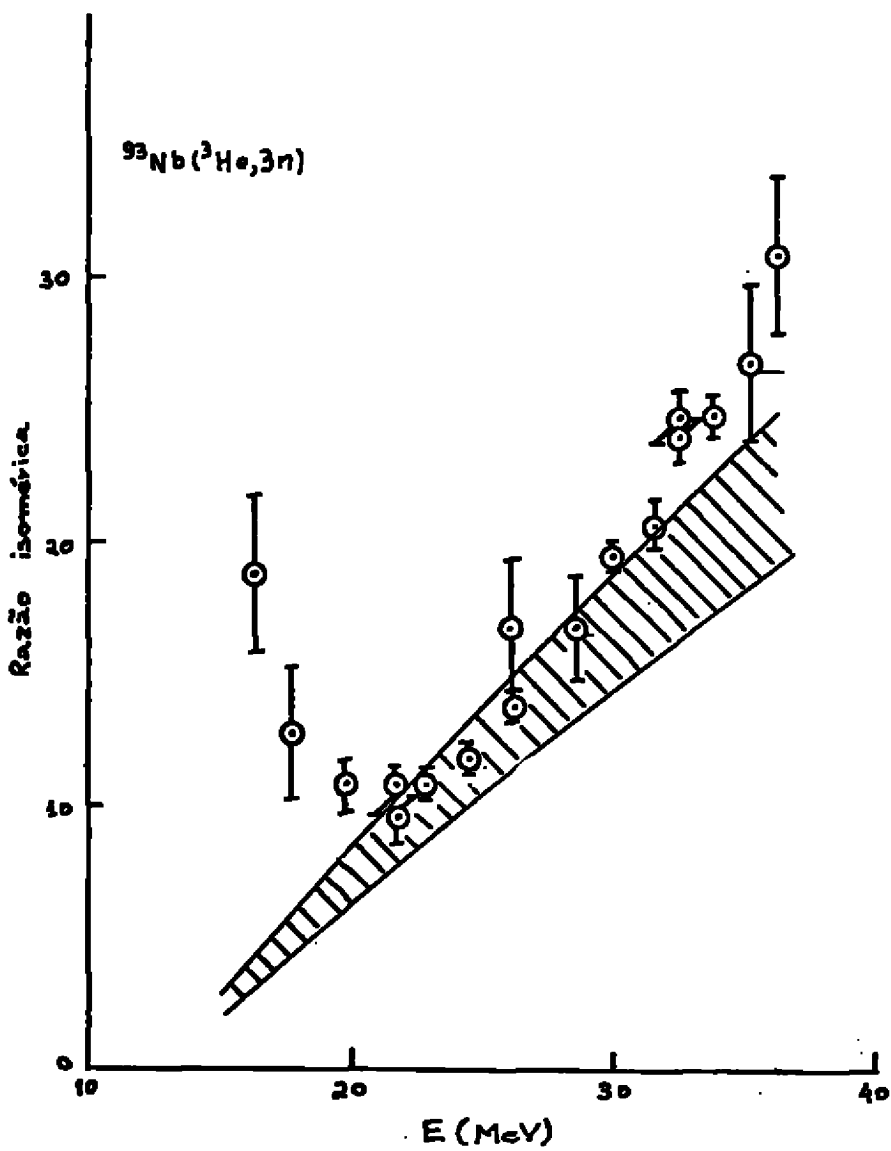


Figura 5

INTERACTING p-BOSON MODEL WITH ISOSPIN

Hsi-Tseng Chen

Pelletron Laboratory, Instituto de Física
Universidade de São Paulo - São Paulo, Brasil

ABSTRACT

We propose a description of collective states in self-conjugate nuclei, both odd-odd and even-even, in terms of an interacting isoscalar p-boson model. Within this model, two limiting cases can be identified with the anharmonic vibrator and axial rotor limits of the classical geometrical description.

The interacting boson model (IBM) has been very successful in describing collective states in nuclei¹⁾. In this model one may describe the low-energy collective motion in the even-even nuclei as excitation of an interacting-boson system which consists mainly s-bosons and d-bosons. It is the purpose of this talk to communicate the possibility of extending this elegant model to include isospin and thus widening its applications even to light nuclei, both odd-odd and even-even.

In IBM, the s-boson and d-boson can be considered as typifying the correlated nucleon pairs coupled to angular momentum zero and two as a result of the pairwise interactions among the valence nucleons outside of a core. For example, the interaction between the nucleons in the s-boson can be thought of as pairing type. In view of the two existing components of pairing correlations in nuclei, namely, $T=1$ pairing and $T=0$ pairing, we are proposing a possible interpretation of both odd-odd and even-even nuclei as a mixture of isovector bosons, with angular momentum $L=0$ and with $L=2$, and isoscalar bosons with $L=1$. It has been long established in the literature²⁾ that isovector pairing is the dominant component in medium and heavy nuclei in comparison with isoscalar pairing and that the reverse is true for light nuclei. This seems to suggest that, for the light nuclei, one can deal mainly with the system of the isoscalar p-bosons and then perform the refinements by letting the system interact with the rest, namely, the isovector sd-bosons.

In the following, we will show that even in this simple interacting p-boson model we can identify the two limiting cases with the anharmonic vibrator and axial rotor limits of the classical geometrical description for the self-conjugate nuclei, both odd-odd and even-even. The transition between these two limits emerges naturally from the model. The results for ^{16}F and ^{20}Ne calculated in one of the limits seem to reproduce roughly well the experimental trends of the data. This demonstrates in an encouraging way that the model might

be useful. An interesting feature of the present model is in the proposal that the entire variety of observed spectra would emerge from a complete calculation with a set of dispersion-type equations.

To begin with, we claim that a number of states can be generated in self-conjugate nuclei as states of a system of N isoscalar p -bosons occupying M distinct levels in isospin space. The operator which creates such a boson in the ν -th level will be denoted as $P_{\mu\nu}^+$, where $\mu = -1, 0, 1$. If we regard the boson states, $\phi_{\mu\nu} = P_{\mu\nu}^+ |0\rangle$ as providing us a basis for the representation of the $U(3) \times U(M)$, then N -boson states can be classified according to the irreducible product representations of this group and its subgroups. The irreducible representations of $U(3)$ are fully characterized by the Young diagrams which contain at most 3 rows while those of $U(M)$ contain at most M rows. In order that the total wave function should be totally symmetric, we require the Young diagrams for both $U(3)$ and $U(M)$ to have the same shape $[\lambda]$. It follows that $[\lambda]$ contains at most 3 rows for $M \geq 3$ and has at most M rows for $M < 3$.

We now consider first the strong coupling limit where the two-body interactions among bosons are much larger than the energy splittings. This is a standard group-theoretical problem. The method of solution is due to Racah³⁾.

If two p -bosons interact with each other, their interaction energy can assume only three values according to the three possible values of their angular momentum. Therefore by a convenient choice of three constants a, b , and c , it is always possible to express their interaction energy by the formula:

$$a + b P_{12}^I + c \vec{L}_1 \cdot \vec{L}_2 \quad (1)$$

where P_{12}^I is the exchange operator acting upon the angular

momentum coordinate only and $\vec{L}_1 \cdot \vec{L}_2$ is the scalar product of the angular momenta of the two bosons. The energy of a state of a system of bosons in the strong coupling limit will then be:

$$E = \langle N; [\lambda] LM | \sum_{i < j} (a + b P_{ij}^L + c \vec{L}_i \cdot \vec{L}_j) | N; [\lambda] LM \rangle \quad (2)$$

where

$$| N; [\lambda] LM \rangle = \sum_{\mu_1 \mu_2 \dots \mu_N} \alpha_{[\lambda]}(\mu_1 \mu_2 \dots \mu_N; LM) \prod_{k=1}^N \left\{ \sum_{\nu=1}^N \phi_k(\nu) P_{\mu_k \nu}^+ \right\} | 0 \rangle \quad (3)$$

After the evaluation of the average value of $\sum_{i < j} P_{ij}^L$ in the state (3) with the SU₃ functions

$\alpha_{[\lambda]}(\mu_1 \mu_2 \dots \mu_N; LM)$, we finally arrive at a closed form for the energy:

$$E = \frac{N(N-1)}{2} a + \frac{b}{2} \{ \lambda_1(\lambda_1-1) + \lambda_2(\lambda_2-3) + \lambda_3(\lambda_3-5) \} + c \left(\frac{1}{2} L(L+1) - N \right) \quad (4)$$

The constants a, b and c here will be treated as our free parameters and are connected with the two boson interactions in the following way:

$$\begin{aligned} a &= \frac{1}{2} \{ \langle p^D D | v | p^D D \rangle + \langle p^P P | v | p^P P \rangle \} \\ b &= \frac{1}{6} \langle p^D D | v | p^D D \rangle - \frac{1}{2} \langle p^P P | v | p^P P \rangle + \frac{1}{3} \langle p^S S | v | p^S S \rangle \\ c &= \frac{1}{3} \{ \langle p^D D | v | p^D D \rangle - \langle p^S S | v | p^S S \rangle \} \end{aligned} \quad (5)$$

The allowable values of L in (4) for $[\lambda] = [\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3]$ are given by

$$\begin{aligned} L &= K, K+1, K+2, \dots, K + \max(\lambda_1 - \lambda_2, \lambda_2 - \lambda_3) \quad K \neq 0 \\ &= \max(\lambda_1 - \lambda_2, \lambda_2 - \lambda_3), \max(\lambda_1 - \lambda_2, \lambda_2 - \lambda_3) - 2, \dots, 1, \text{ or } 0 \quad K = 0 \end{aligned} \quad (6)$$

with the integer K taking values

$$K = \min(\lambda_1 - \lambda_2, \lambda_2 - \lambda_3), \min(\lambda_1 - \lambda_2, \lambda_2 - \lambda_3) - 2, \dots, 1 \text{ or } 0 \quad (7)$$

The spectrum of Eq. (4) for chosen a , b , and c for ^{20}Ne is shown in Fig. 1. Here we take the ground state of ^4He as the vacuum, and add 8 p -bosons to reach the nuclei of interest. The model reproduces roughly well the experimental trends of the energy levels. We assign the symmetries $[44]$ and $[422]$ to the bands of an eight-particle-four-hole nature. Although, within the model, the band with $[422]$ - symmetry is cut off at 2^+ level, the 10.8 - MeV 4^+ state is still reproduced well by the 10.85 MeV 4^+ member of the $[44]$ - band. Furthermore, in order to extend the supposed $[422]$ - band, there seems to be a need to incorporate f -bosons into the model.

So far we have seen that our model produces rotational-like spectra for a certain choice of the parameters such as boson energies and two-body matrix elements. We now show that, as these parameters change, the model should span the entire variety of observed spectra. This is done not by solving the Schrödinger equation for our model Hamiltonian directly. Instead, we would rather deal with a set of algebraic coupled equations.

In order to arrive at such equations, we should borrow some idea from the well known TDA treatment of the $T=1$ pairing correlations. In that approximation, the equations that govern the $T=1$, $J=0$ boson states are given by:

$$\begin{cases} \frac{1}{g} = \sum_{m=1}^M \frac{\Omega_m}{2c_m - E_1} & i=1, 2, 3, \dots, N \\ E = \sum_{i=1}^N E_i \end{cases} \quad (8)$$

where g , ϵ_j and Ω_j are the pairing strength, single particle energies and pair degeneracies. If we introduce the anharmonic effects to better the results toward the exact solutions we will get a new set of equations instead of (8) as is shown in Ref. 4:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{g} + \sum_j \frac{k_{ij}}{E_j - E_1} = \sum_{m=1}^M \frac{\Omega_m}{2\epsilon_m - E_1}, \quad i=1,2,\dots,N \\ E = \sum_{i=1}^N E_i \\ k_{ij} = (N(N-3) + T(T+1))/N(N-1) \quad \text{for } [N] \end{array} \right. \quad (9)$$

The newly introduced constants k_{ij} play the role as the interaction energy between the i -th boson and j -th boson. When $k_{ij}=0$; Eqs. (9) reduce to (8), that of a system of independent TDA, $T=1$, $J=0$ bosons. It should be remarked that Eqs. (9) are derived from the exact solution of the Schrödinger equation for an isovector pairing system. The physical significance behind these equations is then clear. They provide a picture of a system of bosons interacting in a more complicated manner than that of IBM. The constants k_{ij} represent the average behavior of such interactions. It is interesting to remark in passing that the present interacting boson picture has an immediate link with the boson expansion approach⁵⁾.

The applications of these ideas to our isoscalar p-boson model are then straight forward, simply exchanging the role of angular momentum and isospin in the $T=1, J=0$ bosons.

Without touching the microscopic foundations of the present model, we propose the following set of equations similar to (9) to govern our boson states from which the entire variety of observed spectra would emerge:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{\chi} + \sum_j \frac{S_{1j}}{E_j - E_1} = \sum_{\nu=1}^M \frac{D_\nu}{\eta_\nu - E_1}, \quad i=1,2,\dots,N \\ E = \sum_{i=1}^N E_i \end{array} \right. \quad (10)$$

where the constants χ , η_ν and D_ν are now treated as free parameters. We take the constants S_{1j} as the average of the calculated interaction energy between i-th boson and j-th boson from (4):

$$S_{1j} = a + \frac{b}{N(N-1)} (\lambda_1(\lambda_1-1) + \lambda_2(\lambda_2-3) + \lambda_3(\lambda_3-5)) + \frac{c}{N(N-1)} (L(L+1-2N)) \quad (11)$$

For the states with $[N]$ - symmetry and the choice of the parameters: $a+b=c$, $S_{1j} = c(N(N-3) + L(L+1))/N(N-1)$, the same form as k_{1j} in (9) .

It is interesting to see that if we set $D_\nu=0$, $\eta_\nu=0$ and $\chi=1$, the energy E in (10) can be evaluated analytically and it reproduces exactly the rotational-like spectra (4).

It the other limit where the energy spacings

between the levels are much larger than all interaction terms, one can expand E in (10) into a power series in S_{1j} by using the technique of Ref. 4:

$$E = \sum_{\nu} 2N_{\nu} \xi_{\nu} + \sum_{\ell=1}^{\infty} b_{\ell} \{ aN(N-1) + b[\lambda_1(\lambda_1-1) + \lambda_2(\lambda_2-3) + \lambda_3(\lambda_3-5)] + c[L(L+1) - 2N] \}^{\ell} \quad (12)$$

where ξ are the boson energies and N_{ν} the occupation numbers at ν -th level. The coefficients b_{ℓ} can be expressed analytically in terms of N_{ν} and the other free parameters. Since the energy in (12) is in the form of $A + BL(L+1) + CL^2(L+1)^2 + \dots$, we are thus led to a description of our system in terms of a rotation-vibration picture.

In conclusion, we believe that a description of collective states for the self-conjugate nuclei in terms of a isoscalar p -boson model might be appropriate, especially in the above mentioned two limiting cases. For the other variety of observed spectra, a solution of the coupled equation (10) may be needed.

We wish to thank Prof. M. Hussein for stimulating discussions and helpful comments.

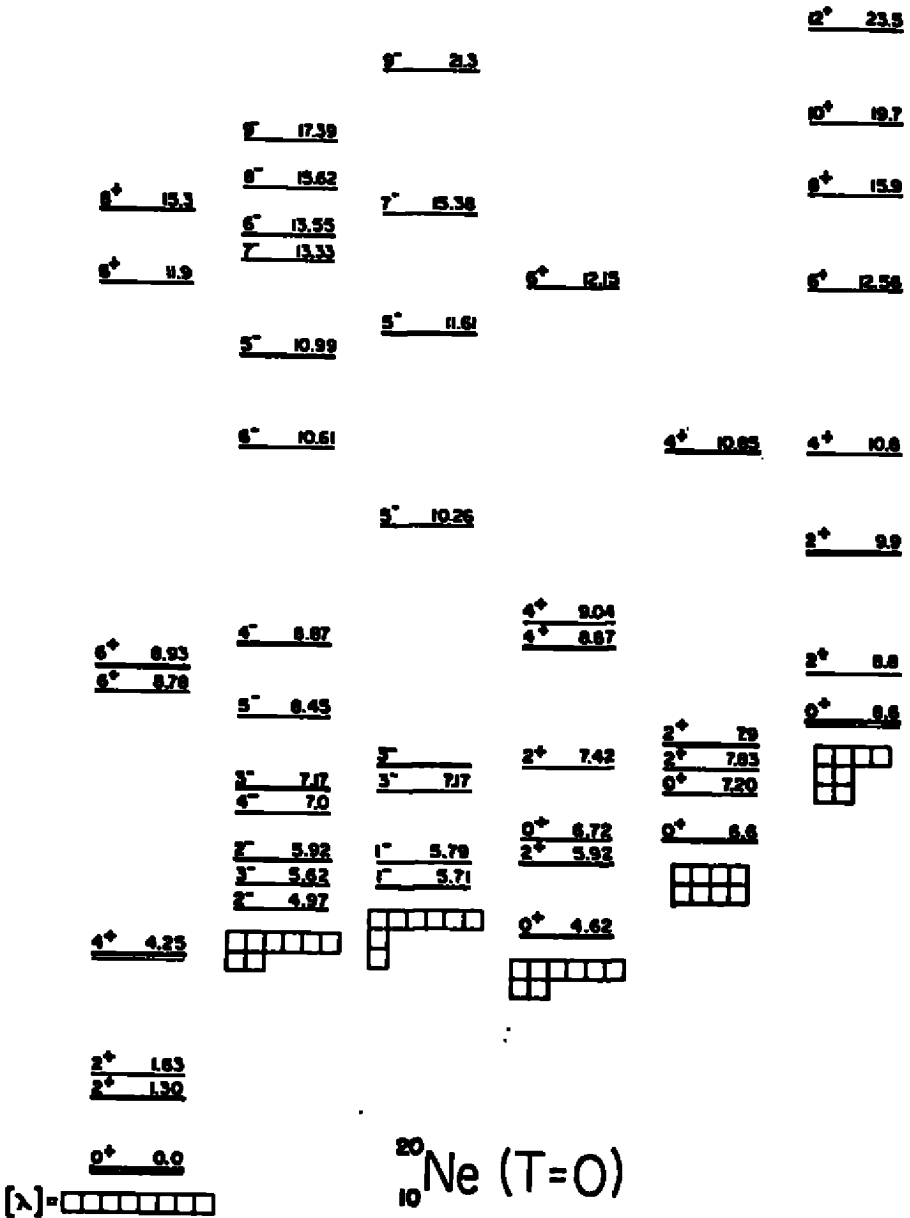
REFERENCES:

1. A. Arima and F. Tachello, *Phys.Rev.Lett.* 35, 1069 (1975).
Interacting Bosons in Nuclear Physics, edited by F.Tachello (Plenum, New York, 1979).
2. H.T. Chen and A. Goswami, *Phys.Lett.* 24B, 257 (1967).
J. Bar-Touv, A. Goswami, A.L. Goodman and G.L. Struble, *Phys. Rev.* 178, 1970 (1969).
H.H. Wolter, A. Faessler and R.U. Sauer, *Phys.Lett.* 31B, 516 (1970).
3. G. Racah, *Group Theory and Spectroscopy*, Princeton lectures 7 and 8, 1951.
4. Hsi-Tseng Chen and R.W. Richardson, *Nucl.Phys.* A212, 317 (1973).
5. B. Sorensen, *Nucl.Phys.* A97, 1 (1967); A119, 65 (1968);
Progr.Theor.Phys. 39, 1468 (1968); *Nucl.Phys.* A142, 392 (1970); A142, 411 (1970), A217, 505 (1973).

FIGURE CAPTIONS:

FIG. 1 - Comparison between experimental (thin lines) and theoretical (thick lines) spectrum in ^{20}Ne . The parameters in the theoretical spectrum are $a=0.45$ MeV, $b=-0.33$ MeV, $c=0.43$ MeV.

FIG. 1



ESTUDO COMPARATIVO DAS REAÇÕES ELÁSTICAS $\alpha+Li^6$ e $\alpha+Li^7$ †

V. P. Brito*, H. T. Coelho, F. A. B. Coutinho, T. K. Das
Departamento de Física, Universidade Federal de Pernambuco, Recife-PE

RESUMO

Um estudo comparativo das reações nucleares elásticas $\alpha+Li^6$ e $\alpha+Li^7$ objetiva explicar o comportamento anômalo na seção diferencial de choque, observado experimentalmente na região dos grandes ângulos, utilizando para este fim, diagramas de Feynman dos tipos polar e triangular ramificado, como primeira aproximação.

† Financiado em parte pelo FINEP e CNPq.

* Endereço Permanente : Departamento de Física, Universidade Federal do Piauí,
Terezina, PI.

O estudo teórico e experimental das reações nucleares tomou um maior impulso a partir da década de 60 com os esforços, principalmente, de grupos de pesquisas da Universidade de Moscou, sob a orientação de I. S. Shapiro (2). Estes grupos estudam métodos apropriados para a análise de reações nucleares, do tipo direta. Uma farta literatura existe sobre o assunto (1-7).

Para tratar as reações nucleares diretas existem vários formalismos. O DWBA, por exemplo, consiste na determinação do elemento de matriz de transição a partir da função de onda do movimento das partículas e da interação entre elas. Este formalismo, entretanto, além de apresentar restrições quando nos aproximamos de energias relativísticas (pois nestes casos as idéias de função de onda e de interação não são mais restritivas), envolve a escolha de um potencial ótico arbitrário o que não permite uma definição clara (mais microscópica) do "mecanismo da reação". Um outro formalismo, é o método diagramático de Feynman. Ele consiste basicamente em determinar a amplitude total para o processo de reação direta (para uma região limitada do espaço de fase), somando todos os diagramas de Feynman que contribuem significativamente para a região em consideração. A seleção destes diagramas é feita com base na análise de singularidades. Contribuirão mais predominantemente aqueles que apresentarem singularidades mais próximas à região física de interesse.

Neste trabalho abordaremos um estudo comparativo de reações elásticas diretas de $\alpha + \text{Li}^6$ e $\alpha + \text{Li}^7$, tendo a partícula α (0^+) incidente energias de 2-4 MeV, no sistema do centro de massa (SCM). Para estas energias, estas reações são caracteristicamente diretas, pois suas seções diferenciais de choque totais versus energias, são bem comportadas neste intervalo de energia (não apresentam ressonâncias) (5).

A questão interessante que temos a esclarecer nestas reações, é tentar explicar o comportamento anômalo das seções diferenciais de choque obtidas experimentalmente (5) para a região de grandes ângulos, conforme pode-

nos comprovar observando a figura-1. O que se observa é um pico para o caso do Li^6 , enquanto nenhum pico se apresenta para o núcleo vizinho, o Li^7 . Problema similar em espírito foi anteriormente abordado por Coelho, Coutinho e Piza⁽⁷⁾.

Devido a riqueza microscópica oferecida pelo método diagramático, optamos por ele, na tentativa de esclarecer este problema. Segundo este método, e baseado na análise de singularidades, selecionamos, de início, os diagramas do tipo polar (que apresentam polo próximo à região física de interesse). Com os cálculos, verificamos que enquanto uma das seções diferenciais de choque pica (Li^6) para ângulos grandes, a outra também cresce um pouco para $\theta \rightarrow 180^\circ$. Sentimos daí que outros diagramas devem ser introduzidos, na tentativa de conduzir as seções diferenciais de choque aos comportamentos observados nos dados experimentais.

Baseado na análise de singularidade dos demais diagramas fisicamente possíveis, verificamos que aquelas que apresentam singularidades mais próximas da região física são os diagramas triangulares ramificados (com singularidades do tipo logarítmicas e conhecidos como "vertex corrections"). Os vários diagramas possíveis se encontram esquematizados na fig.2. Convém observar que as leis usuais de conservação são utilizadas nestes diagramas^(1-3,6). Devido a "efeitos microscópicos", pode-se mostrar que as contribuições destes diagramas (original e reflexo) devem se somar à contribuição do diagrama polar no caso de $\alpha+Li^6$, enquanto que no caso de $\alpha+Li^7$, devem quase se cancelar, diminuindo então a seção diferencial de choque, como obtido experimentalmente.

Como vantagens destes diagramas, podemos citar a facilidade de interpretação dos processos virtuais propostos para as reações, bem como a possibilidade de resultados fechados para as matrizes-T, via formalismo de Noble⁽⁶⁾ (equivalente ao de Shapiro⁽²⁾ como pode-se mostrar). Convém lembrar

que fazemos todo o nosso estudo no sistema centro de massa.

Como desvantagem, mencionamos a quebra da unitariedade da matriz-S associada ao processo de reação (em parte, pela não inclusão de todos os diagramas fisicamente possíveis (infinitos), pois utilizamos PWBA).

De todos os estudos e cálculos realizados neste trabalho, ⁽¹⁾ podemos chegar a algumas conclusões, a saber:

i) O formalismo e mecanismo empregado para descrever as reações estudadas se mostraram bastante razoáveis;

ii) A descrição do processo de reação através dos diagramas de Feynman do tipo polar já indicam claramente um comportamento distinto das secções diferenciais de choque nos dois processos de reação;

iii) A inclusão do diagrama triangular ramificado, no caso de $\alpha+Li^6$, mostra que a secção diferencial de choque sofre uma elevação, quando comparada com o caso apenas do diagrama polar, enquanto decresce sensivelmente para o caso $\alpha+Li^7$, em concordância com os dados experimentais.

Como perspectiva futura para o problema, podemos indicar a complementação dos cálculos numéricos, de modo a tornar as secções diferenciais de choque dos dois processos compatíveis com os resultados experimentais, através da unitarização da matriz S. (Esta última, perdida principalmente pelo emprego da PWBA). Existem muitos métodos de se conseguir a unitarização ⁽⁸⁻¹⁰⁾. Eles estão sendo utilizados por alguns de nós e serão parte de futuras publicações.

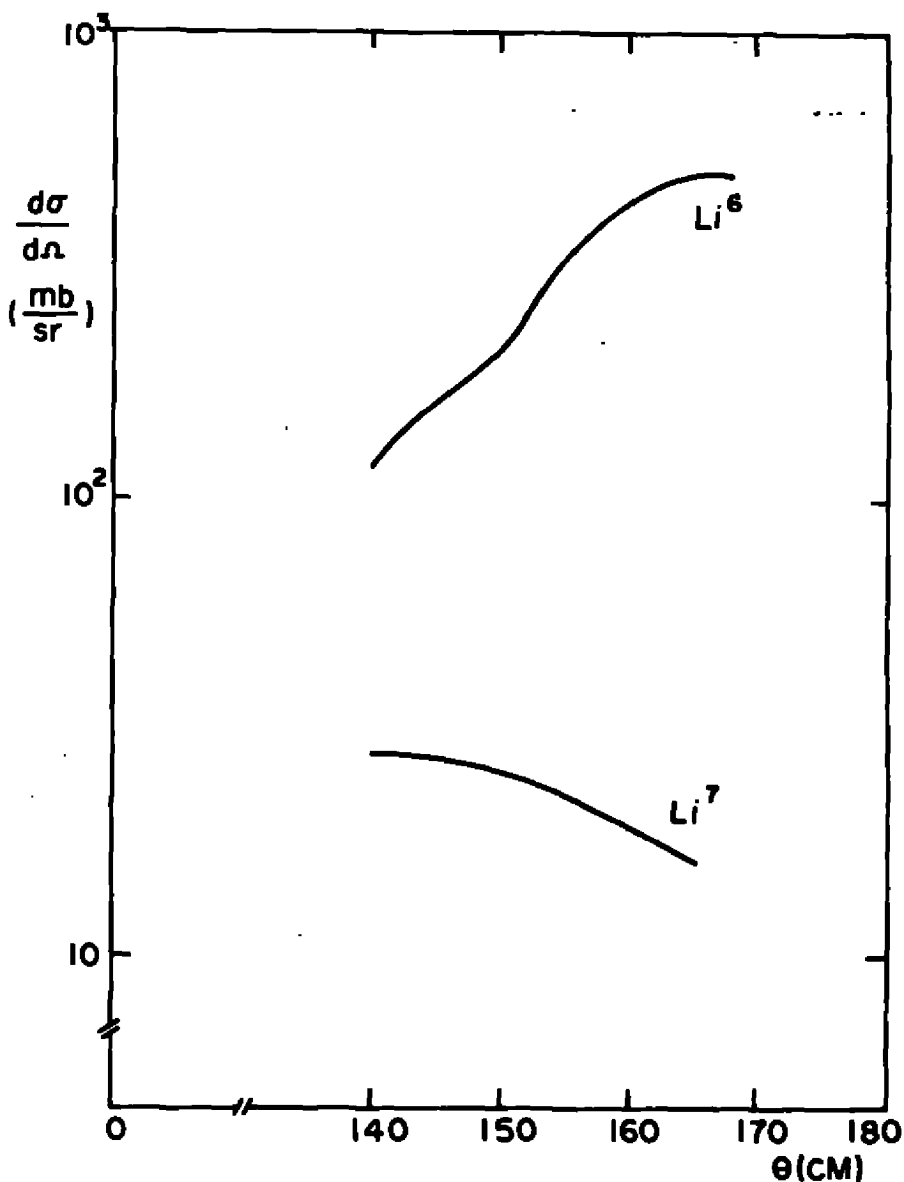


FIGURA 1 - Resultados Experimentais para $d\sigma/d\Omega$ (mb/sr) para as reações $\alpha+\text{Li}^6$ e $\alpha+\text{Li}^7$, com $E_\alpha = 2,35$ MeV (CM), funções dos ângulos de espalhamento, no 5CM.

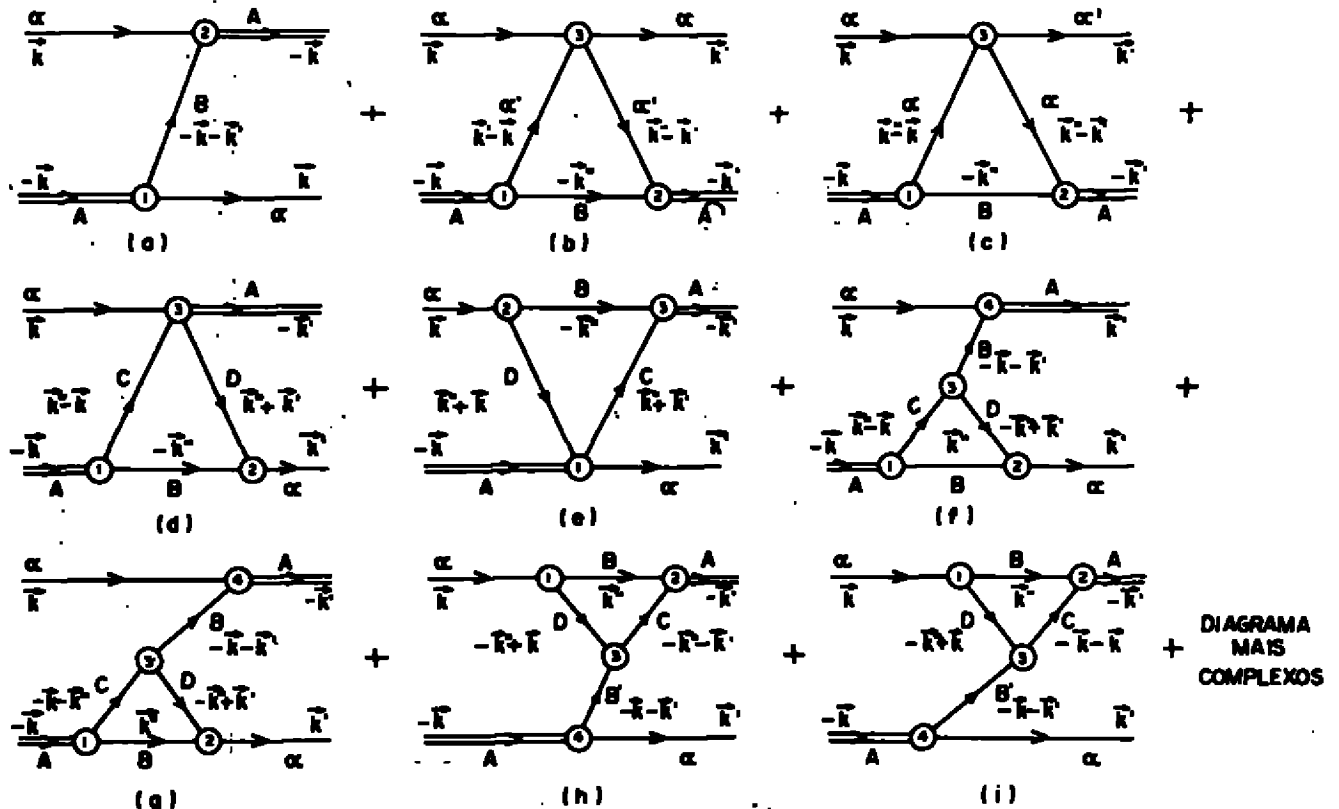


FIGURA 2 - Diagramas Polares (a); Triangulares Simples (b à e); Triangulares Ramificados originais, com vértices deslocados e reflexos (f à i), a serem considerados nos cálculos das matrizes-T do problema. A representa núcleo alvo; B, B', C e D são núcleos virtuais permitidos, segundo a escolha de A(Li⁶ ou Li⁷).

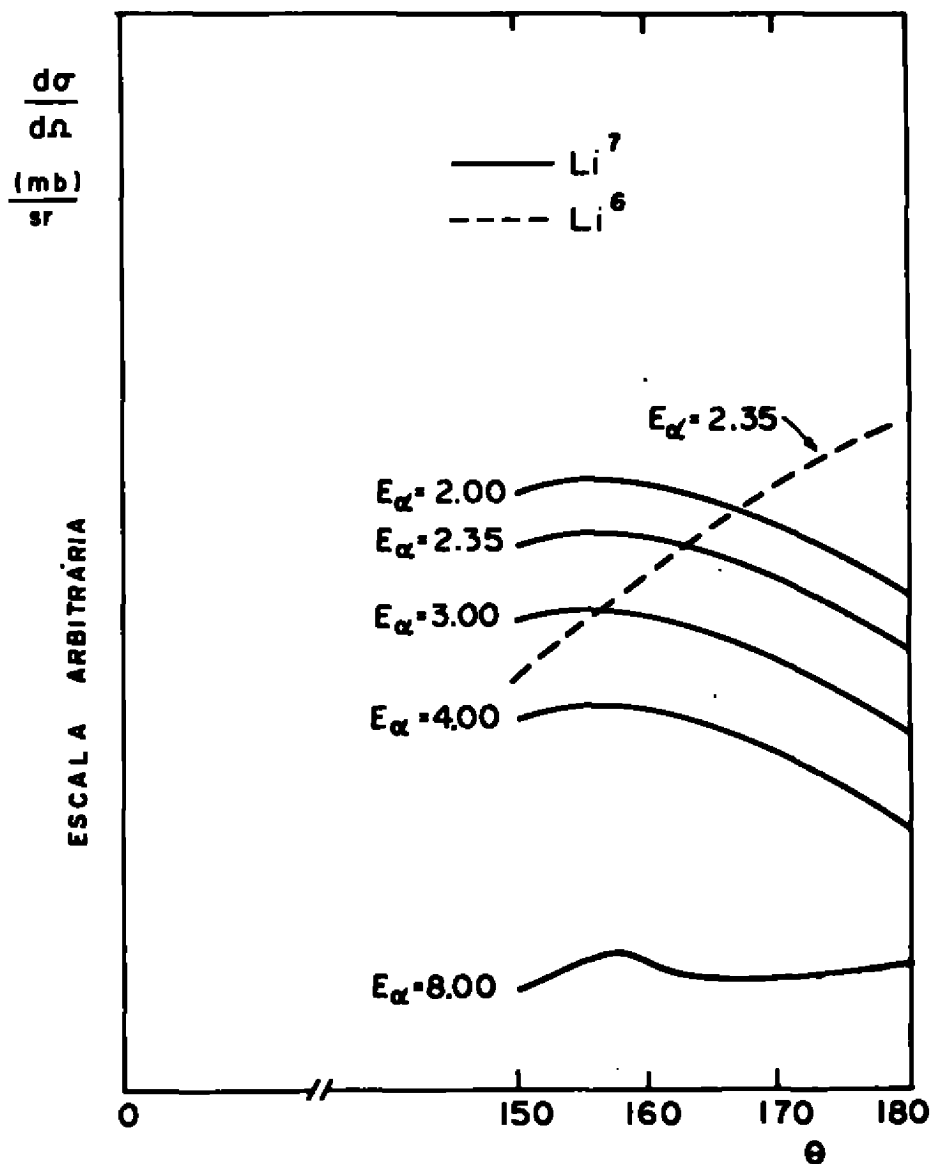


FIGURA 3 - Resultados Teóricos para $d\sigma/d\Omega$ (mb/sr), para as reações $\alpha\text{-Li}^6$ e $\alpha\text{-Li}^7$, em funções das energias da partícula alfa incidente e dos ângulos de espalhamento no SCM. Energias em MeV.

REFERÊNCIAS

1. V. P. Brito, Tese de Mestrado apresentada ao Departamento de Física da UFPE (1980).
2. I. S. Shapiró, Selected Topics in Nuclear Theory, I.I.E.A, Vienna (1963) 85.
3. I. S. Shapiro, Sov. Phys. 10 (1968) 515.
4. V. M. Kolybasov, et al., Sov. Phys. 17 (1974).
5. H. Bohlen et al., Nucl. Phys A179 (1972) 504.
6. J. V. Noble and H. T. Coelho, Phys. Rev. C 3 (1971) 1840.
7. H. T. Coelho, F. A. B. Coutinho, A. F. R. de Toledo Piza, Phys. Rev. C 14 (1976) 1280.
8. E. I. Dolinsky et. al., Nucl. Phys. 76 (1966) 289;
9. A. G. Baryshnikov et al., Nucl. Phys. A 224 (1974) 61 .
- 10 J . J. Giambiagi, T. W. Kibble, Annals Phys. 7 (1959) 39.

POLARIZAÇÃO EFETIVA NAS REAÇÕES QUASE-LIVRES

$^{16}\text{O}(p,2p)^{15}\text{N}$ E $^{40}\text{Ca}(p,2p)^{39}\text{K}$ A 200 MeV

M.R.Teodoro e E.A.Veit

Instituto de Física

Universidade Federal do Rio Grande do Sul

90000 Porto Alegre, RS

Resumo: Uma relação simples para a Polarização Efetiva em reações quase-livres $(p,2p)$ com prótons incidentes totalmente polarizados é testada, para os núcleos de ^{16}O e ^{40}Ca , usando recentes dados experimentais (TRIUMF).

1 - Introdução

Uma reação quase-livre coplanar $(p,2p)$ é uma reação nuclear direta, na qual uma partícula incidente de energia intermediária (>100 MeV) arranca uma partícula do núcleo, sendo esta a única interação violenta do processo (Fig. 1).

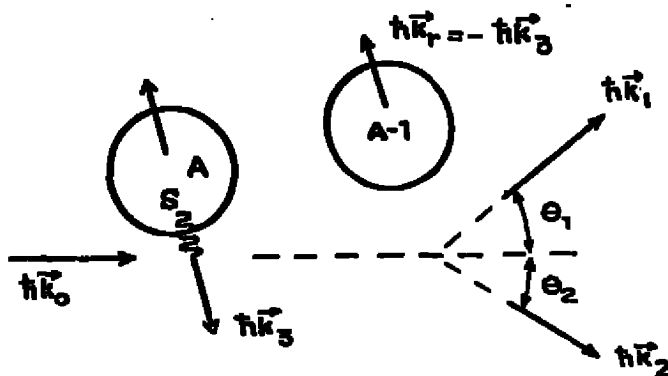


Figura 1 - Esquema de um espalhamento quase-livre $(p,2p)$.

Esse tipo de reação nuclear tem servido como fonte de informação da estrutura nuclear. Em especial, permite o estudo de camadas nucleares fortemente ligadas, através de grandezas como a seção de choque de correlação, distribuições de momentum, espectros de energia, assimetrias e polarizações efetivas.

O formalismo que descreve tais processos utiliza, em geral, a aproximação de impulso com ondas distorcidas (DWIA), sendo os espalhamentos múltiplos simulados por potenciais óticos. Para maiores detalhes indicamos as referências 1 e 2.

A seção de choque de correlação para um espalhamento quase-livre (p,2p) é, na aproximação de fatoração, dada por

$$\frac{d^6\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE} = (\text{FATOR CINEMÁTICO}) \cdot \left(\frac{d\sigma^L}{d\Omega}\right) \cdot |g'|^2 \quad (1)$$

sendo $|g'|^2$ a distribuição de momentum distorcida e $\frac{d\sigma^L}{d\Omega}$, a seção de choque p-p livre (no sistema centro de massa).

Para prótons incidentes com polarização P_0 e prótons-alvo com polarização efetiva P_{ef} , temos que³⁾

$$\frac{d\sigma^L}{d\Omega} = I_0 \left[1 + (P_0 + P_{ef}) P + P_0 \cdot P_{ef} C_{NN} \right] \quad (2)$$

onde I_0 é a seção de choque p-p não polarizados, P a polarização e C_{NN} , a função de correlação de spin do espalhamento p-p livre.

Outra grandeza interessante, que pode ser determinada experimentalmente é a assimetria, sendo definida e relacionada com a polarização efetiva da partícula-alvo pela relação:

$$A = \frac{\frac{d^6\sigma(++)}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE} - \frac{d^6\sigma(+-)}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE}}{\frac{d^6\sigma(++)}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE} + \frac{d^6\sigma(+-)}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE}} = P_0 \frac{P + P_{ef} C_{NN}}{1 + P_{ef} P} \quad (3)$$

onde $(++)$ e $(+-)$ indicam os spins das partículas. Por exemplo,

(++) representa o spin-down da partícula incidente e spin-up da partícula-alvo.

11 - Polarização Efetiva

O próprio formalismo usado para descrever reações quase-livres permite mostrar¹⁾ que a partícula arrancada do núcleo está efetivamente polarizada, sendo isto uma consequência da forte absorção, que as partículas sofrem no núcleo, e do acoplamento spin-órbita nuclear²⁾

Para melhor compreender a noção de polarização efetiva, consideremos o arrancamento de um próton do estado-p do ^{16}O , numa geometria assimétrica. De uma forma qualitativa, "vemos" essencialmente o lado direito do núcleo (Fig. 2). Partículas de eventos no lado esquerdo são fortemente absorvidas. Prótons com momentum angular na direção horária contribuirão mais que os que tiverem momentum angular na direção anti-horária. Se o próton estiver no estado $p_{1/2}$ ($p_{3/2}$) terá spin predominantemente up (down).

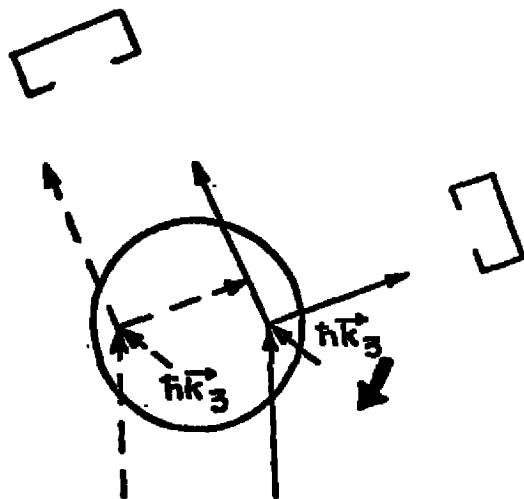


Figura 2 - Cinemática da reação (p,2p).

A polarização efetiva, dada uma certa geometria, depende fortemente da estrutura nuclear. Nessa descrição, qualitativa, estamos utilizando o modelo de camadas.

A polarização efetiva pode ser obtida através do conhecimento das distribuições de momentum distorcidas ou, conforme veremos a seguir, dos valores encontrados, experimentalmente, para a assimetria. É interessante notar que grandezas como a assimetria, definida por razões entre seções de choque, permitem o cancelamento das distribuições de momentum distorcidas, que contêm incertezas provenientes da função de onda nuclear e dos potenciais óticos.

III - Polarização Efetiva e Assimetria

Da definição de assimetria, relação (3), podemos obter a polarização efetiva em função dos valores experimentais de A e do conhecimento das funções P e C_{NN} , ou seja

$$P_{ef}^{TEOR}(j) = \frac{A^{EXP}(j) - P}{C_{NN} - P \cdot A^{EXP}(j)} \quad (4)$$

Como as medidas de assimetria são feitas para uma certa camada nuclear, escolhendo a energia de ligação correspondente, indicamos A e P_{ef} como funções do momentum angular total (j) dessa camada. As funções P e C_{NN} dependem da energia relativa das partículas e do ângulo no sistema centro de massa ($\bar{\theta}$), sendo obtidas de deslocamentos de fase tabelados.

IV - Relação em Teste para a P_{ef}

Para núcleos de camada fechada, como o $^{16}_0$ e $^{40}_{Ca}$, a polarização efetiva média dos prótons em cada camada, deve, numa boa aproximação⁴⁾, anular-se, ou seja

$$(2+1)P_{ef}(j=2+\frac{1}{2}) + 2 \cdot P_{ef}(j=2-\frac{1}{2}) = 0 \quad (5)$$

Vamos analisar a validade dessa relação no caso da camada p (^{16}O) e camada d (^{40}Ca). Para tanto utilizaremos recentes dados experimentais obtidos em TRIUMF (Canadá) para as assimetrias, em reações quase-livres (p,2p) a 200 MeV. Esses dados correspondem aos estados $1p_{1/2}$, $1p_{3/2}$ do ^{16}O e $1d_{3/2}$, $1d_{5/2}$ e $2s_{1/2}$ do ^{40}Ca .

Para esses casos, a relação (5) acima permite escrever que:

- 1) estados-p (^{16}O): $P_{ef}(1/2) = -2 P_{ef}(3/2)$
- 2) estados-d (^{40}Ca): $P_{ef}(3/2) = -\frac{3}{2} P_{ef}(5/2)$
- 3) estados-s (^{40}Ca): $P_{ef}(s) = 0$

Os dados experimentais⁵⁾, bem como os resultados obtidos para a polarização efetiva, podem ser vistos nas figuras 3, 4 e 5.

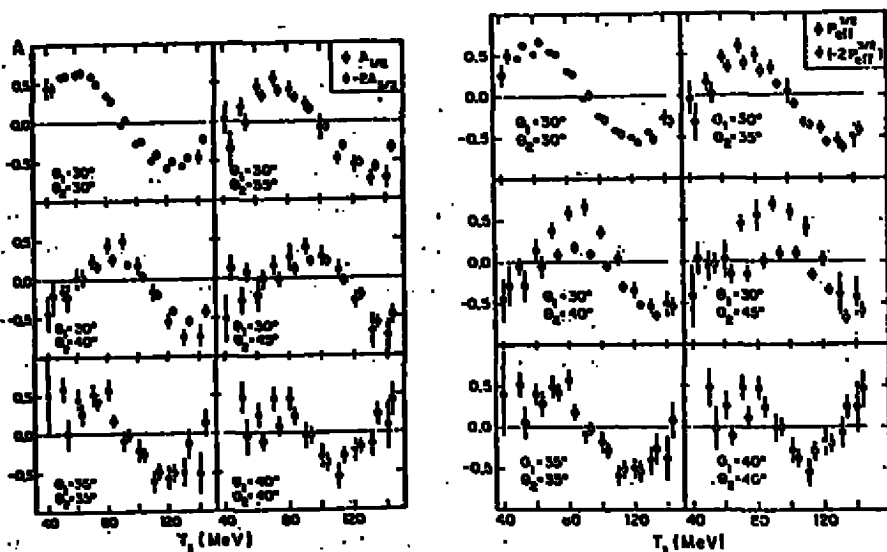


Figura 3 - (a) Dados experimentais de assimetria⁵⁾ para o espalhamento (p,2p) a 200 MeV no ^{16}O ; (b) polarizações efetivas calculadas⁷⁾ dos dados do Item (a) pela relação (4).

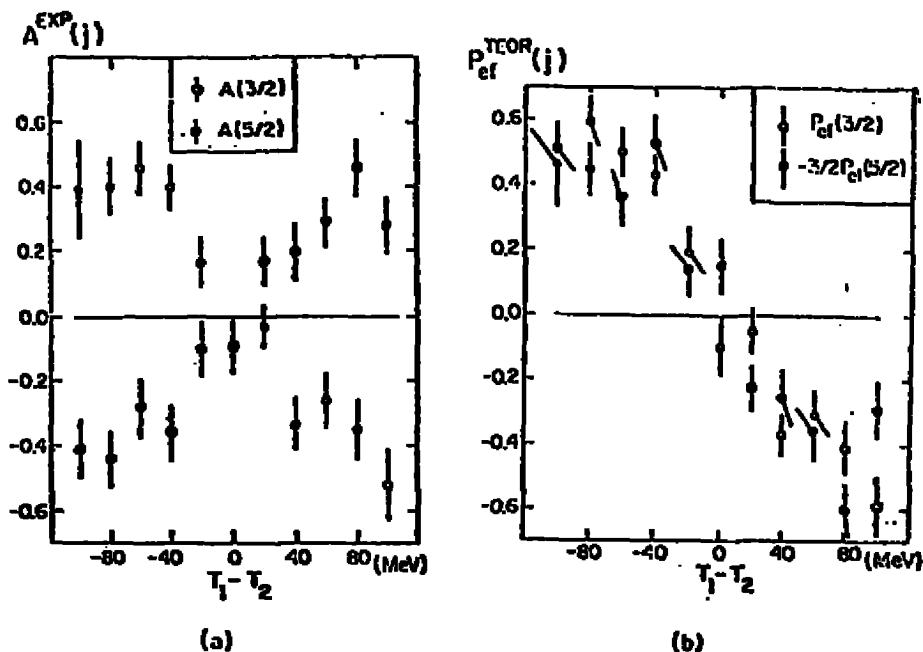


Figura 4 - (a) Dados experimentais de TRIUMF⁵⁾ para o caso de espalhamento simétrico a 30° no estado $1d$ do ^{40}Ca , com prótons incidentes polarizados e a 200 MeV; (b) polarizações efetivas obtidas da relação (4) e dos dados experimentais de (a).

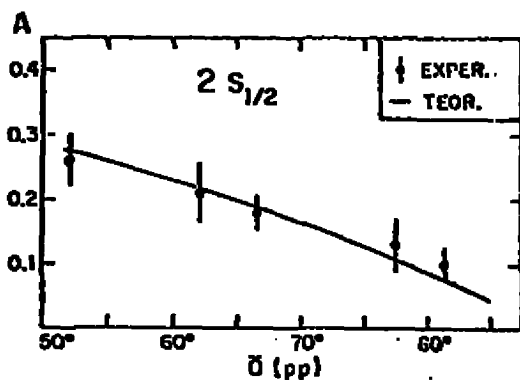


Figura 5 - Dados experimentais de TRIUMF⁵⁾ para a assimetria no caso do estado $2s_{1/2}$ do ^{40}Ca , sendo o momentum de recuo do núcleo residual nulo.

VI - Conclusões

Analisando os resultados obtidos, podemos dizer, sobre a validade da relação (5) para a polarização efetiva, que⁶⁾:

- 1) Essa relação é obedecida nos casos simétricos em ângulo ($\theta_1 = |\theta_2|$) para os estados $|p_{1/2}$ e $|p_{3/2}$ do ^{16}O . Para espalhamento assimétrico ($\theta_1 \neq |\theta_2|$) a relação não é verificada.
- 2) Essa relação é obedecida no caso dos estados $|d_{3/2}$ e $|d_{5/2}$ do ^{40}Ca , que é um espalhamento simétrico em ângulo ($\theta_1 = |\theta_2|$). Não existem ainda medidas de assimetria para o ^{40}Ca , com ângulos diferentes.

- 3) As conclusões acima não se modificam mesmo incluindo algumas correlações na aproximação de impulso com ondas distorcidas (DWIA) fatorada. Essas correções foram:
 - correção devido a efeitos de "off-shell", comparando os resultados da prescrição inicial e final;
 - correções devido a possível depolarização do feixe incidente, usando diferentes valores para a polarização dos prótons incidentes;
 - correções devido às incertezas nas funções P e C_{NN} , utilizando valores experimentais para essas funções e não os obtidos por deslocamentos de fase.

Correções devido às incertezas na função de onda nuclear e nos potenciais óticos não foram consideradas, porque são praticamente canceladas no cálculo das assimetrias.

- 4) Dos gráficos para as assimetrias, nos casos do ^{16}O e ^{40}Ca , podemos notar que as assimetrias obedecem bastante bem a relação (5), tanto no caso de ângulos iguais como no de ângulos diferentes. A possibilidade que P e C_{NN} possam ser diferentes na matéria nuclear está em estudo. Note-se, porém, que os resultados para o estado $2s_{1/2}$ do ^{40}Ca contradizem essa hipótese, porque, de acordo com a relação (4), para estados- s ($P_{ef} = 0$) a assimetria é praticamente a função P , o que é confirmado por uma análise da Figura 5.

Uma conclusão definitiva sobre a validade da rela-

ção (5) para a polarização efetiva ainda não é possível. Esperamos que estudos futuros, bem como novos dados experimentais, possam esclarecer melhor as discrepâncias aqui discutidas.

Agradecemos ao Prof. Th.A.J.Maris por suas valiosas sugestões, bem como ao Dr. P.Kitching por enviar-nos os dados experimentais antes de sua publicação. Esse trabalho foi parcialmente financiado pelo CNPq e FINEP.

Referências

- 1) G.Jacob e Th.A.J.Maris, Rev.Mod.Phys. 38, 121 (1966).
- 2) G.Jacob, Th.A.J.Maris, C.Schneider e M.R.Teodoro, Phys.Lett. 45B, 181 (1973); Nucl.Phys. A257, 517 (1976).
- 3) N.Hoshizaki, Supp.Progr.Theor.Phys. 42, 107 (1968).
- 4) Th.A.J.Maris, M.R.Teodoro e C.A.Vasconcellos, Nucl.Phys. A322, 461 (1979).
- 5) P.Kitching et al., Nucl.Phys. A340, 423 (1980) e comunicação privada.
- 6) Th.A.J.Maris, M.R.Teodoro e E.A.Velt, Phys.Lett. 94B, 6 (1980).

EXPANSÕES SEPARÁVEIS EST DE POTENCIAIS LOCAIS

G.W.Bund - Instituto de Física Teórica, S.Paulo, SP.

Como é sabido, matrizes T separáveis facilitam muito a solução numérica dos problemas de três partículas, pois permitem a redução destes problemas a um sistema de equações integrais acopladas a uma única variável contínua. As matrizes T separáveis geradas através das aproximações EST¹⁾ de potenciais nucleares locais tem dado excelentes aproximações para as matrizes T exatas correspondentes²⁾.

Dadas N funções ψ_i a matriz T separável correspondente, T_N , será dada por

$$\langle k | T_N(E) | k' \rangle = \sum_{i,j=1}^N \langle k | V | \psi_i \rangle \tau_{ij}(E) \langle \psi_j | V | k' \rangle, \quad (1)$$

onde τ_{ij} é a matriz inversa de D_{ij}

$$D_{ij}(E) = \langle \psi_i | (V - V G_0(E) V) | \psi_j \rangle, \quad (2)$$

onde $G_0(E) = (E - H_0 + i\varepsilon)^{-1}$ e V o potencial cuja matriz T desejamos aproximar. Se as funções ψ_i formam uma base completa, T_N tende para a matriz T exata quando $N \rightarrow \infty$.

As funções ψ_i correspondentes aos potenciais EST são as soluções das equações de Schrödinger

$$(H_0 + V - E_i) \psi_i = 0, \quad (3)$$

as energias E_i sendo fixadas de antemão. Como a hamiltoniana $H_0 + V$ possui um espectro contínuo de autovalores, vê-se que não é possível encontrar-se uma base enumerável de soluções de (3) em todo o espaço.

Uma das escolhas que propusemos num trabalho anterior³⁾ para a determinação dos E_i foi impor que a derivada logarítmica de ψ tenha um valor fixo L no ponto $r = a$ isto é

$$\psi'_i(a)/\psi_i(a) = L ; \quad (4)$$

condição que é sabido conduzir a uma base numerável no intervalo $0 < r < a$. Se $V(r)$ for nulo para $r > a$, mostra-se³⁾ que neste caso T_N tende a T , a matriz T exata, quando (1) se estende à base inteira. Dentro deste esquema estudamos a expansão EST do potencial Malfliet-Tjon⁴⁾ correspondente à interação n-p no estado tripleto s. A constante L em (4) foi tomada igual à derivada logarítmica do estado ligado em $r = a$ o que faz com que o autovalor mais baixo E_1 corresponda ao estado ligado e a matriz T separável esteja corretamente representada na vizinhança do polo em $E = E_1$.

Para os cálculos tres casos foram considerados, correspondendo aos seguintes valores de a : $a_1 = 3.48 \text{ fm}$, $a_2 = 4.84 \text{ fm}$ e $a_3 = 8.30 \text{ fm}$. Na fig. 1 vê-se que para $r > a_1$ o potencial já é bem pequeno. O raio a_3 foi escolhido impondo-se que a energia E_2 coincida com a posição do polo da matriz R para energias positivas.

Nas figs. 2-4, representamos graficamente a magnitude do desvio $T - T_N$ como função de k_E ($E = \hbar^2 k_E^2 / m_p$)

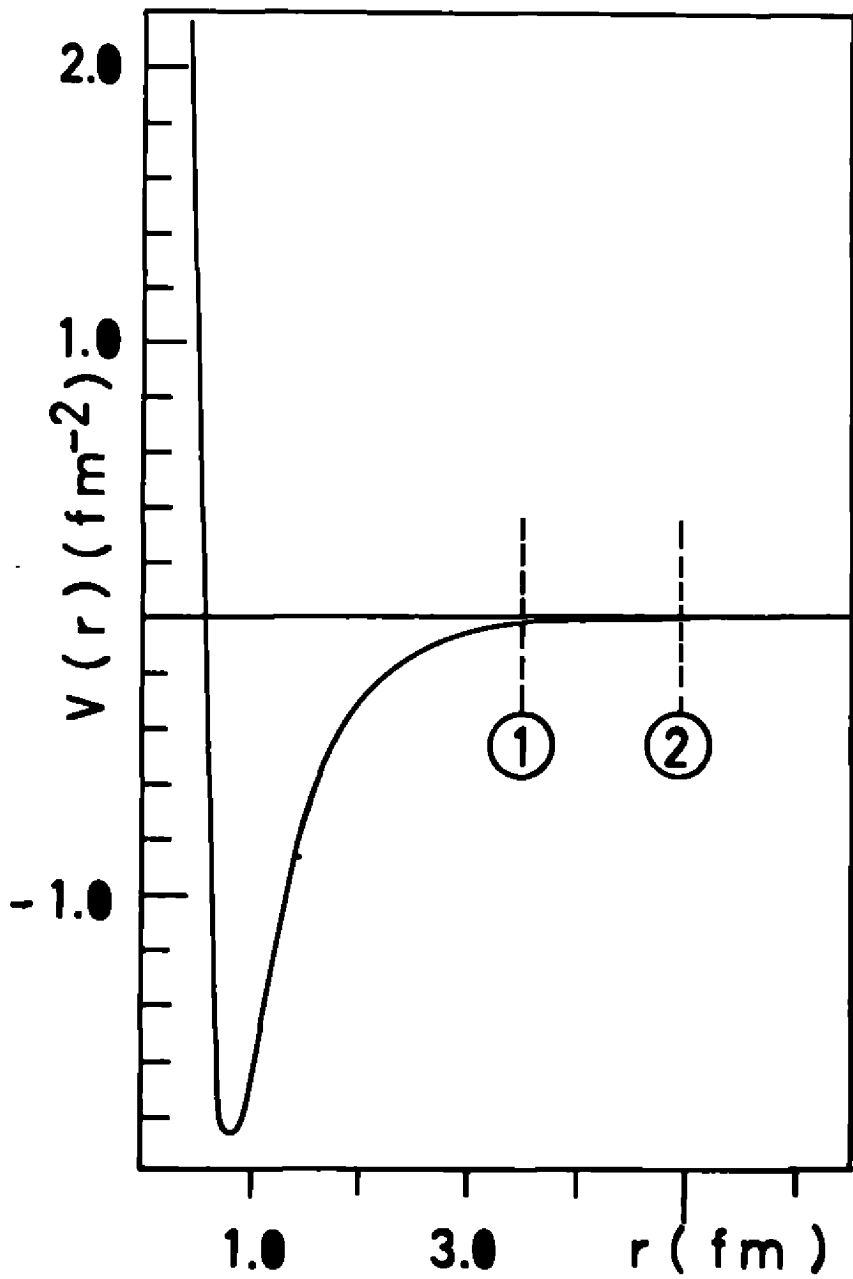
para valores fixos de k e k' e $N=3$ (linhas cheias) e $N=5$ (linhas tracejadas). Os números 1, 2 e 3 correspondem aos raios α_1 , α_2 e α_3 . Para $N=3$ os menores desvios ocorrem para o raio α_3 , desde que $k_c \leq 1 \text{ fm}^{-1}$, k e k' quaisquer. Para $N=5$ e k e k' ambos menores ou da ordem de 1 fm^{-1} a matriz T_N correspondente ao raio α_3 é ainda a melhor, contudo se k ou k' for maior que 1 fm^{-1} os raios α_1 e α_2 fornecem os melhores resultados.

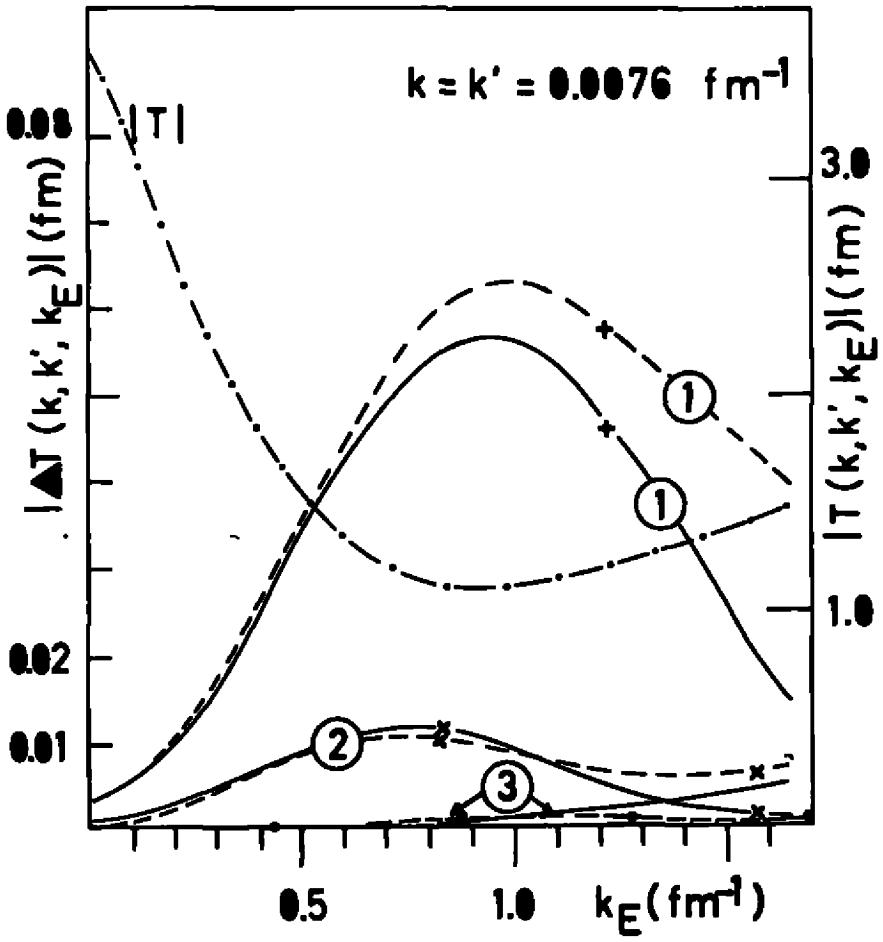
Se compararmos os desvios para $N=3$ com os correspondentes para $N=5$, para momentos k , k' e k_c menores que 1 fm^{-1} , observamos apenas pequenas oscilações o que indica que a matriz T praticamente já convergiu o que permite verificar-se os efeitos devidos à escolha do raio de corte a .

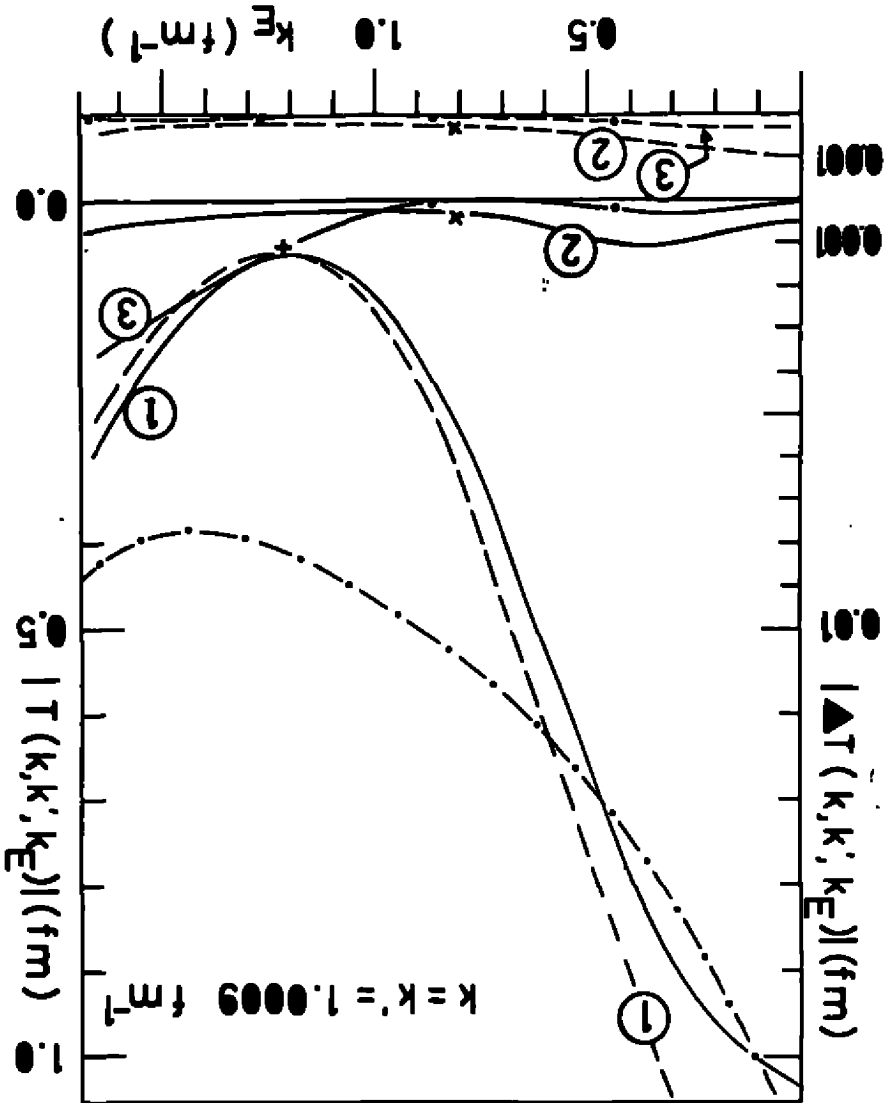
Para valores de k ou k' maiores que 1 fm^{-1} observa-se uma drástica diminuição do desvio ao se passar de $N=3$ para $N=5$ para a matriz T relativa ao raio α_1 ; ao passo que para o raio α_3 observa-se apenas oscilações o que mostra que para momentos grandes a convergência é muito lenta neste último caso. Esta falta de convergência é devida ao fato que o raio é grande em comparação com o alcance do potencial. Portanto com $N=3$, a escolha $a = \alpha_3$ parece ser mais conveniente para estudar-se o espalhamento n -d.

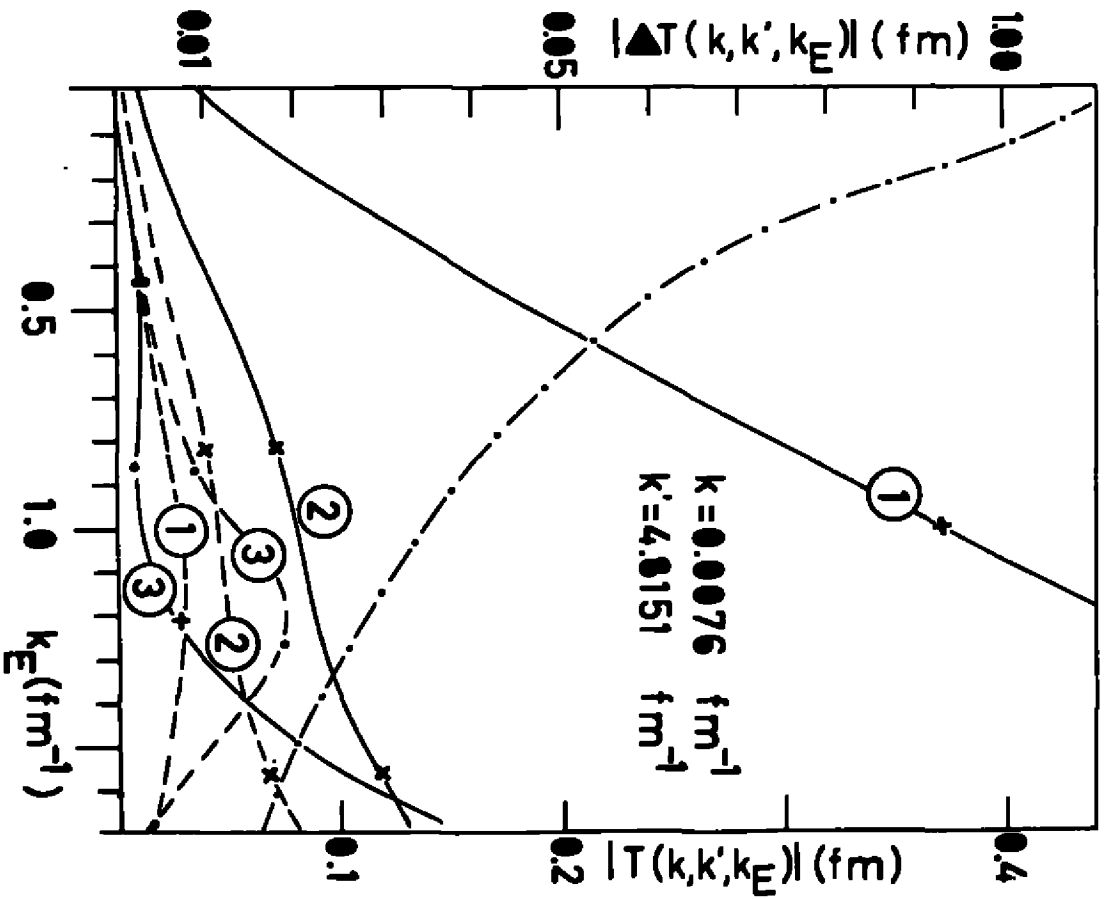
Referências:

- 1) D.J.Ernst, C.M.Shakin e R.M.Thaler, Phys.Rev. C8 (1973)46.
- 2) M.K.Srivastava e D.W.L.Sprung, Advances in Nuclear Physics 8 (1975) 121.
- 3) G.W.Bund e M.C.Tijero, N.Cimento 57A(1980)234.
- 4) R.A.Malfliet e J.A.Tjon, Nucl.Phys. A127(1969)161.









ALTERNATIVA PARA A TÉCNICA DE PADE PARA EQUAÇÕES INTEGRAIS
DE ESPALHAMENTO

*-Lauro Tomio **

*Departamento de Física, Universidade Federal de Pernambuco
50.000 - Recife - Pe.*

It is shown how to improve systematically the rate of convergence of a recently proposed method for iterative solution of scattering integral equations. Numerically the efficiency of the method is demonstrated for a realistic nucleon-nucleon interaction and for the spin quartet state of the neutron-deuteron system in the Amado model.

É mostrado como se pode melhorar sistematicamente a razão de convergência de um método proposto recentemente para soluções iterativas de equações integrais de espalhamento. Numericamente a eficiência do método é demonstrada para uma interação nucleon-nucleon realística e para o estado quarteto do sistema neutron-dêuteron no modelo de Amado.

* Trabalho em colaboração com o Prof. Sadhan K. Adhikari, financiado parcialmente pelo CNPq e pelo FINEP.

Entre os métodos para resolver equações integrais de espalhamento, os métodos iterativos têm em geral preferência sobre os métodos que utilizam inversão matricial. Isto é devido à sua simplicidade numérica e formal em relação aos outros métodos. Nos casos em que a série iterativa diverge para a equação original, um método alternativo frequentemente utilizado é a técnica dos aproximantes de Padé¹. Propomos recentemente um método iterativo como alternativa para esta técnica, com claras vantagens sobre outros métodos². Faremos aqui uma extensão dos métodos das Refs.3 e 4, que consiste em resolver uma equação auxiliar cujo integrando é mais fraco que o da equação original, de modo que se espere para uma solução iterativa convergente. A solução da equação original é então relacionada à solução da equação auxiliar.

Equações do tipo Lippmann-Schwinger de canal único, para a l -ésima onda parcial são escritas como

$$t_l(p, x; E) = V_l(p, x) + \int_0^{\infty} dq \, q^2 f(q) V_l(p, q) G_0(q) t_l(q, x; E), \quad (1)$$

sendo $G_0(q) = (k^2 - q^2 + i\epsilon)^{-1}$; $k^2 = E$ em unidades $\hbar = \mu = 1$, onde μ é a massa reduzida e p, q, x são variáveis de momento. Os índices l que usamos em (1) assim como os limites de integração deixaremos de usar explicitamente no restante deste trabalho. A função $f(q)$ é uma função-peso, que para as equações de Lippmann-Schwinger se reduz a uma constante. Seguindo a Ref.3, a equação auxiliar é

$$\Gamma(p, x; E) = V(p, x) + \int_0^{\infty} dq \, q^2 A(p, q; E) \Gamma(q, x; E), \quad (2)$$

onde

$$A(p, q; E) = \{V(p, q) - V(p, k) \gamma(k, q)\} f(q) G_0(q), \quad (3)$$

e onde $\gamma(k, q)$ satisfaz (4)

$$(k, k) = 1.$$

O "kernel" A da Eq.(2) não possui a singularidade de ponto fixo de $G_0(q)$, já que o termo entre chaves da Eq.(3) se anula para $q = k$. Desta forma podemos escrever $t(E)$ em termos de $\Gamma(E)$ como

$$t(p, r; E) = \left[\frac{\Gamma(p, k; E)}{\Gamma(k, k; E)} t(k) \frac{\Gamma(r, k; E)}{\Gamma(k, k; E)} \right] + \left\{ \Gamma(p, r; E) - \frac{\Gamma(p, k; E) \Gamma(k, r; E)}{\Gamma(k, k; E)} \right\} \quad (5)$$

onde

$$t(k) = t(k, k; E) = \Gamma(k, k; E) \left\{ 1 - \int_0^E dq q^2 \gamma(k, q) f(q) \times \right. \\ \left. \times G_0(q) \Gamma(q, k; E) \right\} \quad (6)$$

Na Eq.(2) fizemos uma redução no "kernel" da Eq.(1) que, ao mesmo tempo, retirava a singularidade de $G_0(q)$, mantendo uma função arbitrária $\gamma(q)$ para ser variada convenientemente de modo a conduzir a uma solução iterativa convergente ou, pelo menos, menos divergente. Se a Eq.(2) ainda não possui uma solução satisfatoriamente convergente podemos introduzir uma nova equação auxiliar, com outra função arbitrária, reduzindo desta vez o "kernel" da Eq.(2)⁵.

$$\Gamma_1(p, r; E) = V(p, r) + \int dq q^2 B(p, q; E) \Gamma_1(q, r; E), \quad (7)$$

onde

$$B(p, q; E) = A(p, q; E) - A(p, k_1; E) \gamma(k_1, q), \quad (k_1 \neq k), \quad (8)$$

sendo $\gamma(k_1, k_1) = 1$. Note-se que o "kernel" B da Eq.(7) satisfaz $B(p, k_1; E) = 0$, enquanto o "kernel" A da Eq.(3) é sempre não nulo para $q = k$ (Este "kernel" pode ser anulado para $p = k$ com a escolha particular de $\gamma(k, q) = V(k, q)/V(k, k)$ ⁶). Assim esperamos acelerar a razão de convergência da série inicial, sendo que a cada redução podemos variar convenientemente uma função auxiliar, com esta finalidade. Relacionamos agora Γ e Γ_1 , a partir das Eqs.(2) e (7).

$$\Gamma(p, x; E) = \Gamma_1(p, x; E) + Y_1(p, k_1; E) I_{\Gamma}(x; E), \quad (9)$$

onde

$$I_{\Gamma}(x; E) = \int_0^{\infty} dq \, q^2 \gamma(k_1, q) F(q, x; E) \quad (10)$$

e

$$Y_1(p, k_1; E) = \{\Gamma_1(p, k_1; E) - \Gamma_1(p, k; E)\gamma(k, k_1)\} f(k_1)G_0(k_1). \quad (11)$$

A integral $I_{\Gamma}(x; E)$ presente em (9), usando a definição (10), satisfaz a equação

$$I_{\Gamma}(x; E) = I_{\Gamma_1}(x; E) + I_{Y_1}(k_1; E) I_{\Gamma}(x; E), \quad (12)$$

ou seja,

$$I_{\Gamma}(x; E) = I_{\Gamma_1}(x; E) \{1 - I_{Y_1}(k_1; E)\}^{-1}. \quad (12)$$

Portanto, substituindo (12) em (9), a solução de (9) pode ser escrita na forma

$$\Gamma(p, r; E) = \Gamma_1(p, r; E) + I_1(p, k_1; E) I_{\Gamma_1}(r; E) (1 - I_{\Gamma_1}(k_1; E))^{-1} \quad (13)$$

O procedimento que conduziu à equação (13) pode ser facilmente generalizado para um número maior de reduções, dependendo de quão divergente é a série original. De nossa experiência anterior^{3,4} vimos que o "kernel" A da Eq.(2) já é suficientemente fraco de modo a conduzir a uma série de Neumann convergente para equações de espalhamento de duas e três partículas. Como no "kernel" B da Eq.(7) introduzimos uma nova redução, esperamos que a mesma tenha uma solução iterativa com convergência mais rápida. Usando a solução iterativa Γ_1 da Eq.(7) construímos a matriz-t através das Eqs.(10), (11), (13), (5) e (6). Note-se que após obtida a solução iterativa para Γ_1 precisamos apenas calcular algumas integrais para obtermos os elementos da matriz-t. Por exemplo, para o cálculo do elemento "on-shell" $t(k)$ da matriz-t necessitamos apenas calcular quatro integrais após conhecida a solução iterativa para Γ_1 (neste caso precisaríamos apenas das soluções "half-shell" $\Gamma_1(p, k)$ e $\Gamma_1(p, k_1)$ para Γ_1).

Temos agora que escolher de modo conveniente, para uma rápida solução iterativa, as funções arbitrárias γ e γ_1 das Eqs.(3) e (7). Escolhemos tais funções baseados na idéia simples de tornar as expressões abaixo,

$$\{V(p, q) - V(p, k) \gamma(k, q)\}^2 \quad (14)$$

$$(A(p,q) - A(p,k_1) \gamma_1(k_1,q))^2$$

tão pequenas quanto possível, para todo p .

Como γ e γ_1 não devem depender de p , integramos (14) e (15) sobre a variável p , com relação às funções-peso $w(p)$ e $w_1(p)$, respectivamente, e minimizamos as expressões resultantes para variações de γ e γ_1 . Desta forma chegamos às seguintes fórmulas para γ e γ_1 :

$$\gamma(k,q) = \frac{\int w(p) dp V(p,k) V(p,q)}{\int w(p) dp V(p,k) V(p,k)} \quad (16)$$

$$\gamma_1(k_1,q) = \frac{\int w_1(p) dp A(p,k_1) A(p,q)}{\int w_1(p) dp A(p,k_1) A(p,k_1)} \quad (17)$$

Estamos em geral supondo potenciais não-separáveis. No caso de potenciais separáveis, com um ou dois termos, é fácil mostrar que este método conduz a resultados exatos, sem necessidade de qualquer iteração. Para potencial separável com um termo podemos já anular o "kernel" da Eq. (2) com a escolha (16), que se reduz à escolha de Kowalski-Noyes⁶

$$\gamma(k,q) = V(k,q)/V(k,k) \quad (18)$$

e portanto não seria necessário uma segunda redução. Para potenciais separáveis de dois termos, podemos escrever o "kernel" $A(p,q)$ na forma separável, com um termo, usando a escolha (18) para $\gamma(k,q)$. Desta forma, podemos anular o "kernel" da Eq. (7) com a escolha (17), e não haveria necessidade de nenhuma iteração.

Para ver como se comporta na prática o método, apresentamos resultados numéricos para a interação nucleon-nucleon, através do potencial 1S_0 ("soft-core") de Reid, e para a onda-S do sistema neutron-déuteron no modelo de Amado, no estado de spin quarteto. Os parâmetros para estes problemas estão definidos nas Refs.3 e 4. Usamos $\hbar^2/2\mu = 41.47 \text{ MeV}\cdot\text{fm}^2$, onde μ é a massa do nucleon. Convertemos as integrais das variáveis de momento q (domínio de zero a infinito) para integrais nas variáveis x , no domínio $[-1,1]$, pela transformação abaixo

$$q = c \frac{1-x}{1+x} \quad (19)$$

e a seguir reduzimos para somas as integrais presentes, usando o método de quadratura gaussiana.

Inicialmente mostramos resultados numéricos para o potencial de Reid 1S_0 . Na Eq.(19) tomamos $c = 5,0 \text{ fm}^{-1}$ e calculamos as integrais em x usando 48 pontos, no domínio $[-1,1]$. Neste caso a escolha (16) é praticamente independente de q , tendo sido verificado anteriormente que $\gamma(k,q)=1$ já fornecia uma boa convergência⁷. Portanto, restamos para escolher apenas a função $\gamma_1(k_1,q)$ onde tomamos para $w_1(p)$ potências inteiras de p . Após alguns testes, para energia zero, verificamos uma melhor convergência para $w(p)=p^3$ e para $k_1 = 18,4 \text{ fm}^{-1}$. Neste caso a convergência é bastante acentuada, se observarmos que a série de Born para a equação de Lippmann-Schwinger original diverge fortemente para $E_{CM} = 0$; sendo o limite μ da razão entre termos sucessivos na série de Born, após um grande número de iterações, igual a -15,9. O resultado para os comprimentos de espalhamento neste caso para várias iterações está mostrado na tabela 1. Os elementos "off-shell" e "half-shell" da matriz-t para energia zero e para outras energias converge rapidamente da mesma forma.

A seguir apresentamos resultados numéricos para o espalhamento neu tron-dêuteron, no modelo de Amado, para o estado quarteto, onda-S. As equações que resolvemos são dadas na Ref.4, onde temos apenas uma equação integral com Γ e A definidos pelas Eqs.(3.23) e (3.24) de Ref:4. Omitindo os índices supérfluos n, m, L, S nestas equações, de finimos B pela Eq.(8). Neste caso, as Eqs. presentes neste trabalho permanecem válidas com $f(q) = f_0(q)$, $V = Z$ e com $f_0(q)$, $G_0(q)$ e Z definidos na Ref.4. Tomamos, na Eq.(19), $\sigma = 0,1 \text{ fm}^{-1}$ e aproximamos a integral em z por 32 pontos de quadratura gaussiana, no domínio -1,1. A seguir temos de escolher w , w_1 e k_1 (deve ser sempre o elemento "on-shell"). Após alguns testes a escolha que nos pareceu melhor, entre outras também boas, para energia zero do neu tron incidente, foi a seguinte:

$$w(p) = w_1(p) = p^3 \quad \text{e} \quad k_1 = 0,33 \text{ fm}^{-1}.$$

Na Tabela 1 mostramos resultados numéricos para o comprimento de espalhamento n-d e comparamos os resultados com os obtidos através da técnica dos aproximantes de Padê⁸. O limite da razão entre termos su cessivos da série (divergente) de Born para a equação original é, neste caso, $\mu = 2,68$. Os elementos "off-shell" para a matriz-t têm também uma convergência igualmente boa para a energia zero e outras energias - abaixo do limiar de quebra, verificadas. Acima do limiar de quebra do sistema a razão de convergência deve ser superior, porém neste caso de veríamos tomar precauções adicionais, devido à presença de singularidades logarítmicas no integrando da equação original. Como o objetivo do presente trabalho é expor uma alternativa para o cálculo iterativo de equações integrais, evitamos tais cálculos acima do limiar.

A partir da Tabela 1 observamos que, em ambos os casos apresentados, a convergência da solução iterativa é muito boa. Aumentando o número de pontos de integração verificamos que tais resultados estão corretos até o número de algarismos significativos mostrados, sendo o erro numérico menor do que 0,002% para o potencial da Reid 1S_0 , e menor que 0,0001% para o sistema n-d, no modelo de Amado, no estado quarteto. Todos os cálculos foram feitos em precisão dupla em um computador Digital-DEC 10. O único trabalho numérico neste método é a avaliação de integrais, enquanto outros métodos necessitam do cálculo de determinantes - ou inversões matriciais. Portanto, neste método são mais reduzidas as possibilidades de erros numéricos. Desta forma, acreditamos que o método aqui apresentado possa ser considerado como uma alternativa eficiente (simples e precisa) para o método dos aproximantes de Padé, ou para métodos que usam inversão matricial, quando do cálculo de equações integrais de espalhamento.

Tabela 1

N	Potencial de Reid ($\mu = -15,9$)	Modelo de Amado - spin 3/2 ($\mu = -2,68$)	Padê
0	0,067	6,14895	
1	-1,137	6,31741	
2	-12,162	6,31781	6,642
3	-16,931	6,31792	
4	-17,145	6,31792	6,321
5	-17,139	6,31792	
6	-17,143	6,31792	6,317
7	-17,151	6,31792	
8	-17,147	6,31792	6,317
9	-17,146		
10	-17,147		
11	-17,147		

Tabela 1. São mostrados os comprimentos de espalhamento para o sistema nucleon-nucleon e para o sistema neutron-déuteron, para o potencial 1S_0 de Reid e para o modelo de Amado (estado quarteto). μ fornece o maior autovalor do "kernel" das equações originais, em cada caso. Os resultados obtidos através dos aproximantes de Padê, no caso do sistema n-d no modelo de Amado, foram tomados da Ref.8. N=0 corresponde a nenhuma iteração e corresponde a $\Gamma_1 = V$ no texto.

REFERENCIAS

1. H. Padé, Ann. Ec. Norm. Sup., 9, 1(1892); G.A.Saker Jr. and J.L.Gammel eds., "The Padé Approximants in Theoretical Physics"(Ac.Press,1972).
2. Esta é uma versão preliminar de um trabalho mais completo a ser publicado; L.Tomlo e S.K.Adhikari, "Alternative to Padé Technique for solving Scattering Integral Equations" (UFPe-"pre-print").
3. L.Tomlo e S.K.Adhikari, Phys.Rev.C 22, 28 (1980).
4. L.Tomlo e S.K.Adhikari, Phys.Rev.C 22, (1980).
5. S.K.Adhikari, a ser publicado.
6. K.L.Kowalski, Phys.Rev.Lett. 15, 798(1965); H.P.Noyes, ibid. 15, 538 (1965).
7. D.Biasczak e H.G.Fuda, Phys.Rev.C 8, 1665(1973).
8. T.J.B rady e I.H.Sloan, Phys.Lett. 40 B, 55 (1972).

TRATAMIENTO PERTURBATIVO DE ROTACIONES NUCLEARES (xx)

O.Civitarese^(x)

Departamento de Física. UNLP. Argentina.

En este seminario presentaré el resultado de un trabajo efectuado en colaboración con D.R.Bes y H.Sofia, que es la continuación de la serie de trabajos iniciados por el Dr.Bes (ref.1) sobre el tema.

En publicaciones previas ^{1,2)} se presentó un método que permite el tratamiento perturbativo de un sistema de fermiones en una base deformada. El formalismo se basa en la introducción explícita de variables colectivas y de variables intrínsecas representadas por operadores de partícula independiente. El procedimiento seguido ha sido verificado en el caso de modelos no triviales que poseen solución exacta. En las ref. ^{1-2,3)} se analizaron, respectivamente los casos correspondientes a fermiones interactuantes vía una fuerza de pairing y a fermiones en un potencial oscilador armónico bidimensional acoplados por medio de una fuerza cuadrupolar. En ambos casos, la ruptura de simetría corresponde a un grupo abeliano de transformaciones. En el caso de las rotaciones en tres dimensiones, la situación es más complicada, debido al carácter no abeliano de la misma.

En este seminario se presentó la extensión del tratamiento al caso de las rotaciones en tres dimensiones⁴⁾. La diferencia con los casos anteriores surge del hecho que, en dos dimensiones, las funciones de variable colectiva pueden ser integradas funcionalmente y en consecuencia desaparecen del Hamiltoniano que contiene los vínculos. Alternativamente, como ocurre en el caso presente, se puede utilizar el Hamiltoniano con vínculos dependiendo de las variables colectivas e intrínsecas, actuando en el espacio producto del modelo unificado⁵⁾.

En lo que sigue indicaremos brevemente las características más importantes del procedimiento utilizado: Los detalles se muestran en ref.4).

En el caso tridimensional, el tratamiento descrito anteriormente (ref. 2,3) se aplicó a un sistema de fermiones interactuando por medio de una fuerza cuadrupolar, que es activa entre partículas de una misma capa del oscilador armónico (modelo de Elliot⁶⁾). En una representación de SU3, con números cuánticos \bar{Q}_β y \bar{Q}_γ (análogos a los usuales λ y μ) este Hamiltoniano H es diagonal.

X C.I.C.Pcia. de Bs.As.

XX En colaboración con D.R.Bes y H.Sofia.Dpto. de Física.CNEA. Argentina.

La solución de Nilsson correspondiente, está dada por las componentes cartesianas de las funciones de onda de partícula independiente. Siguiendo los métodos de ref. 2 y 3, a partir de la integral funcional que incluye las condiciones de vínculo, se puede obtener el siguiente hamiltoniano efectivo:

$$H = \lim_{\beta \rightarrow 0} \left(H + \sum_i (x_i - L_i)^2 / 2\beta + \sum_i \theta_i^2 / 2\alpha' - U \sum_i (\det(i[L_i, Q_i]) - 1)^n (i)^n / n \right)$$

donde L_i corresponde a los operadores colectivos (de momento angular), H , L_i y θ_i están expresados en función de los operadores fermiónicos (α^\dagger, α) y satisfacen las definiciones siguientes:

$$L_v = \sum_i (x_{v+2} p_{v+2} - x_{v+1} p_{v+1}) i$$

$$Q_v = 2\sqrt{3} \sum_i (x_{v+1}^2 - x_{v+2}^2) i$$

$$S_v = 2\sqrt{3} \sum_i (x_{v+2} x_{v+1}) i$$

$$\theta_v = S_v / \bar{Q}_v$$

$$[L_v, S_\mu] = i Q_v \delta_{\mu v} - i S_{v+2} \delta_{\mu, v+1} + i S_{v+1} \delta_{\mu, v+2}$$

$$[L_v, Q_\mu] = -2i S_v (1 - 3 \delta_{\mu v})$$

$$(v = x, y, z = 1, 2, 3)$$

Las componentes diagonales Q_v pueden ser expresadas en función de las componentes Q_x y Q_y

$$Q_z = \sum_i (z_i^2 - x_i^2 - y_i^2) = (Q_x - Q_y) / 2\sqrt{3}$$

$$Q_x = \sqrt{3} \sum_i (x_i^2 - y_i^2) = (Q_x + Q_y) / 2$$

En las definiciones anteriores, las sumas se efectúan sobre todas las partículas i . La elección usual del sistema de referencia intrínseco implica que el valor de expectación de S_v es cero, por el contrario, el valor de expectación \bar{Q}_v se supone grande (y en consecuencia es al "número grande" en el problema).

α' define la constante de la fuerza de restitución en la dirección angular y como se muestra en ref. 4) los observables

no dependen del valor elegido para ella, mediando las cancelaciones que ocurren en la expansión perturbativa, U toma el valor $-w/2$ donde

$$w = \bar{Q} / (3\alpha'\beta)^{1/2}$$

corresponde a la frecuencia de las oscilaciones con respecto a los tres ejes de rotación. Los términos provenientes del vínculo en momento angular $(\sum (I_V - L_V)^2 / 2\beta)$ y de la condición de gauge $(\sum \theta_V^2 / 2\alpha')$ determinan w y permiten la eliminación de los estados espúreos en el límite $\beta \rightarrow 0$.

El Hamiltoniano H' actúa en el espacio producto definido por la función de onda:

$$\psi_{IK, n}(\theta_V, \alpha^i a) = \left(\frac{2\pi\alpha'}{\beta}\right)^{3/2} D_{MK}^I(\theta) f_{IK, n}(\alpha^i a) |0\rangle$$

donde $D_{MK}^I(\theta)$ son las matrices de rotación usuales y las funciones $f_{IK, n}(\alpha^i a)$ representan las excitaciones fermiónicas independientes (grados de libertad intrínsecos).

El Hamiltoniano H' puede finalmente escribirse:

$$H' = \lim_{\beta \rightarrow 0} (H_{intrin} + H_{coup} + H_{rot})$$

$$H_{intrin} = H + \frac{1}{2\beta} \sum_V L_V^2 + \frac{w\beta}{2} \sum_V \frac{S_V^2}{\alpha'} - \frac{w}{2} \sum_V \frac{S_V^2}{\alpha' m \alpha'} - \frac{w}{2} \sum_V \frac{\phi_V}{\alpha'}$$

$$H_{coup} = -\frac{1}{\beta} \sum_V I_V L_V \quad H_{rot} = \frac{1}{2\beta} \sum_V I_V^2$$

En síntesis, el Hamiltoniano original H se escribe en el sistema de referencia intrínseco, definiéndose, en consecuencia una base deformada de excitaciones de partícula independiente y una interacción residual entre las partículas. Separadamente, el término de partícula independiente y el término de interacción residual carecen de la simetría esférica del Hamiltoniano total H .

La imposición de las condiciones de vínculo, asociadas a la "ruptura" de simetría agrega al Hamiltoniano, términos de interacción (arbitrariamente grandes en el límite $\beta \rightarrow 0$), que "localizan" el estado espúreo en un estado de energía $w \neq 0$.

El Hamiltoniano H' , que ahora incluye explícitamente la variable colectiva (en este caso el momento angular colectivo) puede

tratarse perturbativamente, de acuerdo a las reglas de la Nuclear Field Theory⁷⁾. Los resultados, en consecuencia, pueden ser expresados en serie de potencias de $1/\bar{Q}$ (siendo \bar{Q} el momento cuadrupolar estático, que define la deformación del sistema). Tal como se describe en ref.4), la aplicación de la transformación

$$H_{eff} = e^{i\tau} H' e^{-i\tau}$$

donde
$$T = - \sum_{\nu} I_{\nu} J_{\nu} / \bar{Q}_{\nu}$$

permite simplificar notablemente las correcciones perturbativas (al tiempo que elimina los términos $||_{coup}$ y $||_{rot}$).

Así, luego de evaluar las cantidades relevantes del problema (momentos de inercia, probabilidades de transición, energía de excitación) aparece posible el cálculo de propiedades rotacionales de un sistema de fermiones, en forma perturbativa.

El tratamiento utiliza el mismo conjunto de estados que el modelo unificado y reproduce los parámetros rotacionales de acuerdo con el tratamiento exacto, en el modelo estudiado.

En el procedimiento presentado, se puede ver, de una manera sistemática, la relación entre los grados de libertad colectivos e intrínsecos.

En definitiva, el caso descrito, corresponde al tratamiento cuántico perturbativo, de un sistema de fermiones en rotación libre de las divergencias que resultan de la "ruptura" de simetría asociada a la adopción de la base deformada, como solución no perturbada.

Referencias:

- 1) V.Alessandrini, D.R.Bes and B.Manchet, Nucl.Phys.B 142(1978)489
- 2) V.Alessandrini, D.R.Bes and B.Manchet, Phys.Lett.80B (1978)9
- 3) D.R.Bes, G.G.Dussel and R.P.J.Perazzo, Nucl.Phys.A 340(1980)157
- 4) D.R.Bes, O.Civitarese, H.Sofia, to be published.
- 5) A.Bohr and B.R.Mottelson, Nuclear Structure.Vol.II (W.A.Benjamin, New York, 1975).
- 6) J.P.Elliott, in Selected Topics in Nuclear Theory, ed by F. Janouch (I.A.E.A., Vienna, 1963).
- 7) D.R.Bes, The Nuclear Field Theory. Notas de Física. UNAM, -- Mexico (1978).