

*VII REUNIÃO
DE TRABALHO*

ITATIAIA - 1984

*FÍSICA
NUCLEAR*

SOCIEDADE BRASILEIRA DE FÍSICA

VII REUNIÃO DE TRABALHO

ITATIAIA - 1984

FÍSICA NUCLEAR

Publicação da Sociedade Brasileira de Física. Subvencionada pelo Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq), Financiadora de Estudos e Projetos (FINEP), Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP) e Comissão Nacional de Energia Nuclear (CNEN).

SOCIEDADE BRASILEIRA DE FÍSICA

ÍNDICE GERAL

Apresentação.....	pág.	i
Programa.....		5
Cursos.....		11
. M.Baranger - "Feynman-Goldstone Diagrams in a Time-Dependent Basis with Applications to Nuclear Collective Motion".....		13
. M.C.Nemes - "Fragmentação de Íons Pesados em Altas Energias".....		31
Seminários.....		55
. D.R.Bes - "Aplicación de las Condiciones de Gauge de Coulomb y de Lorent al tratamiento perturbativo de un Sistema de Fermiones em Rotación".....		57
. O.Helene - "Espectroscopia Gama em Linha no Tandem de 18 MV de Estrasburgo - o ^{219}Ac ".....		63
. R.A.M.dos S.Nazareth - "Reações Nucleares Relativísticas".....		74
. D.Otero - "Status y Proyectos Experimentales del Tandem".....		86
Colóquios.....		97
. I.L.Caldas - "Instabilidades e Oscilações em Tokamaks".		99
. R.Lent - "Dilemas, Impasses e Questões de Método na Neurobiologia Contemporânea".....		113
. J.C.Portinari - "Candido Portinari: Um Homem, Um Tempo, Uma Nação".....		136
Contribuições.....		145
. Trabalhos Experimentais.....		147
. Trabalhos Teóricos.....		191
. Trabalhos de Instrumentação.....		233
Ata.....		253
Resumo - T.Kodama (CBPF).....		259
Lista de Participantes.....		265
Índice de Autores.....		271

APRESENTAÇÃO

Ao propormos uma organização para a VII Reunião de Trabalho sobre Física Nuclear no Brasil tivemos como objetivos principais: (1) a apresentação de forma abrangente de assuntos atuais na Física Nuclear; (2) a discussão dos trabalhos dos participantes e (3) a criação de condições apropriadas para iniciar e dar continuidade a intercâmbios entre pesquisadores de diferentes Instituições, a partir do aprofundamento em assuntos de interesse comum.

Estes objetivos foram definidos tendo como base a manifestação dos participantes da Reunião anterior e também a própria história destes Encontros.

O aspecto, digamos, mais formativo da Reunião expresso no objetivo (1) foi viabilizado pelos chamados cursos e seminários, repetindo a forma adotada com sucesso em reuniões anteriores.

A discussão dos trabalhos dos participantes se fez principalmente nas apresentações de painéis e exposições orais. Na escolha dos trabalhos para exposição oral tentamos fazer uma amostragem das diferentes linhas de pesquisa desenvolvidas no país, respeitando a manifestação dos autores quanto ao seu interesse nesta forma de apresentação de suas pesquisas.

Na organização da Reunião houve uma ênfase especial aos chamados Grupos de Trabalho (GT) como forma de criar as condições para uma efetiva promoção e dinamização de intercâmbios científicos. Para isto foram propostos onze grupos depois de ouvida a comunidade sobre os temas de interesse. 130 físicos fizeram previamente sua inscrição em algum GT. A partir de uma forma de preparação sugerida por cada Coordenador foram iniciados os contactos entre os interessados, de 6 a 7 meses antes da realização da Reunião. Este contacto prévio permitiu o efetivo funcionamento dos GT durante a VII Reunião. Nas avaliações desta atividade feita pelos Coordenadores com a Comissão Organizadora, bem como pelos Relatores com os participantes, houve unanimidade na aprovação desta forma de trabalho bem como na manifestação do interesse de sua continuidade. De fato, muitos dos intercâmbios surgidos nos GT tem tido prosseguimento.

A discussão de temas mais gerais prevista nos Grupos de Discussão não despertou o interesse dos participantes. Apenas um pequeno número de pessoas se reuniu para discutir um dos temas propostos: "Máquinas em Física Nuclear: Como Realizar Intercâmbios?"

Os Colóquios abordaram temas de outras áreas do conhecimento humano que não a Física Nuclear. E conseguiram a proeza de após um árduo dia de intensos trabalhos, avivar o interesse e boilar com a emoção dos presentes.

Neste volume estão apresentados os cursos e seminários proferidos bem como o resumo das Contribuições apresentadas, a Ata da Assembléia Geral, o Resumo da Reunião e a Lista de Participantes.

O clima do Encontro e o estado de espírito dos participantes não podem, infelizmente, ser transcritos. Mas nos ficou a certeza que foram os participantes, pela sua atuação, os verdadeiros realizadores desta Reunião promovida pela Sociedade Brasileira de Física. Seria injusto deixar de mencionar aqui o imprescindível trabalho dos Coordenadores dos GT e o especial apoio da Secretaria da SBF. A todos somos muitíssimo gratos. Para nós foi uma experiência profissionalmente rica e pessoalmente agradável.

A Comissão Organizadora
Maria José Bechara
Frederico Firmo de Souza Cruz
Diógenes Galetti
Odair Dias Gonçalves
Raphael de Haro Junior (coordenador)
Elisa Wolyneć

PROGRAMA

VII REUNIÃO DE TRABALHO SOBRE FÍSICA NUCLEAR NO BRASIL

Itatiaia-RJ, 01 a 05 de Setembro de 1984

P R O G R A M A

	01/9 sábado	02/9 domingo	03/9 segunda	04/9 terça	05/9 quarta	06/9 quinta
08:00h	Partida para Itatiaia					
09:00h		Seminário 1 D.Otero	Seminário 2 D.Bés	Seminário 3 D.Melene	Grupos de Trabalho	Partida de Itatiaia
10:00h		café	café	café	III	
11:00h		Contribuições Experimental	Contribuições Teoria	Contribuições Instrument.		
12:00h					p a u s a	
13:00h		almoço	almoço	almoço	almoço	
14:00h		Panelas Experimental	Panelas Teoria	Panelas Instrument.	Seminário 4 R.A.Nazareth	
15:00h	Abertura	Ap. de Micros		R.E. Ver. 84		
16:00h	Relatório dos Panelas A.F.R.V.Piza	Grupos de Trabalho I	l i v r e	Grupos de Trabalho II	Relatórios dos Grupos de Trabalho	
17:00h	Curso 1 M.Baranger					
18:00h		Curso 1 M.Baranger	Grupos de Discussão	Curso 2 M.C.Nemes	Curso 2 M.C.Nemes	
19:00h	Cocktail	p a u s a		p a u s a	p a u s a	
20:00h	jantar	jantar	jantar	jantar	jantar	
21:00h	Colóquio 1 R.Lent	Colóquio 2 J.C.Portinari	Colóquio 3 I.Caldas	Assembleia Geral	Resumo	
22:00h						

SEMINÁRIOS

1. "Status e Projetos Experimentais do Tandar" - Dino Otero (CNEA - Argentina)
2. "Tratamento Perturbativo de Núcleos Deformados" - Daniel Bés (CNEA - Argentina)
3. "Espectroscopia em Linha do ^{219}Ac " - Otaviano Helene (IFUSP)
4. "Colisões Nucleares Relativísticas" - Rui A.M.dos S.Nazareth (UFRJ)

CURSOS

1. "Feynman - Goldstone diagrams on the time dependent basis with application to nuclear collective motion" - Michel Baranger (MIT - USA)
2. "Fragmentação de Ions pesados em Altas Energias" - Maria Carolina Nemes (IFUSP)

COLÓQUIOS

1. "Biofísica" - Roberto Lent (Inst.Biofísica - UFRJ)
2. "Candido Portinari: um Homem, um Tempo, uma Nação" - João Candido Portinari (Projeto Candido Portinari - PUC/RJ)
3. "Plasmas" - Iberê Luiz Caldas (IFUSP)

EXTRAS

1. Ap. de Micros - "O mini computador como ferramenta adicional do pesquisador" - Ricardo René Guzman (Itaútec)
2. R.E.Ver. 84 - "Relatório sobre o "Workshop" experimental realizado no IFUSP no início do corrente ano" - Dirceu Pereira (IFUSP)

GRUPOS DE TRABALHO

1. Efeitos de Temperatura em Estrutura Nuclear
Coord.: - Salomon S.Mizhari (IFT/SP)
2. Espectroscopia/Estrutura
Coord.: - Celso Luiz Lima (UFRJ)
3. Estados Magnéticos
Coord.: - Antonio Fernando R.Toledo Piza (IFUSP)
4. Fusão de 5 a 30 MeV/Nucleon
Coord.: - Jorge Luiz V.Barreto (UFRJ)
5. Instrumentação - Detectores
Coord.: - Bernard Maréchal (UFRJ)
6. Modelos Coletivos e Esquemáticos de Ressonâncias Gigantes
Coord.: - Emerson José V.de Passos (IFUSP)
7. Pré-Equilíbrio
Coord.: - Mahir S.Hussein (IFUSP)
8. Reações Altamente Inelásticas
Coord.: - Luiz Carlos Gomes (CBPF)

9. Reações com Íons Pesados Relativísticos

Coord.:- Takeshi Kodama (CBPF)

10. Utilização de Métodos de Física Nuclear a outras Áreas da Física

Coord.:- Fernando Claudio Zawislak (UFRGS)

GRUPOS DE DISCUSSÃO

Os participantes estão convidados a se inscreverem em um dos Grupos (que ocorrerão simultaneamente) até o domingo, dia 02 de setembro. A lista de inscrição está afixada no mural.

1. Política Científica: Planejamento para o próximo quinquênio
2. "Máquinas" em Física Nuclear - Como realizar Intercâmbio?!
3. Laboratório Nacional
4. Perspectivas profissionais para os físicos nucleares e a adequação dos currículos.
5. Implementação de normas de trabalho com uso de materiais radioativos - Cuidados, segurança e código de ética
6. Situação das verbas para a pesquisa.

CONTRIBUIÇÕES QUE SERÃO APRESENTADAS ORALMENTE

Experimentais

1. "Um Estudo de Interações entre os Núcleos de Massa Próximas" - K.Kolde, L.B.C.W.de Faro, O.T.Ito, O.Dietzsch, H.Takai e A.Bairrrio Nuevo Jr. (E6)
2. "Fotofissão do ^{237}Np " - M.C.P.Martins, J.O.T.Arruda Neto, S.L.Paschoal e S.B.Herdade (E8)
3. "Decaimento dos ^{101}Rh e ^{101}Ir e Estrutura Nuclear do ^{101}Ru " - V.R.Vanin, A.Passaro, A.M.P.Passaro, M.T.F.Cruz e I.D.Goldman (E23)

Teóricos

1. "Modelos de Fusão de Múltiplas Etapas para Íons-Pesados" - B.V.Carlson, O.Civitarese, M.S.Hussein e A.Szanto de Toledo (T3)
2. "Dinâmica de Correlações num Gás de Fermi Degenerado" - B.V.Carlson, M.C.Nemes e A.F.R. de Toledo Piza (T5)
3. "Decaimento Estatístico de Ressonância Gigante de Monopolo no ^{208}Pb " - H.Dias e E.Wolynec (T7)
4. "Estudo da Estrutura Nuclear do ^{84}Kr pelo modelo Unificado" - R.C.Mastroleo, H.Dias e F.Kmpotic (T14)

Instrumentação

1. "Medidas Precisas de Espessuras de Alvos Espessos sobre Substratos por Retroespalhamento de Rutherford" - J.C.Acquadro, E.F.Chagas, R.Liguori Neto, P.R.S.Gomes, N.Carlin F^o e M.M.Colmbra (I1)
2. "Resultados Experimentais do Detetor E - ΔE a Gás, Sensível à Posição" - L.B.C.W.de Faro, K.Kolde, O.Dietzsch, H.Takai e A.Bairrrio Nuevo Jr. (I6)
3. "Detector de Tempo de Voo para Íons Pesados" - V.Guilmarães, E.M.Szanto, N.Carlin F^o, M.M.Colmbra, J.A.Pena-Grage, N.Added e M.C.da Silva Figueira (I7)

4. "Dosimetria de Área no Laboratório do Acelerador Linear do IFUSP" - S.B.Herdade, W.A.Oliveira, A.M.Teixeira, O.L.Gonçalez, L.S.Yanagihara e V.L.C.P.Veissid (I8)
5. "Ionização da camada K no Regime Adiabático" - N.V.de Castro Faria, F.L.Freire Jr, E.C.Montenegro, A.G.de Pinho FR, G.M.Sigaud e E.F.da Silveira (E4)

Obs.: - Os trabalhos foram apresentados pelos autores cujos nomes estão grifados.

CURSÓS

FEYNMAN - GOLDSTONE DIAGRAMS IN A TIME-DEPENDENT BASIS
WITH APPLICATIONS TO NUCLEAR COLLECTIVE MOTION

M. Baranger (M.I.T.)

I - Examples of collective motion

We all know many examples of collective motion, like the oscillations of a single nucleus: monopole, dipole ($T = 1$), quadrupole ($T = 0$), etc... Other well known examples are: rotations, scattering of two heavy nuclei, fission, etc... There are many non nuclear examples: plasmons, phonons, solitons, etc...

II - Microscopic Theory

Usually a microscopic theory starts from a set of constituents and from some interactions between them. Examples: a) calculating nuclei starting from neutrons & protons + 2 body force; b) calculating hadrons starting from quarks & gluons + QCD.

There are many such microscopic theories of collective motion already! Why do we need another one?


First, let us review the diagrammatic methods.

III - Diagrammatic Methods

Suppose we have a perturbation expansion and some approximation constitutes the 0^{th} order. Successive terms in the perturbation expansion are represented by diagrams. Examples:

This could be the perturbation expansion for nucleon-nucleon scattering.

Important property of a diagrammatic method: if we could sum all diagrams, we would get the exact answer!

In the usual diagrammatic theory of collective motion the ground state is approximated by Hartree Fock. Corrections to this are calculated by diagrams, which are made up of particles \uparrow , holes \downarrow , and a residual interaction X (there are no Goldstone bubbles  except in first order).

The ground state energy is given by Goldstone's theorem:

$$E = E_0 + \text{Goldstone bubble} + \text{Goldstone bubble with arrows} + 3^{\text{d}} \text{ order} + \dots$$

The simplest collective excited states are given by the RPA:



Example of a case where this works well: the 3^- state in ^{208}Pb .

The limitations of the usual theory are:

- a) The RPA is a linearized small-amplitude approximation
- b) It can be improved upon, but this involves calculating huge numbers of complicated diagrams and even then, you don't get very much further. In particular, this "usual" diagrammatic theory cannot begin to touch large-amplitude collective motion such as large-amplitude oscillations, heavy ion scattering, fission, fusion, etc...

We need a better 0-order approximation to start from:

IV - Feynman - Goldstone diagrams in a time - dependent basis

It is possible without changing much to extend Feynman-Goldstone perturbation theory to the case where the basis is made up of time-dependent wave functions, all being solutions of the same time-dependent Schrodinger-equation.

That's our answer

Feynman diagrams with a time dependent basis:

$$H = H_0(t) + H_1(t)$$

Feynman propagator $K(t, t')$

$$K(t, t') | \psi(t') \rangle = | \psi(t) \rangle$$

Feynman's decomposition (Feynman paths):

$$K(t, t') = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} K(t, t-\epsilon) K(t-\epsilon, t-2\epsilon) \dots K(t'+\epsilon, t')$$

(N factors)

$$N \rightarrow \infty$$

$$N\epsilon = t-t'$$

$$K(t + \epsilon, t) \cong 1 - i\epsilon H_0(t + \epsilon/2) - i\epsilon H_1(t + \epsilon/2)$$

$$\cong K_0(t + \epsilon, t) - i\epsilon H_1(t + \epsilon/2)$$

to preserve unitarity in the unperturbed problem.

Collect terms according to their order in H_1 and take the limit:

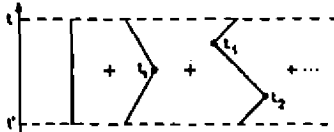
$$K(t, t') = K_0(t, t') - i \int_{t'}^t dt_1 K_0(t, t_1) H_1(t_1) K_0(t_1, t') +$$

$$+ (-1)^2 \int_{-\infty}^{+\infty} dt_1 \int_{-\infty}^{+\infty} dt_2 K_0(t, t_1) H_1(t_1) K_0(t_1, t_2) H_1(t_2) K_0(t_2, t') + \dots$$

Remember the usual convention:

$$\left. \begin{aligned} K_0(t, t') \\ K(t, t') \end{aligned} \right\} = 0 \text{ when } t - t' < 0$$

Represent each term by an unlabelled diagram



Choose a basis

A complete, orthonormal set of solutions of the time-dependent Schrodinger equation for

$$H_0(t): |\alpha(t)\rangle, |\beta(t)\rangle \dots$$

$$K_0(\tau, \tau') |\gamma(\tau')\rangle = |\gamma(\tau)\rangle$$

With this basis all propagators disappear from the perturbation expansion of $K(t, t')$, but proper time limits must be used.

$$\begin{aligned} \langle \alpha(t) | K(t, t') | \beta(t') \rangle &= \langle \alpha | \beta \rangle - \\ &- i \int_{t'}^t dt_1 \langle \alpha(t_1) | H_1(t_1) | \beta(t_1) \rangle + \\ &+ \left[(-1)^2 \int_{t'}^t dt_1 \int_{t'}^t dt_2 \int_{t'}^t dt_3 \langle \alpha(t_1) | H_1(t_1) | \gamma(t_1) \rangle \right. \\ &\left. \langle \alpha(t_2) | H_1(t_2) | \beta(t_2) \rangle \right] + \dots \end{aligned}$$

Of course, this is just the "Interaction Representation" in the usual text book treatment of time-dependent perturbation theory.

Labelled diagrams to represent this:

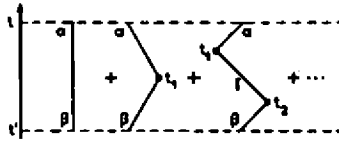
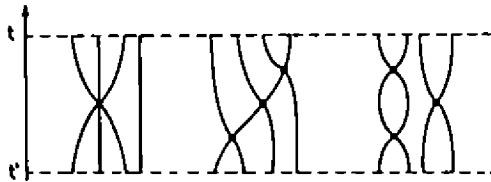


Diagram rules:

- 1) Each vertex \rightarrow is a matrix element of $H_1(t)$ in the time-dependent basis
- 2) Lines do not contribute anything, except limits for the time integrations (This is different from the usual Feynman rules)
- 3) $-i$ with each dt (as usual)
- 4) Sum over each history once.

Many body extension

Feynman diagrams, a trivial way of writing time-dependent perturbation, begin to show their power when they are used for many body systems. Here is a 4-particle example, containing both a 2-body and a 3-body interaction:



Now we draw a line for each particle, instead of a single line for states of the entire system.

Feynman-Goldstone diagrams

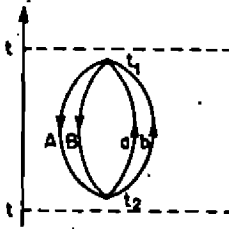
Consider now a system with N fermions. Pick a reference state (Fermi sea). We pick N single-particle states from our-basis.

$$|A(t)\rangle, |B(t)\rangle, |C(t)\rangle \dots$$

The reference state is time dependent. The reference state is NOT an approximation to the ground state. It's just something convenient.

In diagrams, now, we do not show the reference state, but we represent holes in the reference state by \downarrow and particles other than the reference state by \uparrow . Everything works as in the standard literature, except that vertices are calculated in the time dependent basis, and particle or hole lines contribute just unity.

Example:



This contributes to

$$\langle \phi_0(t) | K(t, t') | \phi_0(t') \rangle$$

(ϕ_0 is the reference state)

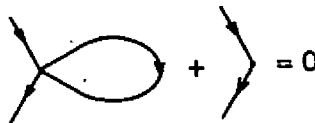
and its numerical value is:

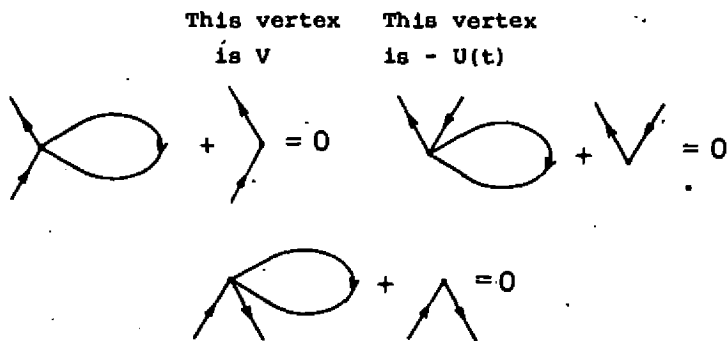
$$(1/4) \sum_{abAB} (-1)^2 \int_{t'}^t dt_1 \int_{t'}^{t_1} dt_2 \langle A(t_1) B(t_1) | \tilde{V} | a(t_1) b(t_1) \rangle \times \\ \times \langle a(t_2) b(t_2) | \tilde{V} | A(t_2) B(t_2) \rangle$$

First Application : time-dependent Hartree-Fock (TDHF)

Let $H = k + V$ (kinetic + two body). Look for $H = H_0(t) + H_1(t)$, with $H_0 = K + U(t)$ and $H_1 = V - U(t)$, where $U(t)$ is time dependent one body mean field.

Expand in Feynman Goldstone (FG) diagrams: and determine $U(t)$ by demanding some convenient diagram cancellation. The simplest cancellation to ask for is:





Algebraically, this is

$$\langle \beta(t) | U(t) | \alpha(t) \rangle = \sum_A \langle \beta(t) A(t) | \tilde{V} | \alpha(t) A(t) \rangle$$

α, β = any state

A = all hole states

Since the single particle basis is solution of the time dependent Schrodinger equation for $H_0 = K + U(t)$, it is solution of

$$i \frac{d}{dt} | \alpha(t) \rangle = K | \alpha(t) \rangle + \sum_{BA} | \beta(t) \rangle \langle \beta(t) A(t) | \tilde{V} | \alpha(t) A(t) \rangle$$

and this is the TDHF equation. Our time-dependent FG diagrams allow us to calculate systematic corrections to TDHF.

V - Application to bound states - Lowest order

(All the work which follows was done in collaboration with Ismail Zahed)

Periodic solutions of the TDHF equation. These solutions exist under quite general conditions. The 1-body density $\rho(t)$ is periodic:

$$\rho(t + \tau) = \rho(t)$$

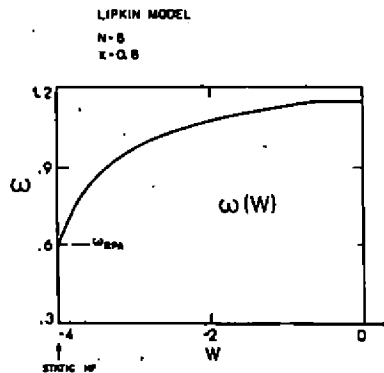
Call $\omega = 2\pi/\tau$. Therefore $U(t)$ is periodic. The single

particle states are quasi-periodic (as in Bloch's or Floquet's theorem)

$$|a(t + \tau)\rangle = e^{-i\theta_a} |a(t)\rangle$$

Call $\theta_a = \lambda_a \tau$; λ_a is a quasi-energy.

We have to look for the kind of periodic solution which agrees with the kind of collective motion we are interested in. It turns out that there is a continuous range of energy, with $\omega(W)$, where W is the expectation of H for TDHF solution, which is time-independent. Fig. 1 shows an example of the function $\omega(W)$ for a Lipkin model.



The reference state in quasi-periodic

$$|\phi_0(t + \tau)\rangle = e^{-i\theta_0} |\phi_0(t)\rangle$$

$$\theta_0 = \sum_A \theta_A = \Lambda_0 \tau$$

$$\Lambda_0 = \sum_A \lambda_A \quad (A: \text{occupied state})$$

The periodic part of the states can be defined:

$$|a(t)\rangle = e^{-i\lambda_a t} |a^P(t)\rangle$$

$$|\phi_0(t)\rangle = e^{-i\Lambda_0 t} |\phi_0^P(t)\rangle$$

a^P and ϕ_0^P are periodic

Variational properties:

$$\text{Hamilton's action } S = \int_0^{\tau} dt \langle \phi_0(t) | i \frac{\partial}{\partial t} - H | \phi_0(t) \rangle$$

$$S^P = \int_0^{\tau} dt \langle \phi_0^P(t) | i \frac{\partial}{\partial t} - H | \phi_0^P(t) \rangle = S - \theta_0' =$$

$$= \int_0^{\tau} dt \left(\sum_A i \langle \phi_A^P(t) | \dot{\phi}_A^P(t) \rangle - H[\langle \phi_A^P(t) |, | \phi_A^P(t) \rangle] \right)$$

$$\text{Maupertins' action } J = \int_0^{\tau} dt \langle \phi_0(t) | i \frac{\partial}{\partial t} | \phi_0(t) \rangle = J^P + \theta_0$$

$$J^P = \int_0^{\tau} dt \langle \phi_0^P(t) | i \frac{\partial}{\partial t} | \phi_0^P(t) \rangle = \int_0^{\tau} dt \sum_A i \langle \phi_A^P(t) | \dot{\phi}_A^P(t) \rangle$$

The following holds for correct TDHF trajectories:

$$J = S + W\tau$$

$$J^P = S^P + \omega\tau$$

$$\frac{\partial S^P}{\partial \tau} = -\omega$$

$$\frac{\partial J^P}{\partial W} = +\tau$$

Energy level as poles

The periodicity allows us to make a Fourier transform.

But it is different than the usual one!

Consider

$$\langle \phi_0(T) | e^{-iHT} | \phi_0(0) \rangle$$

In the usual, time independent, formalisms:

$$\langle \phi_0(T) | = \langle \phi_0(0) | e^{iW_0 T}$$

$$\langle \phi_0(T) | e^{-iHT} | \phi_0(0) \rangle = \langle \phi_0(0) | e^{-i(H-W_0)T} | \phi_0(0) \rangle =$$

$$= \sum_n |\langle \phi_0(0) | \varphi_n \rangle|^2 e^{-i(E_n - W_0)T}$$

Where φ_n and E_n are exact.

Then

$$-i \int_0^{\infty} dT e^{i(E-W_0)T} \langle \phi_0(T) | e^{-iHT} | \phi_0(0) \rangle =$$

$$= \sum_n |\langle \phi_0(0) | \varphi_n \rangle|^2 / (E - E_n)$$

pole at $E = E_n$.

residue $|\langle \phi_0(0) | \varphi_n \rangle|^2$

In our case, we cannot do this, because $\langle \phi_0(T) |$ is not a simple harmonic function. However, $\langle \phi_0(N\tau) |$ is simple

$$\langle \phi_0(N\tau) | = \langle \phi_0(0) | e^{i\Lambda_0 N\tau}$$

hence

$$\langle \phi_0(N\tau) | e^{-iHN\tau} | \phi_0(0) \rangle = \sum_n |\langle \phi_0(0) | \varphi_n \rangle|^2 e^{-i(E_n - \Lambda_0)N\tau}$$

Instead of the Fourier integral of the usual case, we are going to do a Fourier sum:

$$-i\tau \sum_{N=0}^{\infty} e^{i(E - \Lambda_0)N\tau} \langle \phi_0(N\tau) | e^{-iHN\tau} | \phi_0(0) \rangle =$$

$$= \sum_n -i\tau |\langle \phi_0(0) | \varphi_n \rangle|^2 / \{1 - \exp[i(E - E_n)\tau]\} \quad (1)$$

This has poles for

$$E = E_n + m\omega \quad (m: \text{any integer, } \neq 0)$$

ghost poles

The ghost poles are the price one pays for using the discrete instead of continuous Fourier transform.

The residue at each pole is just

$$|\langle \phi_0(0) | \varphi_n \rangle|^2 \quad (\text{same as usual})$$

STRATEGY:

Calculate $\langle \phi_0(N\tau) | e^{-iHN\tau} | \phi_0(0) \rangle$ approximately diagrammatically, for all positive integer N.

Do a discrete Fourier transform, as in the left hand side of equation (1) above.

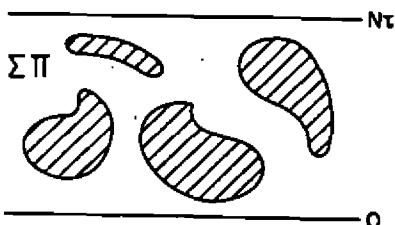
Look for the poles and residues in E.

Compare with the right hand side of (1) which contains the exact poles and residues.

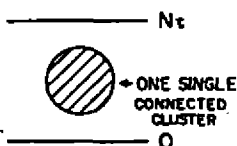
First order calculation

Exponentiation theorem:

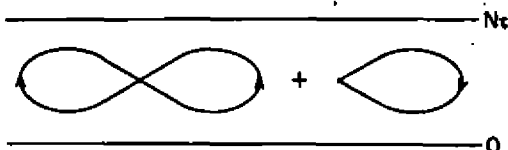
$$\langle \phi_0(N\tau) | e^{-iHN\tau} | \phi_0(0) \rangle =$$



$$= \exp I$$



First order: two clusters only:



$$= -i \int_0^{N\tau} dt \left[(1/2) \sum_{AB} \langle A(t)B(t) | \tilde{V} | A(t)B(t) \rangle - \right.$$

$$\left. - \sum_A \langle A(t) | U(t) | A(t) \rangle \right] =$$

(the integrand is periodic)

$$= iN \int_0^\tau dt (1/2) \sum_A \langle A(t) | U(\epsilon) | A(t) \rangle = iNS = iN(J - W\tau)$$

where S and J were defined earlier.

hence

$$\langle \phi_0(N\tau) | e^{-iHN\tau} | \phi_0(0) \rangle \approx$$

$$(\text{first order}) \approx e^{iN(J-W\tau)}$$

The Fourier sum is easily done and yields:

$$-i\tau \{1 - \exp[i(E\tau - \Lambda_0\tau + J-W\tau)]\}^{-1} =$$

$$= -i\tau \{1 - \exp[i(E\tau + J^P - W\tau)]\}^{-1}$$

The Quantization Rule

Exact poles: $E = E_n + m\omega$

Approximate poles: $E = W - (J^P/\tau) + m\omega$

Problem: exact poles depend on two discrete parameters:

m and n approximate poles depend on one discrete parameter only: m

How can we identify them? We must look at residues! Residues for approximate poles are all unity.

Both sets of poles also depend on one continuous parameter, which can be either W , or ω , or τ (they are all related). Use parameter ω for every thing. Then

$$\text{Approximate poles: } E = W(\omega) - \omega J^P(\omega)/2\pi + m\omega \quad (2)$$

The curves E vs. ω are shown in Fig. 2. Fig. 3 shows the exact poles vs. ω as dotted straight lines generally, but solid straight lines for those values of ω where the residue is expected to be large.

It follows from the classical nature of the TDHF wave packet that the residue $K\phi_0(0) |\tau_n\rangle|^2$ is expected to be large when ω is roughly equal to the level spacing in the vicinity of E_n , or when W is roughly equal to E_n .

The first order curves $E(m, \omega)$ are a good approximation to the envelopes of the exact poles $E(n; m, \omega)$. To locate E_n ,

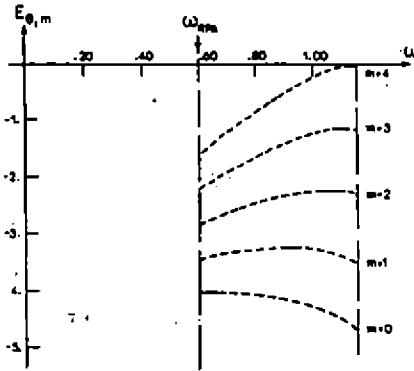


FIG. 1

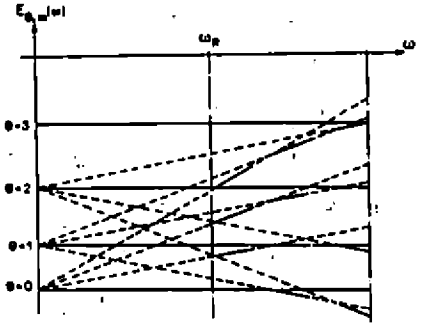


FIG. 2

look for the point on each curve with horizontal tangent, i.e. Write

$$0 = \frac{dE}{d\omega} = \frac{dW}{d\omega} - \frac{J^P(\omega)}{2\pi} - \frac{\omega}{2\pi} \frac{dJ^P}{dW} \frac{dW}{d\omega} + m$$

$$\begin{matrix} \uparrow & \uparrow \\ \tau & -1 & \tau \end{matrix}$$

hence $J^P = 2\pi m$

Eq. (2) then shows $E = W$, therefore: the approximate energy levels are those values of W which satisfy

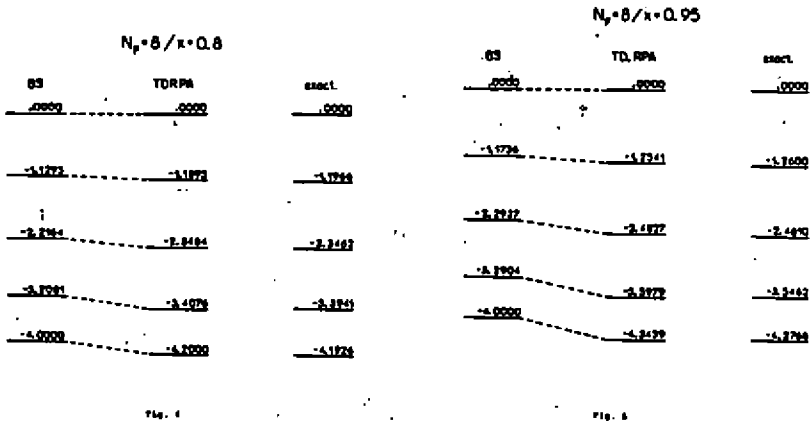
$$J^P(W) = 2\pi m \quad (m \text{ integer})$$

This is the Bohr-Sommerfeld-like quantization rule of Levit, Negele, and Paltiel (Phys. Rev. C21, 1603 (1980)) derived in a completely new way.

Higher-order corrections have been worked out by summing classes of diagrams. This is the subject of next section. But first I show numerical results for the Lipkin model, $N = 8$, and two values of χ , $\chi = 0.8$ and $\chi = 0.95$. The column on the right shows the exact answer, while that on the left gives the results of the above quantization ru

les. In the middle column, we have added the higher order corrections which are called in the next section time-dependent RPA (see Figs. 4 and 5).

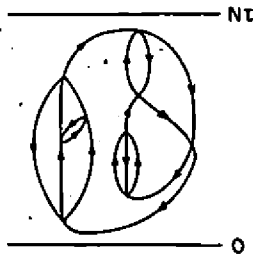
Recall that $\chi = 1$ in the Lipkin model is a critical value, where the static HF solution changes, from being the unperturbed ground state to being a symmetry-breaking or "deformed" state. Hence no calculation based on static HF solution can be expected to be any good in the vicinity of $\chi = 1$. This is true in particular of the usual RPA, which fails miserably there. The present methods, on the



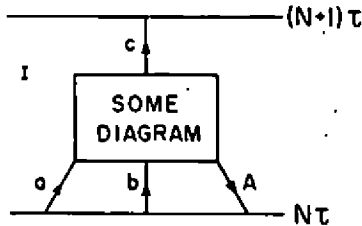
other hand, are seen to do reasonably well.

V - Higher-order corrections - A bird's eye view

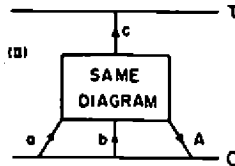
Building Blocks



How can we calculate such a complicate diagram, when the states of the basis are complicated functions of time ? There is one fact to help us: the quasi-periodicity of the basis, which says



is simply related to



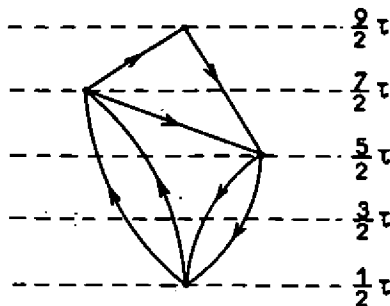
One way to write this relation is:

$$I = \exp \left[i(N + 1/2) (\theta_c - \theta_a - \theta_b - \theta_A) \right] \langle c | D | abA \rangle$$

$$II = \exp \left[i(1/2) (\theta_c - \theta_a - \theta_b + \theta_A) \right] \langle c | D | abA \rangle$$

and $\langle c | D | abA \rangle$ is the same in both cases.

Thus, it is sufficient to calculate blocks of diagrams in a time-dependent way within a time-interval τ . A typical diagram now looks like this:



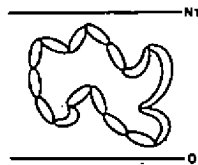
Each vertex is a block, i.e. a matrix element similar to the D defined earlier. Note that a block may have any number of lines attached to it: 0, 2, 4, 6, 8, ... The rules for putting the blocks together are the same as before, but time is now discrete, and the problem is effectively time-independent (H_0 plays the role of effective unperturbed Hamiltonian)

How to sum classes of diagrams

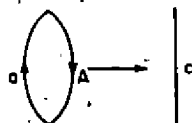
- 1) Calculate blocks by solving differential equations
- 2) Put the blocks together by matrix methods.

Example: the time-dependent RPA

General type of diagrams to be summed.

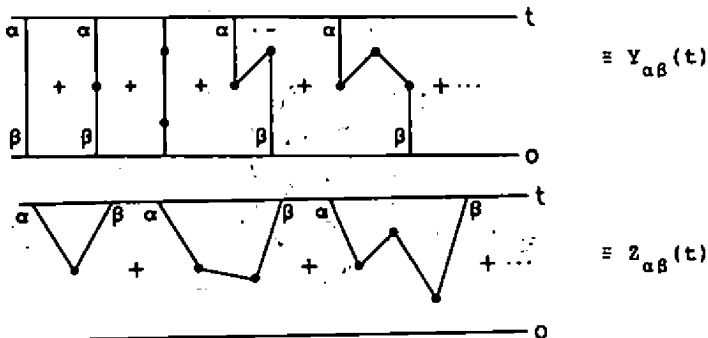


Simplification of notation



$\alpha \equiv$ particle-hole state (quasi-boson approximation)

Some definitions (for $t < \tau$)



$$Y_{\alpha\beta}(\tau) \equiv \exp[i(1/2)(\theta_\alpha - \theta_\beta)] Y_{\alpha\beta}$$

$$Z_{\alpha\beta}(\tau) \equiv \exp[i(1/2)(\theta_\alpha + \theta_\beta)] Z_{\alpha\beta}$$

$Y_{\alpha\beta}$ and $Z_{\alpha\beta}$ are the blocks we are trying to calculate.

Differential equations for $Y_{\alpha\beta}(t)$ and $Z_{\alpha\beta}(t)$

$$i\dot{Y}_{\alpha\beta}(t) = \sum_Y \tilde{V}_{\alpha Y}(t) Y_{Y\beta}(t) + \sum_{Y\delta} Z_{\alpha Y}(t) \tilde{V}_{Y\delta}(t) Y_{\delta\beta}(t)$$

$$i\dot{Z}(t) = \tilde{V}_{\alpha\beta}(t) + \sum_Y \tilde{V}_{\alpha Y}(t) Z_{Y\beta}(t) + \sum_Y Z_{\alpha Y}(t) \tilde{V}_{Y\beta}(t) + \\ + \sum_{Y\delta} Z_{\alpha Y}(t) \tilde{V}_{Y\delta}(t) Z_{\delta\beta}(t)$$

(with some sloppiness in the definition of \tilde{V})

Boundary conditions:

$$Y_{\alpha\beta}(0) = \delta_{\alpha\beta}$$

$$Z_{\alpha\beta}(0) = 0$$

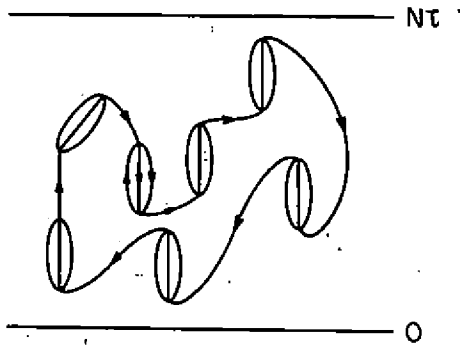
Note: 1) Non-linearity

2) Z not coupled to Y. Then Y coupled to Z.

And, now, put the blocks together: this can be done with a modified version of Goldstone's theorem, which was mentioned in the first section. In the present case the series, if it is convergent, gives the exact energy of that excited state to which the TDHF state is a good approximation. One must use a different time-dependent basis, with a different frequency (given by the quantization rule) for each excited state.

Another Example: time-dependent self-energies.

General type of diagrams to be summed



Very similar to TDRPA (a little harder). Gives smaller correction in the Lipkin model.

FRAGMENTAÇÃO DE IONS PESADOS EM ALTAS ENERGIAS[†]

M.C. Nemes^{††}

Instituto de Física, Universidade de São Paulo
Caixa Postal 20516, São Paulo, SP, Brasil

I. INTRODUÇÃO

I.1. NOTA HISTÓRICA

O estudo experimental da interação entre ions pesados a energias relativísticas começou já em 1948 com a descoberta da existência de uma forte componente de ions pesados em raios cósmicos primários⁽¹⁾. Devido ao largo espectro de energia dos raios cósmicos, já nesses experimentos pioneiros pode-se observar a colisão entre ions pesados a altíssimas energias com abundante produção de partículas. Foi na década de 1970 porém, que houveram os maiores avanços tecnológicos que permitiram um estudo sistemático dessas colisões. Feixes de ions pesados se tornaram disponíveis nos laboratórios Lawrence Berkeley ($E = 2.6 \text{ GeV/A}$, máxima), Princeton Particle Accelerators ($E = 0.52 \text{ GeV/A}$, máxima), JINSR Synchrophasotron em Dubna ($E = 4.5 \text{ GeV/A}$, máxima) e em Saturno (Saclay, $E = 1.1 \text{ GeV/A}$, máxima).

I.2. MOTIVAÇÃO

Até recentemente as propriedades da matéria nuclear em altas densidades $\rho > \rho_0 = 0.15 \text{ fm}^{-3}$ e/ou temperaturas $T > T_0 = 16 \text{ MeV}$ eram inacessíveis para estudo experimental. A razão disso é que a matéria nuclear satura na densidade $\rho = \rho_0$ com uma

[†]Curso apresentado na VIII Reunião de Itatiaia, setembro 1984.

^{††}Trabalho realizado com auxílio FAPESP.

energia de volume por nucleon $-B_0$. No passado, propriedades nucleares foram estudadas ou com reações nucleares envolvendo o bombardeamento de núcleos com elétrons, pions e protons ou com projéteis nucleares leves a baixa energia. Entretanto, nenhum desses projéteis pode comprimir a matéria nuclear ou aquecê-la a uma temperatura $T > B_0$. Por isso esse tipo de reação não pode contribuir para iluminar esse aspecto da matéria nuclear - suas propriedades em altas densidades e/ou temperaturas.

Teoricamente existem muitas e fascinantes especulações sobre novos estados da matéria que seriam possíveis nesse domínio de altas densidades e/ou temperaturas. A figura 1 ilustra algumas das especulações teóricas. É importante enfatizar que, experimentalmente, conhece-se apenas um ponto nessa figura $(\rho, T) = (\rho_0, 0)$. O que aconteceria à matéria nuclear ao ser comprimida a densidades $\rho \geq 2\rho_0$ com $T = 0$? Pode-se conjecturar que os nucleons se moveriam dentro da região de troca de pions, permitindo então que pions virtuais se propagassem ao longo de distâncias maiores no meio. Isso poderia, por sua vez resultar em correlações de longo alcance e eventualmente num novo estado estável da matéria nuclear, no qual o valor esperado da densidade de pions fosse diferente de zero (como é o caso do estado fundamental normal). Se a compressão for aumentada ainda mais, cálculos teóricos mostram^{(2), (3)} que o potencial atrativo que resulta da troca de 2 pions poderia provocar uma nova transição de fase, produzindo uma matéria nuclear com propriedades drasticamente diferentes. Finalmente, a densidades $\rho > 10\rho_0$ acredita-se que a estrutura de quarks dos nucleons passe a ter um papel importante e a matéria nuclear se torne um plasma de quarks e gluons.

Se, por outro lado, a densidade é mantida fixa e o núcleo aquecido a temperaturas $T > m_\pi c^2$, os nucleons serão ex-

citados e mesons poderão aparecer no sistema. Essa mudança qualitativa nos contribuintes do sistema pode ser caracterizada como uma transição da matéria nuclear para um gás de hadrons. Acima de $T \geq m_{\pi} c^2$ são produzidos tantos hadrons que as funções de onda dos quarks tem um overlap considerável. A partir desse ponto acredita-se que a "matéria de hadrons" se transforme num plasma de quarks e gluons.

A situação experimental, no entanto, é menos clara: existem vários fatores que dificultam (senão impedem) a observação desses fenômenos. Uma questão importante, por exemplo, é por quanto tempo o núcleo se mantém comprimido durante a colisão. Existem cálculos teóricos⁽⁴⁾ que estimam esse tempo em aproximadamente 10^{-22} s e pode ser que esse tempo não seja suficiente para que o sistema entre em equilíbrio. Nesse caso fenômenos transientes, associados com propriedades da matéria nuclear não equilibrada, podem ser importantes. Isso atrapalharia a observação experimental de sinais característicos de cada uma das regiões teóricas da figura 1. Entretanto espera-se acumular su

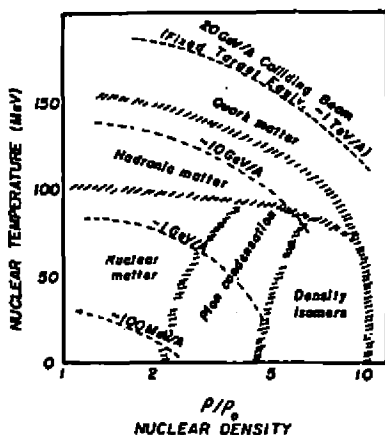


Fig. 1 - Fases possíveis da matéria nuclear densa, altamente excitada. Linhas tracejadas indicam os domínios de densidade e temperatura que se tornam acessíveis em colisões nucleares.

ficiente sistemática dessas reações e com isso suficiente evidência circunstancial que permita deduzir pelo menos uma imagem qualitativa do domínio nuclear de altas densidades e/ou temperaturas. Veremos no que segue que apesar de que a motivação original para o estudo da colisão de ions pesados em altas energias não foi ainda atingido, muitos aspectos novos da física nuclear puderam ser explorados com elas, e muita coisa se aprendeu. E a interpretação de uma larga classe de fenômenos tem sua base em física nuclear de alta energia tradicional.

1.3. PARTICIPANTES E ESPECTADORES DA COLISÃO

A imagem mais simples e mais corrente que se faz de uma colisão entre ions pesados em alta energia é dada pela figura 2: o projétil chega com velocidade $\beta_{inc} = v_{inc}/c$ e com um parâmetro de impacto \vec{b} . A trajetória em linha reta define uma zona de overlap. Os nucleons que estão dentro dessa zona reagem e são chamados participantes. Formam uma matéria nuclear bastante excitada, às vezes chamada "bola de fogo". As duas outras partes de matéria nuclear são chamadas espectadores. O espectador do alvo está praticamente em repouso no sistema de laboratório, o espectador do projétil continua na mesma direção do projétil com a velocidade do mesmo. Os núcleos participantes e es

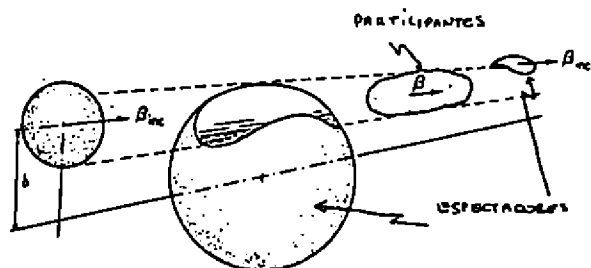


Fig. 2 - Representação esquemática da diferença entre espectadores e participantes.

pectadores serão excitados e emitirão nucleons. Devido à diferença mensurável de velocidade entre os nucleons que vem de um ou de outro é possível detetá-los. De fato, a experiência corrobora essa imagem de colisão entre ions pesados. Na figura 3 está plotado o espectro de protons medidos a 0° ⁽⁵⁾ e 180° ⁽⁶⁾ em colisões $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ e $E_{\text{Lab}} = 1.05 \text{ GeV/A}$. O espectro mostra dois picos, um correspondente à velocidade do feixe incidente e outro à velocidade do alvo (zero).

Discutiremos a seguir os aspectos experimentais e teóricos da física dos espectadores e participantes respectivamente. Para finalizar discutiremos a fragmentação de núcleos grandes que é um fenômeno recente que está sendo bastante estudado e cuja descrição teórica continua a ser um problema aberto (e polêmico).

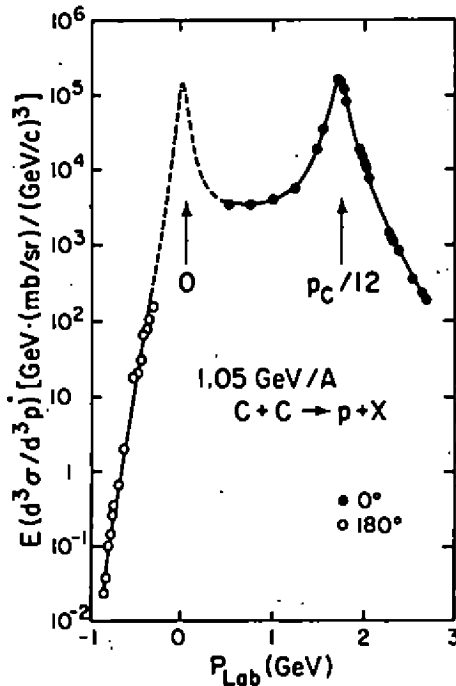


Fig. 3 - Espectro frontal (0°) e traseiro (180°) de protons produzidos na colisão C+C a 2.1 GeV/A.

II. FÍSICA DOS ESPECTADORES

II.1. FATOS EXPERIMENTAIS

Nesta secção discutiremos reações do seguinte tipo



onde P e A são o projétil e o alvo, respectivamente, F um fragmento do projétil (i.e., um núcleo com massa e velocidade a proximadamente iguais às do projétil) e X o resto, tudo o que não é observado.

A física básica desse tipo de reação foi identificada num experimento feito em Berkeley pelo grupo de Lindstrom⁽⁷⁾: mediu-se a secção de choque da fragmentação (a zero graus) para projéteis de ^{12}C e ^{16}O para duas energias incidentes $E = 1.05 \text{ GeV/A}$ e $E = 2.1 \text{ GeV/A}$. Mediu-se aproximadamente 470 secções de choque para 35 isótopos de todos os fragmentos $1/3 \leq Z/A \leq 1$ para vários alvos que iam de hidrogênio a chumbo. Os resultados experimentais obtidos levam a três conclusões importantes.

1) A secção de choque da produção de fragmentos-tipo-projétil é independente da energia incidente e do alvo. Pode ser expressa como um produto

$$\sigma_{PA}^F = \sigma_P^F \gamma_A \quad (\text{II.1-2})$$

onde a secção de choque σ_P^F depende apenas do projétil e do fragmento, enquanto γ_A apenas do alvo. Uma consequência direta dessa fatorização é a previsão de que os modos de fragmentação do projétil (alvo) é independente do alvo (projétil). A consequência prática desse fato é importante, pois reduz o número enorme de combinações projétil/alvo para o estudo da fragmentação a a-

penas uma. A validade da equação (II.1-2) no experimento é verificada com um erro que varia de 1% a 10%.

2) σ_{PA}^F é independente da energia incidente, com

$$\frac{\sigma_{PA}^F (2.1 \text{ GeV/A})}{\sigma_{PA}^F (1.05 \text{ GeV/A})} = 1.01 \pm 0.01$$

3) A distribuição de momento dos fragmentos no sistema de referência do projétil é também independente do alvo e da energia incidente, para momentos dos fragmentos $\leq 400 \frac{\text{MeV}}{c}$. As distribuições de momento dos fragmentos na direção do feixe incidente (com exceção dos protons) exibem propriedades semelhantes às mostradas na Fig. 4. Especificamente, independente do projétil, alvo e energia do feixe, as distribuições $d\sigma^F/dp_{||}$ no sistema de referência do projétil, para todos os fragmentos $A \geq 2$

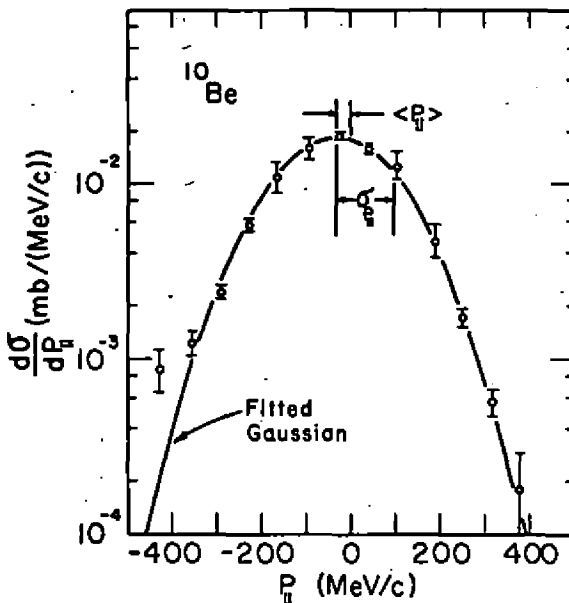


Fig. 4 - Distribuição de Momento Longitudinal no sistema de referência do projétil para a reação $^{12}\text{C} + \text{Be} \rightarrow ^{10}\text{Be} + \text{X}$ a 2.1 GeV/A. Curva sólida é uma parametrização gaussiana dos dados com $\langle p_{||} \rangle = (-35 \pm 7) \text{ MeV/c}$ e $\sigma_{p_{||}} = 134 \pm 3 \text{ MeV/c}$.

de ^{12}C e ^{16}O são caracterizadas por

- a) Forma gaussiana com desvios quadráticos médios $\sigma_{p_{||}} = 50$ a $200 \text{ MeV}/c$ e valores médios $\langle p_{||} \rangle = -10$ a $-130 \text{ MeV}/c$.
- b) Os desvios quadráticos médios $\sigma_{p_{||}}$ e $\sigma_{p_{\perp}}$ são iguais dentro de um erro experimental de 10% o que indica uma produção isotrópica de fragmentos num sistema que se move com velocidade $v_B = -\langle p_{||} \rangle / M_F$, no referencial do projétil.

II.2. INTERPRETAÇÃO FENOMENOLÓGICA DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Experimentalmente, as secções de choque para a reação (II.1-1) independem quase que totalmente de fatores extrínsecos como a energia incidente ou o alvo utilizado. A interpretação fenomenológica imediata desse fato é que as secções de cho

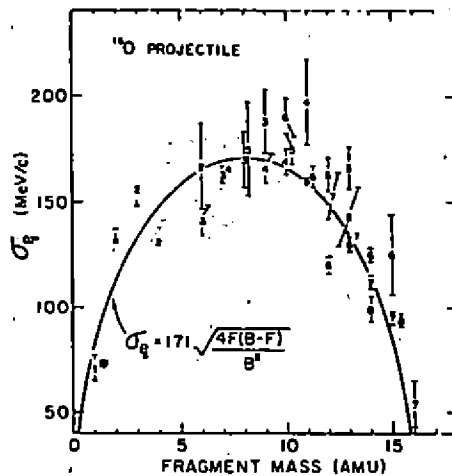


Fig. 5 - Largura do pico "espectador" como função do fragmento produzido.

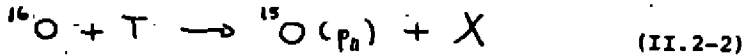
que medidas, como por exemplo $d\sigma^F/dp_{||}$, estejam diretamente refletindo propriedades intrínsecas dos projéteis, como por exemplo, o momento de Fermi. A figura 5 mostra a dependência de $\sigma_{p_{||}}$ como função da massa dos fragmentos ^{16}O a $2.1 \text{ GeV}/A$. Esses da

dos podem ser fitados com uma curva do tipo

$$\sigma_{p_{11}}(x) = 2 \sigma_0 [x(1-x)]^{1/2} \quad (\text{II.2-1})$$

onde $x = A_p/A_p$ e σ_0 é um parâmetro ajustável. σ_0 é da ordem de grandeza do momento de Fermi do ^{16}O .

No caso de haver a abrasão de apenas um nucleon, i.e.



é fácil ver esquematicamente a relação entre o momento do nucleon ejetado e a largura da distribuição $d\sigma/dp_{11}$.

Vamos discutir a reação (II.2-2) em detalhe. A figura 6 mostra a situação: no caso a) da figura, o nucleon que se rá arrancado do projétil tem momento contrário ao feixe incidente. Por isso o núcleo espectador ^{15}O deve ser um pouco mais rápido que o feixe incidente. Se o nucleon for arrancado nesse momento, medir-se-á um ^{15}O com velocidade maior que a do projétil ^{16}O . No caso b) temos a situação invertida. Essa figura

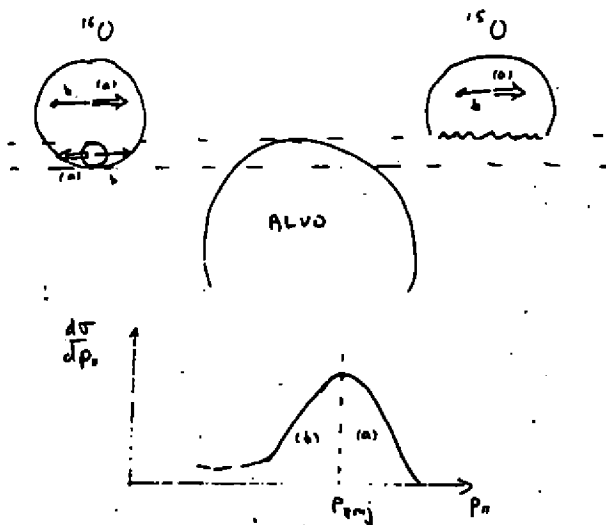


Fig. 6 - Desenho esquemático para mostrar a relação entre o movimento de Fermi de um nucleon ejetado e a largura do pico espectador.

mostra esquematicamente a relação entre o momento de Fermi de um nucleon que será ejetado do núcleo projétil e a largura da distribuição $d\sigma/dp_{||}$. Se aceitamos essas idéias, é fácil concluir que $d\sigma^{150}/dp_{||}$ reflete a distribuição de momentos na superfície do núcleo. Isso não poderia ser testado com espalhamento de elétrons do tipo (e,e') (que é como normalmente se mede o momento de Fermi dos núcleos) uma vez que os elétrons podem penetrar por todo o núcleo e o que "vêm" então é uma média do momento de Fermi de todos os nucleons, os do interior e da superfície. A reação com ions pesados é específica da superfície e mostra que os nucleons se movem - 30% mais devagar na superfície. É possível dar a essas idéias fenomenológicas uma base teórica mais sólida. Dentro do contexto da teoria de Glauber que discutiremos na próxima secção, é possível mostrar que a distribuição $d\sigma/dp_{||}$ para a secção II.2.2 é dado por⁽⁹⁾

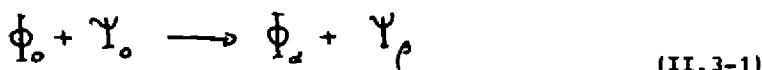
$$\frac{d\sigma}{dp_{||}} = \int d^2 p_{\perp} \frac{d^3 \sigma}{d^3 p} = \int d^2 s D(s) \int dt d^2 p'_{\perp} W(\vec{s}, z; \vec{p}) \quad (\text{II.2-3})$$

onde $\vec{r} = (\vec{s}, z)$ é coordenada do nucleon a partir do centro do projétil, $D(s)$ é uma função que contém todos os detalhes do mecanismo de reação e $W(s, z; \vec{p})$ é a função de Wigner do nucleon ejetado. A função $D(s)$ tem um pico na superfície. Essa fórmula mostra em particular que reações desse tipo poderiam ser usadas para testar modelos nucleares uma vez que a parte de estrutura nuclear e a parte que envolve a reação estão bem separadas. Isso foi feito na ref. (9). A possibilidade da determinação da distribuição de momento na superfície dos núcleos é um subproduto de conteúdo físico bastante relevante das reações entre ions pesados a alta energia.

II.3. ELEMENTOS DA TEORIA DE GLAUBER

A teoria de Glauber foi tão bem apresentada pelo próprio Glauber nas Boulder Lectures⁽¹⁰⁾ que recomendo fortemente a leitura da mesma como um exemplo de trabalho científico pela sua clareza e originalidade. Nesta secção nos limitaremos, portanto, a recordar algumas equações e definições importantes que permitem o cálculo teórico de secções de choque de fragmentação.

Consideremos uma reação na qual os dois núcleos, inicialmente nos seus respectivos estados fundamentais ϕ_0 e ψ_0 são espalhados para estados ϕ_α e ψ_β (não necessariamente ligados)



e um momento \vec{q} é transferido entre os respectivos centros de massa. Na teoria de Glauber, a amplitude de espalhamento para essa reação é dada por

$$F_{\alpha\beta}(\vec{q}) = \frac{k}{2\pi i} \int d^2b e^{-i\vec{q}\cdot\vec{b}} \langle \phi_\alpha(\vec{x}_1) \Psi_\beta(\vec{x}_2) | \prod_{l,j} (1 - \Gamma(\vec{x}_l - \vec{x}_j + \vec{b})) | \phi_0(\vec{x}_1) \Psi_0(\vec{x}_2) \rangle \quad (\text{II.3-2})$$

onde \vec{k} é o momento por nucleon do projétil e \vec{b} o parâmetro de impacto. O operador que faz a transição do estado inicial para o estado final contém as funções de perfil Γ . Essas funções de perfil estão diretamente relacionadas com a amplitude de espalhamento Nucleon-Nucleon f_{NN} da seguinte forma

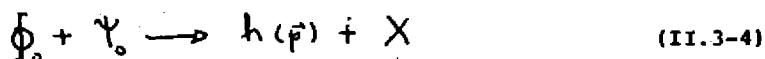
$$f_{NN}(\vec{q}) = \frac{ik}{2\pi} \int d^2b e^{-i\vec{q}\cdot\vec{b}} \Gamma(\vec{b}) \quad (\text{II.3-3a})$$

ou

$$\Gamma(\vec{b}) = \frac{1}{2\pi i k} \int d^2q e^{i\vec{q}\cdot\vec{b}} f_{NN}(\vec{q}) \quad (\text{II.3-3b})$$

Fica claro então que, na teoria de Glauber o agente físico das reações em alta energia é a colisão nucleon-nucleon. A equação (II.3-2) é uma generalização para colisões entre dois núcleos da expressão para colisões nucleon-nucleon dada em (11). A física básica é simples: dois núcleos se aproximam em linha reta e se interpenetram. Cada nucleon j do projétil pode colidir com cada nucleon do target l (com a condição de que se encontrem ao longo de suas trajetórias retilíneas) através da amplitude de espalhamento nucleon-nucleon. Não há interação entre nucleons do projétil ou do alvo. Isto é uma consequência de aproximação do centro espalhador fixo, excelente em altas energias. O problema da teoria de Glauber consiste em como calcular a equação (II.3-2) em situações físicas de interesse.

Experimentos com ions pesados são em geral inclusivos: apenas uma parte dos observáveis mensuráveis são medidos. Numa experiência típica, os estados quânticos dos núcleos após a reação não são identificados completamente (como suposto em (II.3-1), mas apenas algum aspecto é medido como por exemplo o momento \vec{p} de um nucleon, um pion, ficando o resto não observado). Temos, então, tipicamente



onde h representa um hadron, X é o que não for observado. Nesta secção discutiremos os métodos para calcular secções de choque inclusivas. Os aspectos mais simples e importantes das secções II.3.1 já estão presentes em reações nucleon-núcleo, e por

isso discutiremos essas. A generalização é simples. Estudemos então, a reação

$$n(\vec{k}) + \psi_0 \longrightarrow n(\vec{k} + \vec{q}) + X \quad (\text{II.3-5})$$

onde um nucleon com momento \vec{k} encontra um alvo ψ_0 , colide com n nucleons do alvo e recebe um momento transversal \vec{q} . A seção de choque inclusiva para essa reação pode ser escrita como

$$\frac{d^2\sigma^{(n)}}{dq^2} = \sum_{\alpha^{(n)}} \left| \int \frac{d^2b}{2\pi} e^{-i\vec{q}\cdot\vec{b}} \langle \psi_{\alpha^{(n)}} | \prod_j (1 - \Gamma_j) | \psi_0 \rangle \right|^2 \quad (\text{II.3-6})$$

A soma sobre estados finais (que possuem n partículas em estados finais) é a expressão matemática para a natureza inclusiva do experimento. É possível simplificar a equação (II.3-6) fazendo as hipóteses:

$$\begin{aligned} \langle \vec{x}_1, \dots, \vec{x}_n | \psi_0 \rangle &= \psi_0(\vec{x}_1) \psi_0(\vec{x}_2) \dots \psi_0(\vec{x}_n) \\ \langle \vec{x}_1, \dots, \vec{x}_n | \psi_{\alpha^{(n)}} \rangle &= \psi_{\alpha_1}(\vec{x}_1) \dots \psi_{\alpha_n}(\vec{x}_n) \psi_0(\vec{x}_{n+1}) \dots \psi_0(\vec{x}_N) \end{aligned} \quad (\text{II.3-7})$$

Com isso, podemos escrever

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma^{(n)}}{dq^2} &= \binom{A}{n} \sum_{\substack{\alpha_i \neq 0 \\ i=1, \dots, n}} \left| \int \frac{d^2b}{2\pi} e^{-i\vec{q}\cdot\vec{b}} \prod_{j=1}^n \langle \psi_{\alpha_j} | \Gamma_j | \psi_0 \rangle \right. \\ &\quad \left. \cdot (1 - \langle \psi_0 | \Gamma | \psi_0 \rangle)^{A-n} \right|^2 \end{aligned} \quad (\text{II.3-8})$$

O fator $\binom{A}{n}$ leva em conta que não nos preocupamos com quais n nucleons são ejetados do alvo. Para se poder real

mente calcular a expressão (II.3-8) é necessário lembrar que a) a função $\Gamma(\vec{b})$ é de curto alcance ($\Gamma(b)$ vai a zero numa distância típica de 1 fm, o que é pequeno comparado com dimensões nucleares), b) das expressões (II.3-3a e b), temos

$$\int d^2b \Gamma(b) = \frac{2i\pi}{ik} f_{\mu\nu}(0) = \frac{1}{2} \sigma_{\mu\nu}^{\text{tot}} \left(1 - i \frac{R_0}{\Delta m} \frac{f_{\mu\nu}(0)}{f_{\mu\nu}(0)} \right)$$

e

$$\int d^2s \Gamma(b-s) \Gamma^*(s) = \int \frac{d^2q}{b^2} e^{i\vec{q}\cdot\vec{b}} \frac{d\Gamma_{\mu\nu}(q)}{d\Omega} \equiv \tilde{\sigma}_{\mu\nu}(b)$$

e
$$\tilde{\sigma}_{\mu\nu}(0) = \sigma_{\mu\nu}^{\text{tot}}$$

Além disso, é necessário fazer a hipótese de que todos os estados excitados possíveis são populados. Com isso pode-se substituir

$$\sum_{\alpha \neq 0} \psi_{\alpha}^*(x) \psi_{\alpha}(x) \cong 1 - \psi_0(x) \psi_0(x)$$

e calcular $\frac{d^2\sigma^n}{dq^2}$. A partir daí mostra-se facilmente que a seção de choque integrada para a ejeção de n nucleons é dado por

$$\sigma^{(n)} \equiv \int d^2q \frac{d^2\sigma}{dq^2} = \int d^2b \binom{A}{n} P(b) (1 - P(b))^{A-n} \quad (\text{II.3-9})$$

onde

$$P(b) \equiv T(b) \sigma_{\mu\nu}^{\text{tot}} \quad (\text{II.3-10})$$

onde

$$T(b) = \int_{-\infty}^{+\infty} dt \rho(b, t) \quad ; \quad \int d^2b T(b) = 1$$

$\rho(\vec{S}, z)$ é a função densidade de partícula independente da função de onda do estado fundamental ψ_0 . A equação (II.3-9) tem uma significação física transparente: a secção de choque para o "knock out" de n nucleons é proporcional à probabilidade $P(b)$ de que n nucleons possam ser encontrados no volume de overlap. Essa probabilidade tem uma natureza geométrica. É fácil de ver isto. Por simplicidade usaremos uma densidade com distribuição uniforme para o alvo (com raio R)

$$\rho(x) = \Theta(R^2 - x^2) / \frac{4\pi}{3} R^3 \quad (\text{II.3-11})$$

Assim, obtemos

$$P(b) = \frac{2 \sqrt{R^2 - b^2}}{\frac{4\pi}{3} R^3} \sigma_{pN}^{\text{tot}} \Theta(R - b) \quad (\text{II.3-12})$$

No numerador temos um volume que corresponde ao volume de um cilindro de comprimento $2\sqrt{R^2 - b^2}$ e σ_{NN}^{tot} à área de secção de choque. O nucleon projétil com parâmetro de impacto b "corta" exatamente esse volume do núcleo alvo, i.e., espalha todos os nucleons que estão dentro desse volume.

II.3.a. Secção de Choque de Fragmentação

De forma análoga, a secção de choque para a ejeção de n nucleons de um dado projétil (agora um núcleo qualquer) po de ser calculada ⁽¹²⁾

$$\sigma^{(n)} = \int d^2b \binom{A_p}{n} P(b) (1 - P(b))^{A-n} \quad (\text{II.3-13})$$

onde

$$P(b) = \int d\vec{t} d^2s \rho_p(\vec{b}, \vec{s}, z) \left\{ 1 - \exp \left[-A_T \sigma_{NN}^{tot} \int_{-\infty}^{+\infty} dz' \rho_T(\vec{s}, z') \right] \right\}$$

Essa fórmula é análoga à fórmula (II.3-10) (para o caso de um nucleon como projétil). Tem o mesmo significado geométrico. O volume de overlap no núcleo projétil é cortado pela densidade do alvo $\rho_T(\vec{x})$. Por isso a secção de choque de ejeção de n nucleons é de natureza geométrica. Isto pode ser visto na figura 7. O integrando da equação (II.3-13) é plotado como função do parâmetro de impacto para a reação $^{10}\text{O} + ^9\text{B} \rightarrow \text{C} + \text{X}$ para vários isótopos de carbono ($n=2$ até $n=7$). A largura das distribuições é grande, da ordem de 2 fm. Isto pode estar relacionado com a difusidade da densidade do projétil e target.

O resultado desse cálculo com densidades realísticas para o projétil e o alvo e $\sigma_{NN}^{tot} = 40$ mb reproduz a ordem de grandeza dos resultados experimentais ⁽¹²⁾.

III. FÍSICA DOS PARTICIPANTES

A idéia básica da interação na região de overlap dos núcleos é a seguinte: quando um projétil pesado em alta energia colide com um alvo, deve haver um estágio inicial durante o qual a interação entre projétil e alvo está localizado no volume de overlap. O resto dos nucleons permanece não perturbado. Depois, numa outra escala de tempo, deve haver dissipação da energia de compressão e de superfície, e a região de nucleons participantes vai estar altamente excitada e principia um processo de desexcitação via emissão de nucleons. A informação experimental básica que se tem dessa região é constituída de espectros inclusivos de partículas leves (protons, partículas α , etc.) medidos a vários ângulos ⁽¹³⁾. A descrição teórica desses dados é

feita dentro de vários contextos, existem modelos hidrodinâmicos⁽¹⁴⁾, de cascade⁽¹⁵⁾ e modelos clássicos microscópicos⁽¹⁶⁾. Alguns desses modelos foram aplicados à reação $^{20}\text{Ne} + \text{Cl}$ 250 MeV/A mas nenhuma conclusão clara resultou desses estudos. O modelo mais usado e talvez de maior sucesso é o chamado modelo da bola de fogo (Fireball Model).

III.1. O MODELO DE BOLA DE FOGO

O modelo de Bola de Fogo se preocupa somente com a descrição dos nucleons participantes. Supõe que os núcleos se cortem cilindricamente. Os nucleons participantes que pertencem ao projétil transferem todo o seu momento ao centro de massa efetivo de todos os nucleons participantes formando uma bola de fogo que se move na direção frontal com velocidade intermediária entre a velocidade do projétil e do alvo. Sua energia cinética interna por nucleon é muito maior que a energia de ligação por nucleon. A bola de fogo é então tratada como um gás ideal equilibrado caracterizado por uma temperatura, o qual se expande isotropicamente no centro de massa dessa bola de fogo com uma distribuição maxweliana de energia. Espera-se que esse modelo reproduza os espectros de energia e distribuição angulares assim como distribuições de multiplicidade das partículas leves.

Supondo-se núcleos esféricos com raios iguais a $1.2 A^{1/3}$ fm e trajetórias retilíneas é possível calcular o volume de participantes de cada núcleo, como função do parâmetro de impacto. Assim se obtém o número de nucleons participantes do projétil e do alvo, calculando-se o volume de intersecção de uma esfera e um cilindro. O número de protons participantes é calculado de

$$N_{\text{proton}}(b) = \sum \left(\frac{Z_i}{A_i} \right) N_i(b) \quad (\text{III.1-1})$$

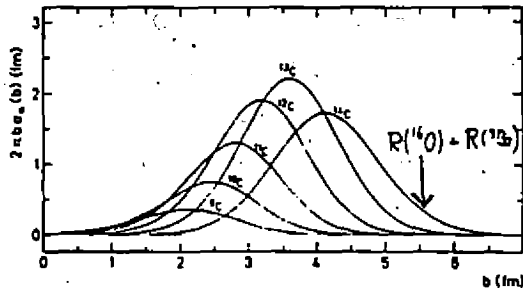


Fig. 7 - Secção de choque para ejeção de n nucleons como função do parâmetro de impacto para a produção de isótopos do Carbono na reação $^{16}\text{O} + ^9\text{Be} \rightarrow \text{C} + \text{X}$.

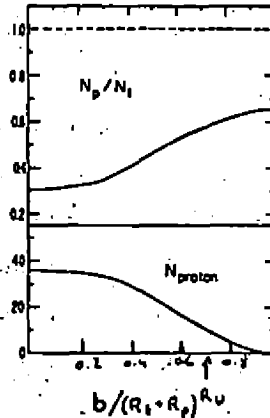


Fig. 8 - Razão N_p/N_t (razão de nucleons participantes do projétil e alvo), N_p (número de protons participantes) como função do parâmetro de impacto.

onde Z_1 e A_1 são o número atômico e o número de massa do alvo ou projétil. As quantidades N_p/N_t e N_{proton} estão ilustradas na figura 8, como função de b para a reação $^{20}\text{Ne} + \text{Cl}$.

Supondo ainda que existe um número suficiente de graus de liberdade na bola de fogo e que existe um mecanismo que randomize a energia cinética, pode-se definir uma temperatura τ . Para um gás ideal relativístico, τ pode ser expressa.

$$\frac{E_{cm}}{(N_p + N_c)Z} = 3 + \frac{m}{Z} \frac{K_1(m/Z)}{K_2(m/Z)} \quad (\text{III.1-2})$$

onde K_1 e K_2 são funções de McDonald e m é a massa de um nucleon livre (- 939 MeV). A distribuição de momento dos nucleons participantes pode ser escrita então

$$\frac{d^2N}{p^2 dp d\Omega} = \frac{N}{4\pi m^3} \frac{e^{-E/T}}{2 (Z/m)^2 K_1(m/Z) + (Z/m) K_2(m/Z)} \quad (\text{III.1-3})$$

onde p e E são o momento e a energia total, respectivamente, de um nucleon no centro de massa. As expressões (III.1-2) e (III.1-3) são usadas na comparação com os dados. A diferença entre as temperaturas calculadas relativisticamente e não relativisticamente é da ordem de alguns por cento para o sistema $^{20}\text{Ne} + \text{Cl}$ com energias incidentes de 250 a 400 MeV/A. Entretanto, a função de distribuição não relativística é bastante diferente da expressão (III.1-3) para o intervalo de energias das partículas emitidas.

A figura 9 mostra a comparação de dados com esse modelo para o espectro inclusivo de protons e partículas α . A concordância geral é boa. Não há parâmetros ajustáveis no cálculo. Os espectros a baixa energia provavelmente contêm contribuições do decaimento do alvo espectador e por isso vê-se discrepâncias nessa região.

IV. FRAGMENTAÇÃO DE NÚCLEOS GRANDES

As secções de choque para produção de fragmentos pesados na reação



foram estudadas ha muito tempo com processos radioquímicos. Atualmente essas secções de choque estão sendo extraídas de reações com ions pesados em alta energia. Algumas características dessas reações foram bem compreendidas dentro de um contexto tradicional. Mas a pergunta básica: Como se fragmentam núcleos grandes quando atingidos por projéteis de alta energia? Ainda não foi satisfatoriamente respondida. Existem basicamente duas linhas de pesquisa. Uma delas utiliza conceitos de termodinâmica de equilíbrio de um gás de partículas interagentes e a outra defende a hipótese de que nas condições descritas os núcleos "espatifam" como um pedaço de vidro. Os dados experimentais existentes não puderam decidir esta questão.

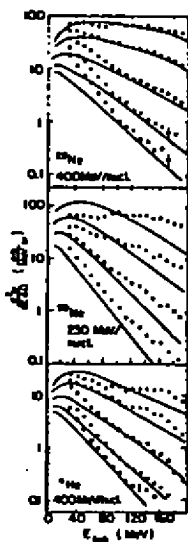


Fig. 9 - Spectros inclusivos de prótons de um alvo de Urânio a 30° , 60° , 90° , 120° e 150° no Laboratório.

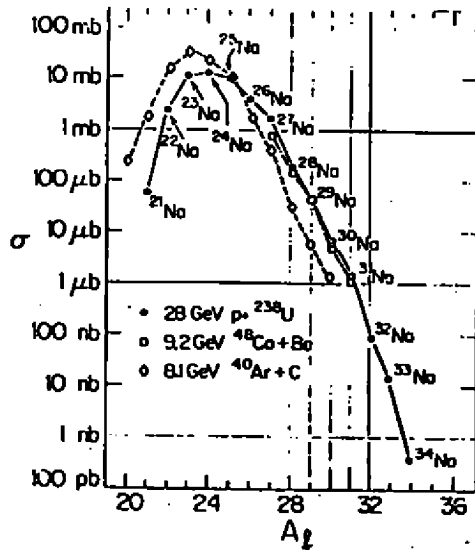


Fig. 10 - Secção de choque para a produção de isótopos de sódio para diferentes reações.

IV.1. FATOS EXPERIMENTAIS

Começemos com a figura 10. Ela representa a produção de isótopos de sódio por três reações diferentes. Repare na escala das secções de choque. Note-se que reações bem diferen-

tes produzem aproximadamente a mesma curva: um sino centrado no isótopo mais estável. Na reação $p + Cl$ o fragmento vem do alvo. Nas reações $^{48}Ca + Be$ e $^{40}Ar + C$ o fragmento vem do projétil. Olhando a curva em maior detalhe, nota-se também que os fragmentos do ^{48}Ca ($N-2=8$) estão mais numa região rica em neutrons dos isótopos do sódio do que os fragmentos de ^{40}Ar ($N-2=4$).

A secção de choque $\sigma(A_F)$ para produção de núcleos com massa A_F é mostrado nas figuras 11 e 12. Observa-se os seguintes fatos:

- (a) Há uma grande diferença entre as reações com energia incidente menor e maior que 1 GeV.
- (b) Se a energia do projétil for alguns GeV/A acima de 1 GeV/A a secção de choque não muda mais.
- (c) Não há uma diferença dramática entre a secção de choque para reações com protons ou projéteis mais pesados.
- (d) A secção de choque tem um máximo perto da massa do alvo (se o fragmento vem do alvo), decresce por um fator 3 e 5 e cresce novamente para pequenas massas.

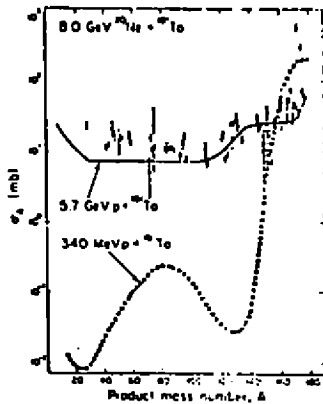


Fig. 11 - Secção de choque para a produção dos núcleos com massa A_F com diferentes reações.

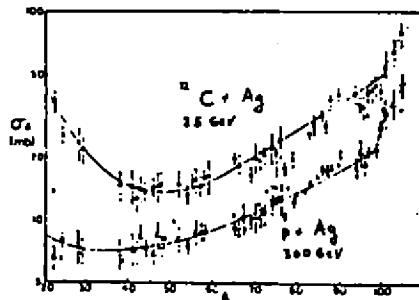


Fig. 12 - Secção de choque para a produção de fragmentos A_F em alvos de prata a diferentes energias.

V. INTERPRETAÇÃO FENOMENOLÓGICA

Existe uma diferença fundamental entre a fragmentação de núcleos leves ($A < 100$) e pesados ($A > 200$): é a fissão. A fissão contribui bastante para a produção de isótopos para $A > 200$. Existem basicamente duas interpretações da secção de choque $\sigma(A_p)$:

a) A fragmentação dos núcleos grandes é basicamente governada pelo espaço de fase⁽¹⁷⁾. Essa teoria estuda as reações do tipo



e supõe que algum tempo após a passagem do próton pelo alvo, este atinge um equilíbrio termodinâmico e todos os fragmentos são formados de acordo com o espaço de fase. Esses fragmentos integram através de força coulombiana e se repelem. Existem dois parâmetros livres na teoria que são a temperatura do núcleo residual e o "volume de congelamento" do gás de núcleos. O acordo com os dados experimentais é bastante bom e um estudo sistemático resulta numa temperatura de $T = 5-7$ MeV e num volume tipicamente três vezes maior que o volume inicial do núcleo frio.

b) A produção dos vários fragmentos não pode acontecer através de um único mecanismo. A figura 13 ilustra as idéias básicas. Os resíduos de evaporação são formados da seguinte maneira: o projétil penetra o alvo, alguns nucleons são ejetados e o que resulta é um prefragmento excitado. Esse prefragmento perde energia e massa por evaporação de nucleons e núcleos leves até que um fragmento estável seja formado. Se o prefragmento for pesado, o processo de fissão pode competir com a evaporação. Os fragmentos leves, chamados na figura de produtos de evaporação são os núcleos leves emitidos no processo descrito. A

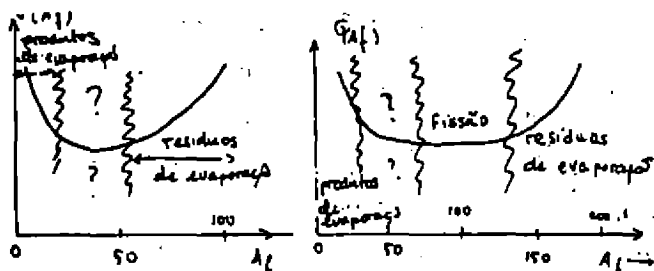


Fig. 13 - Divisão esquemática da secção de choque de produção de núcleos com massa A_f .

região intermediária de massa contém os fragmentos produzidos pelo processo chamado "cleavage" onde se considera que o alvo se decompõe imediatamente após o impacto do projétil em vários fragmentos frios ⁽¹⁸⁾. O mecanismo responsável por esses fragmentos, seria algo como o "espatifar" do núcleo frio, como se espatifa um vidro ao ser atingido por uma pedra com alta velocidade. A teoria baseada nessas idéias contém elementos da teoria de Glauber e também descreve os dados bastante bem, não só os dados proton-nucleon, bem como os dados núcleo-núcleo. Os espectros desses fragmentos são descritos de forma excelente.

VI. FINAL

Neste curso de duas horas procuramos descrever o panorama geral das situações experimental e teórica atuais. Certamente não pudemos tratar mais do que alguns dos fenômenos e algumas noções teóricas. Para os leitores mais interessados, recomendamos artigos de revisão recentes ^{(19), (20), (21)}.

REFERÊNCIAS

- (1) P. Freier, E.J. Lofgren, E.P. Ney, F. Oppenheimer, H.L. Bradt e B. Peters, Phys. Rev. 74 (1948) 213.
- (2) A.R. Bodmer, Phys. Rev. D4 (1974) 1601.

- (3) W. Weise e G.E. Brown, *Physics Reports* 27C (1976) 1.
- (4) K.K. Gudima e V.D. Toneev, *J. Physics* G5 (1979) 229.
- (5) L. Anderson, W. Buickner, E. Moeller, S. Nagamya, S. Nissen-Meyer, L. Schroeder, G. Shapira e H. Steiner, *Phys. Rev.*, to appear.
- (6) J.V. Geaga, S.A. Chessin, J.Y. Grossiord, J.W. Harris, D.L. Hendrie, L.S. Schroeder, R.N. Treuhaft e K. Van Bibber, *Phys. Rev. Lett.* 45 (1980) 1993.
- (7) D.E. Greiner, P.J. Lindstrom, H.H. Heckman, B. Cerk e F.S. Bieser, *Phys. Rev. Lett.* 35, (1974) 152.
- (8) A.S. Goldhaber, *Phys. Lett.* 53B (1974) 306.
- (9) J. Hüfner e M.C. Nemes, *Phys. Rev.* C23 (1981) 2538.
- (10) R.J. Glauber in: *Lectures in Theoretical Physics*, ed. by W. E. Brittin et al. (Interscience Publ., Inc., New York, 1959) vol. I, p. 315.
- (11) R.J. Glauber e G. Matthiae, *Nucl. Phys.* B21 (1970), 135.
- (12) J. Hüfner, K. Schäfer e S. Schürmann, *Phys. Rev.* C12 (1975) 1888.
- (13) J. Gosset, H.H. Gutbrod, W.G. Meyer, A.M. Poskanzer, A. Sandoval, R. Stock e G.D. Westfall, *Phys. Rev.* C16 (1976) 629.
- (14) V. Franco, *Phys. Rev.* 184 (1969) 1745.
- (15) J. Formanek, *Nucl. Phys.* B12 (1969) 441.
- (16) A. Tekou, *Nucl. Phys.* B46 (1972) 152.
- (17) D.H.E. Gross, L. Satpathy, Meng Ta-chung, M. Satpathy, *Zeit. Phys.* A309 (1982) 41.
- (18) S. Bohrman, J. Hüfner, M.C. Nemes, *Phys. Lett.* 120B (1983) 59.
- (19) E.M. Friedlander e H. Heckmann, LBL-13864.
- (20) D.K. Scott, *Prog. Part. Nucl. Phys.* 4 (1980) 5.
- (21) H. Stöcker, J. Hofmann, J.A. Maruhu e W. Greiner, *Prog. Part. Nucl. Phys.* 4 (1980) 133.

SEMINÁRIOS

Aplicación de las condiciones de gauge de Coulomb y de Lorent al tratamiento perturbativo de un sistema de fermiones en rotación.

D.R. Bea - Departamento de Física, Comisión Nacional de Energía Atómica, Buenos Aires, Argentina. |

Comenzaré haciendo una breve historia del acoplamiento entre fonones y fermiones. Esta introducción puede deberse tanto a que (por suerte) se ven en la audiencia caras cada vez más jóvenes, (que no han tenido la oportunidad de vivir esta historia), como al hecho de que algunos de nosotros nos estamos volviendo más viejos (y nos gusta revivirla).

A comienzos de la década del 50 Bohr y Mottelson¹⁾ introdujeron el concepto de fonones en física nuclear (representados por una línea ondulada en la fig. 1.(a)) y propusieron el acoplamiento con las partículas (líneas con flecha hacia arriba) y con los agujeros (líneas con flecha hacia abajo) a través del vértice (b). Los primeros cálculos dentro de este esquema fueron hechos por Choudhury²⁾ para el caso de una partícula de valencia y por Raz³⁾ para el caso de dos partículas. Por ejemplo, un estado de partícula-fonón se mezcla perturbativamente con un estado de 2 fonones + 1 partícula (c) o con un estado puro de partícula (d).

Alrededor de 1962 fue incorporada a la física nuclear la aproximación de fases al azar⁴⁾ (RPA), mediante la cual se obtienen las propiedades de los fonones a partir del hamiltoniano fermiónico. En particular, se puede obtener el operador de creación de un fonón como una combinación lineal de estados de partícula-agujero.

En 1968 Mottelson⁵⁾ usó los vértices (e) y (f), obtenidos a partir de (b) por una rotación de las líneas fermiónicas. En el caso del estado inicial partícula-fonón, estos nuevos vértices dan lugar a los diagramas (g) y (h), obtenidos a partir de (c) y (d) respectivamente por una perturbación temporal de los vértices. Aparentemente, el diagrama (g) es absurdo, ya que aparece un estado de 2 partículas + 1 agujero como formalmente independiente del estado inicial de fonón-partícula, cuando en realidad los fonones son combinaciones lineales de estados de partícula-agujero (RPA). Sin embargo, el diagrama hace sentido si se considera que es un diagrama de intercambio (exchange) de partículas y que en consecuencia, que toma en cuenta el principio de anti-simetría de fermiones: el diagrama (g) elimina del estado inicial (en el orden perturbativo más bajo) las amplitudes espúreas debidas al hecho de que en el fonón hay componentes partícula-agujero que violan Pauli en presencia de la partícula extra. Muy sistemáticamente, el tratamiento de un sistema en el que se han introducido grados de libertad no independientes (fonones), debe incluir la eliminación (perturbativa o no) de los grados de libertad espúreas.

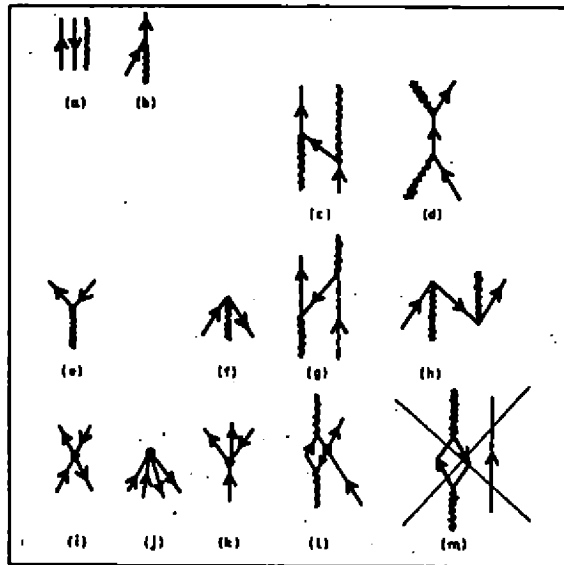


FIGURA 1

Vértices y diagramas correspondientes al estados de particula-fonón para los distintos estados del arte en función del tiempo

Finalmente, en 1973, la teoría de campos nucleares⁶⁾ (NFT) incorporó el tratamiento de vértices (i), (j) y (k) del hamiltoniano fermiónico inicial. Estos vértices llevan, por ejemplo, a la inclusión del diagrama (l). Se demostró la completa equivalencia de un hamiltoniano fermiónico H (consistente en un término de partícula independiente H_p y una interacción residual H_{res}) con un hamiltoniano fermiónico-bosónico H' , que tiene también términos puramente bosónicos H_b (energía de los fonones independientes) y términos de acoplamiento H_{fp} (vértices (b), (e) y (f))

$$H = H_p + H_{res} \leftrightarrow H' = H_p + H_b + H_{res} + H_{fp} \quad (1)$$

El hamiltoniano H' cumple dos restricciones: i) las energías de los bosones y los vértices de acoplamiento se obtienen a través de un tratamiento tipo RPA del hamiltoniano H (es decir H_b y H_{fp} no tienen parámetros libres); ii) no deben incluirse aquellos diagramas que (como el (m)) toman en cuenta las burbujas ya incluidas en la RPA. La eliminación de estos diagramas implica el uso de un tratamiento gráfico perturbativo.

Poco después de encontradas estas reglas y de ser aplicadas a sistemas ideales o realísticos, se intentó extenderlas para incluir a los núcleos rotacionales. El tratamiento usual de estos sistemas utiliza un hamiltoniano semejante a H' : incluye los términos fermiónicos H_p y H_{res} (H_p es el hamiltoniano

niano de Nilsson⁷⁾, con la particularidad de que ni H_p ni H_{res} conmutan con el operador momento angular aun cuando H sí lo hace. Además, existe un término (correspondiente a H_b) representado por la energía rotacional no perturbada y otro conteniendo la interacción partícula-rotación (interacción de Coriolis H_c)

$$H_{rot} = H_p + H_{res} + \frac{I}{2} \dot{\theta}^2 + H_c \quad (2)$$

donde I es el momento de inercia e I el momento angular total.

Esta analogía entre H_{rot} y H' hizo prever (alrededor de 1976) que el tratamiento perturbativo de las rotaciones resultaría semejante al de las vibraciones, y que bastaría extender un poco las reglas de la NPT para incluir aquellas. Esta presunción resultó completamente errónea. La razón fundamental se debe a que cuando un cuerpo está deformado, una rotación permite obtener un estado con la misma energía que el fundamental, pero de orientación distinta. Aparecen las divergencias infrarrojas, producidas en este caso porque uno de los fonones de la RPA tiene frecuencia ω igual a cero (no hay fuerza de restitución en la dirección angular) y el vértice de acoplamiento con este fonón diverge como ω^{-1} .

En realidad se trata de un problema de cuantificación con vínculos. Debemos eliminar las rotaciones del cuerpo de los grados de libertad del sistema intrínseco (determinados por el espacio de Hilbert de los productos antisimétricos de autofunciones de Nilsson). Para ello se han desarrollado métodos en teoría de campos, fundamentalmente para el caso de bosones. En 1978 extendimos⁸⁾ uno de estos tratamientos para el uso de fermiones.

Mediante integrales funcionales puede demostrarse la equivalencia entre el lagrangiano de fermiones,

$$L = \sum_i \dot{p}_i q_i - H(p_i, q_i) \quad (3)$$

donde p_i y q_i son la coordenada y el impulso asociados con la partícula i , y un lagrangiano L' que incluye explícitamente y separadamente los grados de libertad colectivos rotacionales (ángulo θ y momento angular I)

$$L' = \sum_i \dot{p}_i q_i + I \dot{\theta} - H - \lim_{D \rightarrow 0} [(I-J)^2 / 2D - \dot{\phi}^2 / 2A] \quad (4)$$

En consecuencia, el hamiltoniano equivalente a H resulta ahora

$$H' = \lim_{D \rightarrow 0} [H + (I-J)^2 / 2D + \dot{\phi}^2 / 2A] \quad (5)$$

Acá $\dot{\phi}$ y J son expresiones microscópicas (esto es, son funciones de p_i, q_i) de las variables colectivas θ e I . Como $(\dot{\phi}, J)$ y (θ, I) actúan en distintos subes-

pacios, formalmente estos pares de variables conmutan entre sí. Se satisfacen, además, las relaciones de conmutación siguientes:

$$[\phi, J] = [\theta, I] = 1 \quad (6)$$

El hamiltoniano H' tiene una fuerza de restitución en la dirección angular $\dot{\phi}^2/2A$ que elimina las divergencias infrarrojas. Sin embargo, esta fuerza de restitución viola la simetría esférica del problema microscópico, que es rescatado por la condición del vínculo $I=J$ en el límite $D \rightarrow 0$ (conservación del momento angular). El fonón RPA asociado con las rotaciones (espínico) pasa a tener una frecuencia finita

$$\omega = (AD)^{-1/2} \quad (7)$$

y desaparece del espectro en el límite $D \rightarrow 0$.

Operar con H' tiene sin embargo complicaciones técnicas grandes. Una de ellas es que ϕ (determinada por la condición (6)) es una función complicada, de modo que ϕ^2 contiene interacciones de dos, tres, ... cuerpos. Además, el vínculo $(I-J)^2/2D$ contiene, como uno de sus términos, una interacción fermiónica de dos cuerpos $J^2/2D$, que diverge en el límite $D \rightarrow 0$. Los cálculos se hacen para D y A finitos y se tiende al límite en el resultado final correspondiente a una magnitud física X . Como las computadoras son malos instrumentos para calcular límites, hemos usado el procedimiento siguiente: expresamos los resultados mediante una doble serie de potencias

$$X = \sum_{m,n} a_{m,n} D^m \quad \begin{array}{l} m = -m_0, -m_0 + 1, \dots \\ n = 1, 2, \dots \end{array} \quad (8)$$

En general, una contribución n dada (por ejemplo, la de un determinado diagrama) no se anula para potencias de m negativas (m_0 es un número positivo finito). Sin embargo, la suma de todas las contribuciones n se anula para valores de m negativos y da los valores correctos para $m=0$ (en particular, es independiente del parámetro arbitrario A). Se hicieron⁹⁾ cálculos para sistemas simples que dan lugar a rotaciones en 2 y 3 dimensiones. Pero la programación de (8) resultó infernalmente complicada para casos realistas¹⁰⁾.

Durante el presente año hemos elaborado un método alternativo para tratar el vínculo, método que aparece como de aplicación mucho más simple.

La condición de vínculo $I=J$ puede expresarse mediante la introducción de un multiplicador de Lagrange ρ , cuya derivada se introduce en la fuerza de restitución angular

$$L'' = \sum p_1 \dot{q}_1 + I\dot{\theta} - H - \rho(I-J) - (\dot{\phi} - \dot{\rho})^2/2A \quad (9)$$

donde F es una constante arbitraria. Construimos el hamiltoniano correspondiente a (9)

$$H'' = H + (A/2F^2) P^2 + P\phi - \rho(J-I) \quad (10)$$

Acá $P = \int L''/d\phi$. Recordemos que el tratamiento RPA de H proporciona un fonón sin fuerza de restitución, pero sí con energía cinética de la forma $J^2/2J$. En consecuencia, H'' presenta dos fonones con fuerza de restitución nula y acoplados entre sí, correspondientes a los pares de variables conjugadas (ϕ, J) y (ρ, P) . Estos dos grados de libertad pueden desacoplarse, dando lugar a dos fonones degenerados, pero con frecuencia finita $\omega = F^2$ (lo que elimina las divergencias infrarrojas), fonones que distinguimos con los subíndices cero y uno, respectivamente. Sin embargo, los fonones desacoplados sólo son normalizables si se impone para uno de ellos una regla no ortodoxa de cuantificación (por ejemplo, para el fonón cero)

$$[\hat{r}_0^+, \hat{r}_0^-] = [\hat{r}_1^+, \hat{r}_1^-] = -1 \quad (11)$$

donde \hat{r}_0^+, \hat{r}_1^+ son operadores de creación y aniquilación, respectivamente.

Con este procedimiento se ha calculado¹¹⁾ el caso de un rotador de 2 dimensiones con una simplificación enorme respecto del método anterior.

Es conceptualmente importante hacer notar las analogías existentes entre procedimientos de cuantificación empleados en teorías de campo (más específicamente en teorías de gauge) y los dos métodos descritos en el presente trabajo (tabla 1). En ambos casos hay condiciones de gauge que fijan el valor de la div A y del ángulo ϕ , respectivamente. En la gauge de Coulomb y en el primer método se le asigna el valor cero y, como consecuencia de ello, desaparecen los estados espúreos. En la gauge de Lorentz y en el segundo método,

	Teorías de gauge	Sistemas deformados
Gauge de Coulomb	$\text{div } \underline{A} = 0$ no hay estados espúreos	$\phi = 0$ $\lim_{D \rightarrow 0} W = \infty$
Gauge de Lorentz	$\text{div } \underline{A} + \dot{A}_0 = 0$ $- A_0$ [Gauss] B-G	$\phi - \dot{\rho} = 0$ $-\rho(I-J)$ $[\hat{r}_0^+, \hat{r}_0^-] = -1$

TABLA 1 - Analogía entre las condiciones de gauge usadas en teoría de campos y en el problema de fermiones en rotación.

se le da a la condición de gauge el valor de la derivada de un multiplicador de Lagrange, introducido en ambos casos para asegurar la validez de una ley de conservación (ley de Gauss y conservación del momento angular respectivamente); finalmente, en teoría de campos se aplica el álgebra de Bleuler-Gupta¹²⁾ que tiene mucha analogía con la relación $[\sigma_0, \sigma_0^+] = -1$.

Este trabajo fue hecho en colaboración en V.Alessandrini (Laboratoire des Hautes Energies et Particules Elementaires, Orsay); O.Civitarese (Universidad de La Plata, La Plata) y M.T.Mehr (CNEA, Buenos Aires).

Bibliografía

- 1) A.Bohr y B.R.Mottelson, Mat.Fys.Medd. Dan.Vid Selsk. 30 (1955) n°1
- 2) D.C.Choudhury, Mat.Fys.Medd. Dan.Vid Selsk. 28 (1954) n°4
- 3) J.B.Koz, Phys. Rev. 114 (1959) 1116
- 4) D.Bohm and D.Pines, Phys.Rev. 92 (1953) 609
- 5) B.R.Mottelson, Proc.Intern.Conf. on Nuclear Structure, Phys.Soc. of Japan (1968) 87
- 6) S.G.Nilsson, Mat.Fys.Medd. Dan. Vid. Selsk. 29 (1955) n°16
- 7) D.R.Bes, G.G.Dussel, R.G.Brogia, R.A.Liotta y B.R.Mottelson, Phys.Lett. 52B (1974) 253
- 8) V.A.Alessandrini, D.R.Bes y B.Machet, Nucl.Phys. B 142 (1978) 489
- 9) V.A.Alessandrini, D.R.Bes y B.Machet, Phys.Lett. 80B (1978) 9
D.R.Bes, G.G.Dussel y R.P.J.Perazzo, Nucl.Phys. A430 (1980) 157
D.R.Bes, O.Civitarese y H.Soffa, Nucl.Phys. A370 (1981) 99
- 10) D.R.Bes, O.Civitarese, R.A.Liotta y M.T.Mehr, a ser escrito
- 11) V.A.Alessandrini, D.R.Bes, O.Civitarese y M.T.Mehr, Phys.Letters, a aparecer
- 12) S.N.Gupta, Proc.Phys. Soc. A63 (1950) 681; K.Blauler, Helv.Phys.Acta 23 (1950) 567.

ESPECTROSCOPIA GAMA EM LINHA NO TANDEM DE

18 MV DE ESTRASBURGO - O ^{219}Ac

O. Helene - IFUSP

No que segue serão descritos alguns experimentos feitos no MP Tandem de 18 MV do Centre de Recherches Nucléaires de Estrasburgo, no período agosto/83 - agosto/84, com o objetivo de estudar-se o ^{219}Ac . Os experimentos foram realizados pelo grupo liderado por N. Schulz, com o qual colaboramos durante aquele período, e do qual fazem parte A. Chevallier, J. Chevallier, S. Khazrouni, L. Kraus e I. Linck.

O estudo do ^{219}Ac insere-se na linha de trabalho desenvolvida pelo grupo, que tem estudado vários nuclídeos na região $N > 126$, como o ^{218}Th (1), o ^{216}Ra (2), o ^{218}Ac (3) e o ^{215}Fr (4).

I - ASPECTOS INSTRUMENTAIS

Os experimentos descritos a seguir foram realizados no acelerador Tandem de 18 MV de Estrasburgo. As correntes típicas de feixe estão entre aproximadamente 10 nA e 300 nA (5).

O sistema de aquisição de dados disponível é bastante manobrável. A figura 1 ilustra esse sistema. Uma matriz de leitura e transferência de dados é alimentada por informações originadas por até 8 C.A.D.s. Os sinais de cada um desses C.A.D.s (p.ex. E1, E2 e E3 na figura 1) são acessíveis, independentemente, às várias colunas dessa matriz, as quais, condicionadas por um sinal de gatilho (g_{ij} na figura 1), transfere os resultados para um "buffer". Em seguida esses dados são transferidos em modo fila para fitas magnéticas. Na ilustração da figura 1, E1, E2 e E3 são sinais de energia provenientes de três detectores. Os gatilhos correspondem

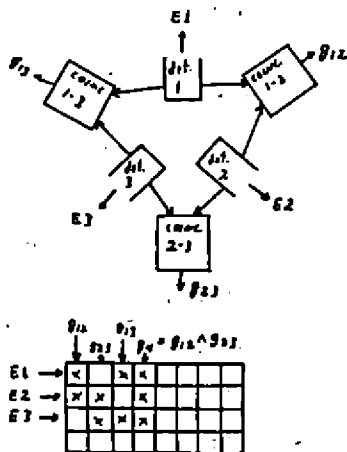


FIGURA 1 - Esquema da matriz de aquisição de dados e de um arranjo experimental para medida de coincidências $\gamma-\gamma$ e $\gamma-\gamma-\gamma$.

a uma exigência de coincidência em tempo entre esses sinais. Assim as três primeiras colunas transferem dados de coincidência $\gamma-\gamma$. A quarta coluna por sua vez permite a obtenção de coincidência gama tripla, $\gamma-\gamma-\gamma$. Assim, a figura 1 ilustra um possível arranjo experimental para medidas de coincidência gama.

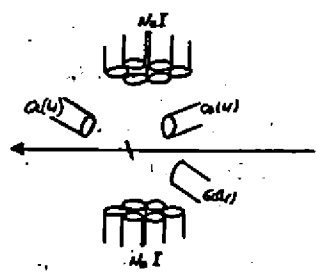


FIGURA 2 - Arranjo experimental para medida de distribuição angular com filtro de multiplicidade.

A figura 2 mostra um possível arranjo experimental para medidas de distribuição angular, com o uso de um filtro de multiplicidade. Três detectores Ge(Li), coplanares com a direção do fei

xe, são usados para medidas de distribuição angular de gamas. Uma série de 12 detectores NaI colocados acima e abaixo do alvo servem como filtro de multiplicidade. Assim é possível o levantamento das curvas de distribuição angular medindo-se simultaneamente a multiplicidade associada a cada gama, a qual depende da quantidade de detectores NaI atingidos.

A figura 3 mostra um possível arranjo da eletrônica e da matriz de aquisição de dados associada ao arranjo da figura 2. É feita uma análise (rápida) dos sinais dos detectores NaI e obtido três sinais. Um deles, (S1) é proporcional ao número de detecto

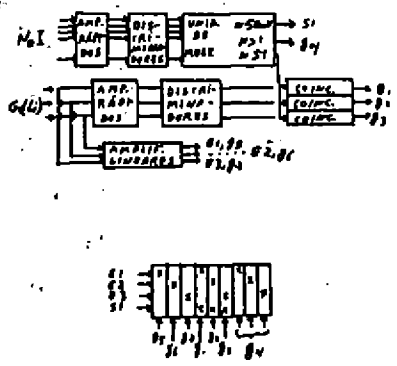


FIGURA 3 - Montagem eletrônica e da matriz de aquisição de dados adequada ao arranjo da figura 2.

res NaI atingidos; um segundo pulso (g_4) é um pulso lógico indicando se foi atingido mais do que um detector. Um terceiro pulso indica, por sua vez, se algum NaI foi atingido. Os sinais dos detectores Ge(Li) são analisados em energia, gerando os pulsos E1, E2 e E3 e respectivos pulsos lógicos g_5 , g_6 e g_7 . Em uma linha rápida esses mesmos sinais dos Ge(Li) podem ser analisados e, por exemplo, exigida coincidência rápida com o sinal N>1 dos NaI, gerando os pulsos g_1 , g_2 e g_3 .

Uma possível análise desses sinais pela matriz de aquisição de dados é mostrada na parte inferior da figura 3. Assim as

três primeiras colunas permitem a obtenção de espectros diretos dos dos três detectores Ge(Li). As três colunas seguintes permitem a obtenção de espectros bi-parâmetros (energia x multiplicidade) para cada Ge(Li). As três últimas colunas permitem a obtenção de espectros gama com uma multiplicidade pré-relacionada.

A seleção das condições de aquisição e transferência de dados são bastante simples no sistema utilizado. Embora a figura 3 tenha mostrado um possível arranjo apenas para o levantamento de curvas de distribuição angular gama, todas as medidas (coincidências γ - γ , γ - γ - γ e γ - γ -t, espectros α retardados e funções de excitação de gamas) foram feitas usando-se o mesmo sistema de aquisição de dados.

Cabe observar que o sistema de filtro de multiplicidade usado implica em um efeito de correlação angular entre os 12 detectores NaI e os detectores Ge(Li). No entanto, dada a distribuição geométrica desses detectores, esse efeito é desprezível quando comparado com a precisão final obtida, conforme mostraram os cálculos de correlação angular feitos.

II - ESPECTROSCOPIA DO ^{219}Ac

O ^{219}Ac foi formado por processos de fusão-evaporação, que favorece a formação de estados de altos momentos angulares. As reações feitas foram $^{13}\text{C} + ^{209}\text{Bi} \rightarrow ^{219}\text{Ac} + 3n$ e $^{15}\text{N} + ^{208}\text{Pb} + ^{219}\text{Ac} + 4n$. A identificação do ^{219}Ac foi feita inicialmente por medidas de espectroscopia α retardada ($T > 10$ ns) sob feixe pulsado. Foi possível assim a clara identificação da presença de alfas de 8.664 MeV provenientes do decaimento do estado fundamental do ^{219}Ac (6). A figura 4 mostra espectros α para três diferentes energias do feixe de ^{13}C .

Foi feito posteriormente o levantamento da função de excitação gama para energias do feixe, no caso da primeira das rea-

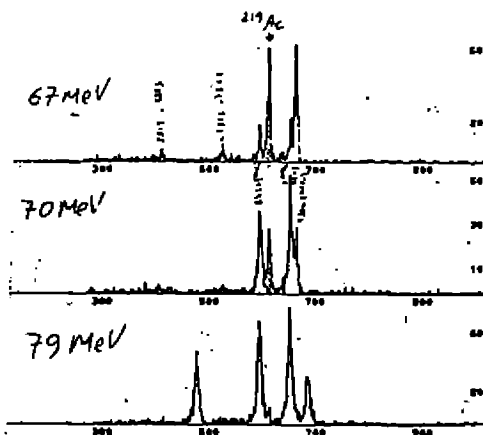


FIGURA 4 - Espectro alfa para energias do feixe de 67, 70 e 79 MeV.

ções citadas, entre 63 e 73 MeV. Essas funções de excitação foram feitas relativamente à transição gama de 355 keV. A figura 5 mostra os resultados obtidos para vários gamas (identificados pelos seus valores de energia, em keV, à direita). O primeiro grupo de gamas, na parte superior da figura 5, correspondem a transições que devem ocorrer na parte inferior do espectro. Na parte inferior da figura 5 aparecem transições cujas intensidades aumentam fortemente com o aumento da energia do feixe e que devem corresponder a níveis na parte superior do espectro de níveis do ^{219}Ac . O duplete com $E_{\gamma} \approx 146$ keV não pode ser resolvido e o resultado mostrado corresponde às duas transições.

As figuras 6 e 7 mostram os resultados de distribuição angular obtidos para algumas transições. A normalização da distribuição angular foi feita usando-se a intensidade de seis transições gama observadas em um detector que permaneceu fixo. Os resultados apresentados nas figuras 6 e 7 correspondem apenas aos dados obtidos com um dos dois detectores móveis usados, sendo a análise feita com $N > 1$, onde N é o número de detectores NaI atingidos simultaneamente ao Ge(Li) (cf. figura 2).

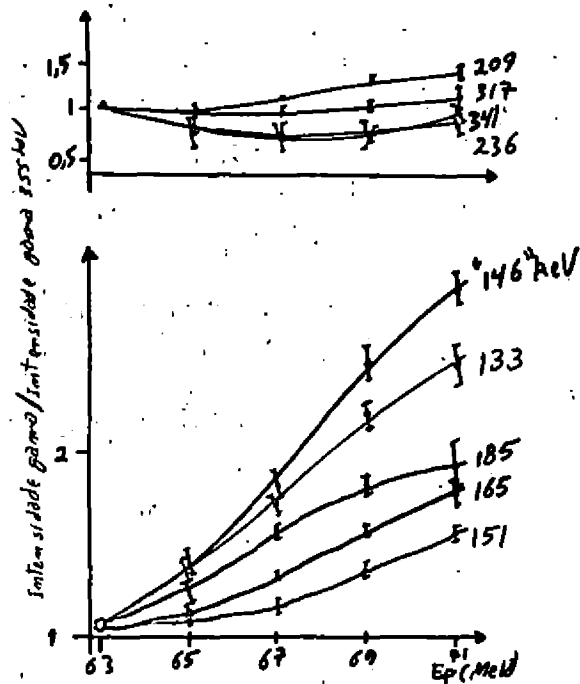


FIGURA 5 - Função de excitação de (alguns) gamas. Veja texto para detalhes. As linhas contínuas servem apenas para guiar os olhos.

As figuras 8 e 9 mostram parte dos resultados de medições γ - γ . A figura 8 mostra o espectro gama obtido em coincidência com a transição de 341 keV e a figura 9, com a transição de 355 keV. Comparando-se as duas figuras pode-se observar que cada um dos espectros apresenta uma razoável quantidade de transições que não a parecem no outro espectro, indicando que pode haver duas sequências de níveis quase independentes (sem transições entre eles) e que levam ao estado fundamental do ^{219}Ac .

Tendo em vista a grande quantidade de transições gama observadas, há grande probabilidade de ocorrência de dupletos acidentais (dois fotopicos próximos sem corresponder a dois níveis de excitação próximos), não separáveis facilmente. Para auxiliar na identificação desses dupletos foram adotados vários procedimentos. Um desses procedimentos foi o levantamento de uma calibração de

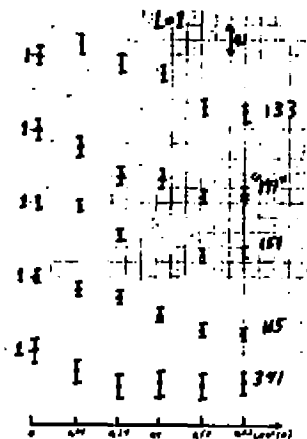


Figura 6 - Distribuição angular de (alguns) gamas do ^{219}Ac com $L = 1$.

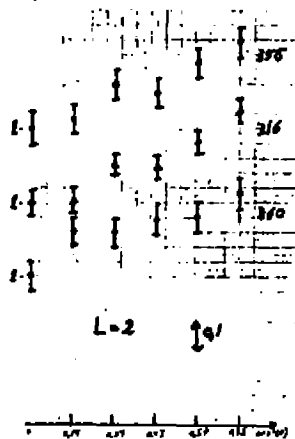


Figura 7 - Mesmo que figura 6, com $L = 2$.

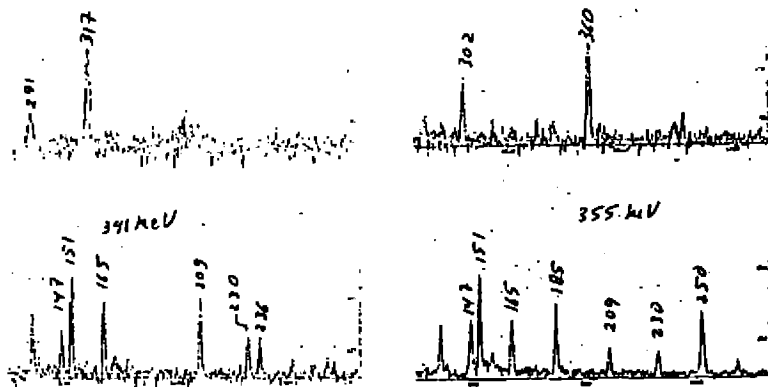


FIGURA 8 e 9 - Espectros de gamas em coincidência com as transições de 391 KeV e 355 KeV, respectivamente.

largura de fotopicos usando-se as próprias transições observadas. Os picos que apresentaram, quando interpretados como singletos, uma diferença em relação à função adequada ajustada (7) mais do que o desvio padrão associado a essa largura,

$$\sigma_{\sigma}^2 = \frac{\sigma^2}{2A} \left(1 + \frac{8}{3} \frac{\sigma_A^2 - A}{A} \right),$$

onde A é a área do pico, σ_G e σ_A os desvios-padrão da largura do pico e de sua área, respectivamente e σ a própria largura do pico, foram tidas como possíveis dubletos. Se essa interpretação levar-se a um melhor acordo com a calibração de largura, seria uma indicação forte de que o pico é realmente um dubleto. A figura 10 mostra essa análise.

Com o objetivo de identificar-se transições "cross-over" de transições que correspondiam a aproximadamente à soma da energia de outros dois gamas apenas acidentalmente, foi feita uma calibração precisa de energia. Com essa calibração foi possível testar todas as possibilidades tais que

$$\left[E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2} - E_{\gamma_3} \right] < f \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2 + \sigma_3^2},$$

onde E_{γ_i} e σ_i são as energias e respectivos desvios padrão das transições e f um fator arbitrário ($f=1$). Com esse teste foi possível, usando-se a técnica de Monte Carlo para se avaliar o número de vezes que a condição acima era atingida fortuitamente, avaliar o número de transições "cross-over" existentes e ajudar no estabelecimento claro destas.

III - DISCUSSÃO

A análise dos resultados experimentais alinhavada na seção anterior está incompleta. Os resultados apresentados correspondem apenas às medidas associadas à reação $^{13}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ e algumas vezes, apenas parte dos resultados. Além disso há ainda resultados de coincidência tripla $\gamma\text{-}\gamma\text{-}\gamma$, não apresentados. Com o objetivo de melhor estabelecer as características das transições gama há ainda a possibilidade de vir-se a fazer medidas de espectroscopia eletrônica. A procura de estados isoméricos pode também vir a ser feita usando-se dados $\gamma\text{-}\gamma(t)$.

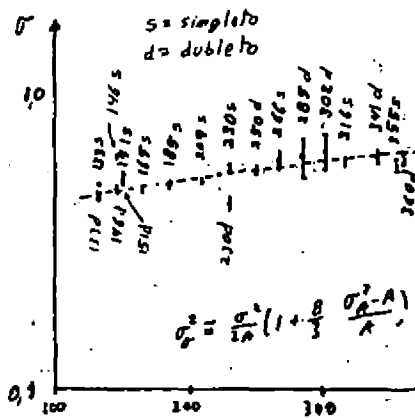


FIGURA 10 - Calibração de largura de picos. Veja texto para detalhes.

Nessas condições só é possível apresentar um esquema de níveis tentativo e parcial onde estariam incluídas apenas algumas das transições observadas.

A: figura 11 mostra uma parte do esquema de níveis candidato do ^{219}Ac . Na mesma figura aparecem os primeiros níveis das bandas 0^+ e 5^- do ^{218}Ra (8). É interessante observar-se em ambos os casos a equidistância entre os níveis de cada uma das bandas

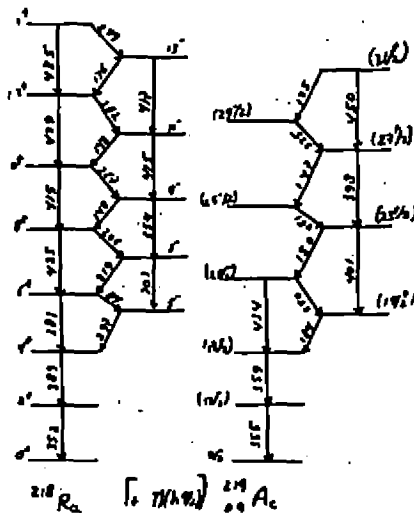


FIGURA 11 - Parte do esquema de níveis do ^{218}Ra (8) e ^{219}Ac .

desses dois núclídeos. Além dessa semelhança a relação $B(E1)/B(E2)$ para o ^{209}Ac parece ser constante, como ocorre também com o ^{218}Ra (8). Assim, pelo menos de um forma aproximada, o ^{219}Ac parece poder ser descrito como o acoplamento de um próton $h_{9/2}$ ao ^{218}Ra seguindo essa interpretação, muitas das propriedades do ^{219}Ac , além das indicadas acima, seriam as mesmas do ^{218}Ra .

A banda 5^- do ^{218}Ra foi atribuída uma origem vibracional octupolar (8). Com essa interpretação e usando-se o formalismo do IBA, as energias dos níveis do ^{218}Ra é bastante bem reproduzida, o mesmo ocorrendo com a relação $B(E1)/B(E2)$, praticamente constante, para transições partindo de níveis da banda 5^- . No entanto esse modelo falha quando se observa que essa relação é também constante - e não nula - para transições partindo de níveis da banda 0^+ , enquanto pelo modelo adotado ela deveria ser nula por envolver a aniquilação de dois bosons d (8).

A análise feita do ^{218}Ra pode dar, se não uma indicação sobre o modelo a adotar na descrição do ^{219}Ac , indicações sobre as dificuldades que poderão surgir. É possível que uma descrição baseada em um potencial Woods-Saxon com deformações quadrupolares e octopolares seguida de uma análise de partícula-buraco (9) venha a ter sucesso. Tal descrição apresentou razoável sucesso no estudo da estrutura nuclear do ^{215}Fr (4), o qual corresponde ao acoplamento de um próton $h_{9/2}$ ao ^{214}Rn .

REFERÊNCIAS

1. A. Chevallier, J. Chevallier, S. Khazrouni, L. Kraus, I. Linck, D.C. Radford, and N. Schulz, J. Physique **43**, 1597 (1982a).
2. A. Chevallier, J. Chevallier, B. Haas, S. Khazrouni, and N. Schulz, Z. Phys. **A308**, 277 (1982b).
3. N. Schulz, A. Chevallier, J. Chevallier, S. Khazrouni, L. Kraus, and I. Linck, Phys. Rev. **C28**, 435 (1983).

4. N. Schulz, S. Khazrouni, A. Chevallier, J. Chevallier, L. Kraus, I. Linck, D.C. Radford, J. Dudek, and W. Nazarewicz, CRN/PN84-08.
5. Rapport D'Activite, CRN 82-01, 1982.
6. C.M. Lederer e V.S. Shirley (eds.), "Table of Isotopes", John Wiley and Sons Inc. (1978).
7. O. Helene, IFUSP/P-387.
8. J. Fernandes-Niello, H. Puchta, F. Riess e W. Trautmann, Nucl. Phys. A391, 221 (1982).
9. G. Andersson, S.E. Larson, G. Leander, P. Moller, S.G. Nilsson, I. Ragnarsson, S. Aberg, R. Bengtsson, J. Dudek, B. Nerlo-Pomorska, K. Pomorski e Z. Szymanski, Nucl. Phys. A268, 205 (1976).

"REAÇÕES NUCLEARES RELATIVÍSTICAS"

INTRODUÇÃO

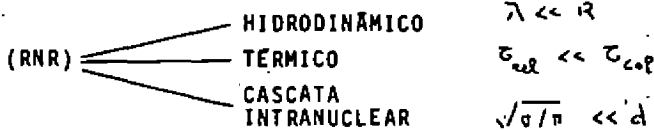
As reações nucleares relativísticas são consideradas como um campo promissor para o estudo de uma grande variedade de fenômenos que, espera-se, possam revelar novas propriedades da matéria nuclear quando submetida a condições de altas densidade e energia de excitação. Tal expectativa provém de predições teóricas sobre a existência de isômeros de densidade, condensação de píons e estado de plasma de quark-gluon da matéria nuclear (referências sobre esses tópicos podem ser encontradas em Ref 1, 2). Contudo, apesar do grande número de experiências realizadas nos últimos anos, especialmente no Bevalac de Berkeley e no Synchro-phasotron de Dubna, nenhuma evidência destes fenômenos novos foi observada.

No entanto, o esforço desenvolvido para explicar os espectros inclusivos das partículas emitidas nas reações de íons pesados relativísticos tem levado à elaboração de vários modelos teóricos e ao entendimento de muitas das características desses processos tais como: ondas de choque na matéria nuclear, formação de estados compostos finais de partículas, efeitos de campo médio em píons, formação de núcleos longe da estabilidade, fragmentação nuclear, etc.

No momento, existe ainda forte expectativa teórica quanto à possibilidade de provocar uma transição de fase da matéria nuclear a uma matéria em equilíbrio de quarks e gluons (Q-G), através de colisões de íons pesados em energias ultrarelativísticas ($E_{in} \gg 10 \text{ GeV/A}$). Para responder a essa expectativa existe um projeto de construção de um acelerador em Berkeley (TEVALAC) que deverá alcançar, para núcleos de massas intermediárias, a energia $\approx 30 \text{ GeV/A}$.

Os modelos teóricos desenvolvidos até o momento podem ser classificados em duas categorias:

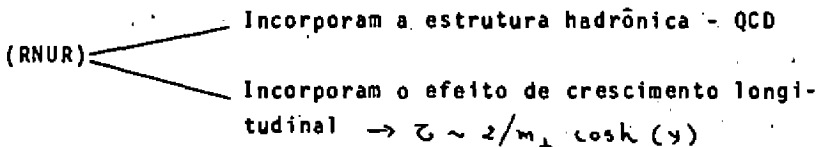
(A) Modelos desenvolvidos⁽²⁾ para explicar os dados experimentais existentes de reações nucleares relativísticas (RNR) com energias incidentes $E_{in} \lesssim 2 \text{ GeV/A}$:



onde λ é o livre percurso médio do nucleon na matéria nuclear, R é o raio nuclear, τ_{rel} é o tempo de relaxação, τ_{col} é o tempo do processo de colisão núcleo-núcleo, σ é a seção de choque total nucleon-nucleon e d é a distância média entre nucleons.

Embora bastante diferentes em suas hipóteses básicas, todos os modelos reproduzem razoavelmente bem os dados experimentais de espectros inclusivos. Isso no entanto não surpreende uma vez que tais espectros refletem uma predominância do aspecto geométrico das colisões e são resultado de uma média sobre muitas configurações de partícula durante o processo de colisão núcleo-núcleo.

(b) Modelos (2) desenvolvidos para reações nucleares ultrarelativísticas (RNUR) com energias incidentes, $E_{in} \gg 10 \text{ GeV/A}$ para prever possíveis sinais de uma transição de fase a um plasma Q-G:



onde "QCD" se refere à teoria da cromodinâmica quântica, $\gamma = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_{\parallel}}{E - p_{\parallel}}$ é a rapidez, m_{\perp} é a massa transversa e τ é a vida média para a produção de hadros em colisões hadron-hadron de baixo momento transferido.

Na categoria das RNR, abordaremos no capítulo I o modelo de Cascata Intranuclear no qual discutiremos a importância das correlações de algumas partículas no processo de colisão nuclear. Com relação às RNUR, procuraremos discutir, no capítulo II, alguns conceitos fundamentais importantes para o estudo de colisões de íons pesados em energias ultrarelativísticas.

I - CASCATA INTRANUCLEAR (CIN)

I.1 - Efeitos não binários

O método de Monte Carlo tem uma característica importante na simulação de processos microscópicos que é a de fornecer uma

maneira direta de calcular quantidades microscópicas sem a inclusão de quaisquer parâmetros fenomenológicos. Resta no entanto a discussão de quão válido é o modelo de cascata intranuclear na simulação de colisões de íons pesados relativísticos.

O ponto básico do CIN convencional é a hipótese de colisões binárias instantâneas e sequenciais entre os nucleons dos núcleos alvo e projétil. Os nucleons são considerados movendo-se em trajetórias retilíneas até o ponto de colisão o qual é definido segundo o critério:

$$d \leq \sqrt{\sigma_{tot}(s) / \pi}$$

onde σ_{tot} é a seção de choque total nucleon-nucleon (n-n), \sqrt{s} é a energia C.M. do sistema n-n e d é a distância de máxima aproximação entre os nucleons que colidem.

Contudo, tal tratamento apenas pode ser justificado no limite da aproximação de um gás diluído, onde correlações durante colisões n-n são desprezadas. Em RNR, mesmo quando a energia incidente é alta o suficiente para que o comprimento de onda de Broglie seja menor que a distância média entre os nucleons na matéria nuclear a densidade normal (ρ_0), não é razoável supor que essa condição se mantenha durante a colisão núcleo-núcleo. Certamente devido à compressão nuclear existente no processo de colisão, a densidade local (ρ) pode atingir valores bem mais altos ($\rho > \rho_0$) e o efeitos das correlações em espalhamentos n-n não pode ser ignorado. Essas correlações entre mais que dois nucleons (efeitos não binários) podem ser fundamentais para a explicação de possíveis fenômenos coletivos na dinâmica das colisões de íons pesados⁽¹⁾.

Recentemente, foi proposto um novo método⁽⁵⁾ de cascata intranuclear que permitisse incorporar efeitos de correlação não binária. As diferenças básicas com relação ao método convencional é que a evolução temporal do sistema de colisão núcleo-núcleo é seguida através intervalos de tempo Δt (Δt pode ser identificado com a escala de tempo para colisões n-n, $\tau_{nn} \sim 1-2 \text{ fm}$) permitindo assim estimar em cada etapa de tempo o grau de concentração dos nucleons e classificá-los em grupos de acordo com a condição para o nucleon (i)

$$\pi d_{ij}^2 \leq \sigma_{tot}(E_{ij})$$

onde σ_{tot} é a seção de choque total n_1-n_2 , E_{ij} é a energia

relativa e d_{ij} é a distância de maior aproximação entre o par (i, j). Finalmente a concentração de nucleons, com multiplicidade m, que interagem de maneira correlacionada (cluster) em cada grupo classificado, é definida selecionando o par (i,j) que tem o menor comprimento de onda de Broglie relativo e associando-lhe todos os demais nucleons do grupo cujas distâncias de (i) ou (j) sejam menores que λ_{\min} .

Na fig. 1 apresentamos os resultados para as frequências médias de colisões não-binárias para colisão frontal $^{20}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$.

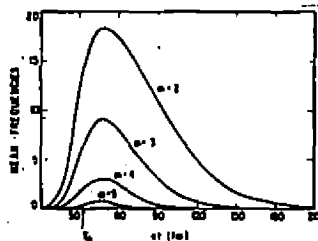


Fig. 1 - Frequência média de colisões de m-partículas em função do tempo ($E_{in}/A=393\text{MeV}$). O processo inteiro tem uma duração $\sim 5T_0$, onde T_0 é o tempo para o Ne passar por U sem interagir.

A fig. 2 mostra o espectro inclusivo de prótons para a reação $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ (escolhida por conveniência de tempo de cálculo).

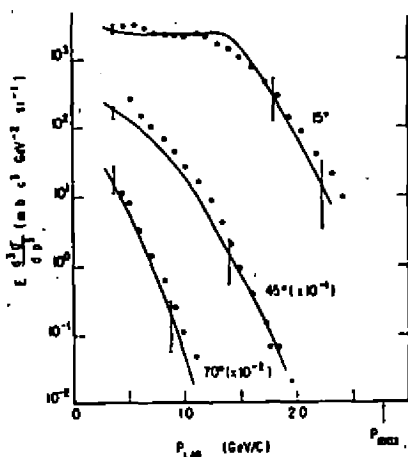


Fig. 2 - Espectro de prótons ($E_{in}/A=0.8\text{GeV}$). Os dados experimentais (.) são comparados com os valores calculados (-).

Na fig. 3 são apresentadas as distribuições angulares para prótons emitidos em colisões frontais de $^{20}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$. As distribuições calculadas (embora mais largas que as calculadas pelo método convencional) não apresentam o pico lateral (-45°) encontrado nos dados experimentais.

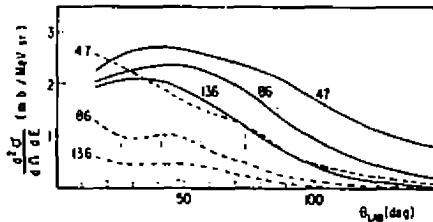


Fig. 3

Como pode ser percebido na fig. 1, a frequência de colisões não-binárias é bastante relevante. Por falta de informação sobre como tratar correlações com $m > 3$, foi adotado o simples Ansatz do espaço de fase para a geração dos momentos finais das partículas de um estado composto de m nucleons.

Acreditamos que o estudo de correlações quânticas em colisões nucleares relativísticas possa levar ao entendimento de possíveis fenômenos coletivos, talvez responsáveis pelo favorecimento de emissão de partícula em ângulos laterais⁽⁵⁾.

1.2 - Causalidade e Efeitos Relativísticos

Outro aspecto, das reações de íons pesados relativísticos, usualmente excluído nos cálculos de cascata intranuclear refere-se aos efeitos relativísticos oriundos de não-invariância da simultaneidade na descrição temporal da colisão de duas ou mais partículas. Esses efeitos, em princípio, responsáveis por resultados diferentes em sistemas de referência distintos. Isso pode entender-se, uma vez que a não-invariância da simultaneidade impossibilita associar um único tempo a dois nucleons que colidem e, em consequência, não são o ordenamento temporal como o próprio número de colisões podem diferir de um sistema de referência para outro. Além disso é possível que tais efeitos sejam enfatizados para algum modelo específico de colisão nucleon-nucleon que provoque algum tipo de correlação. De modo a esclarecer tais problemas foi realizado um trabalho⁽⁶⁾ para estudar os seguintes pontos:

- importância das correlações no aumento da não-invariância dos cálculos de cascata nuclear;

- modificação do método de cálculo do CIN de modo a minimizar a sua natureza não-invariante.

Discutiremos, resumidamente, as principais etapas desse trabalho:

a)- Definição de um critério de colisão (se dois nucleons colidem ou não) relativisticamente invariante.

Nos cálculos de cascata nuclear convencional os tempos de colisão nucleon-nucleon são calculados em termos da coordenada temporal de um sistema de observação comum a todos os demais nucleons e dessa maneira o ordenamento temporal das colisões é definido com relação a esse particular sistema de observação. Por outro lado, o tempo de colisão entre dois nucleons é aquele para o qual, no sistema de observação, os dois nucleons se encontram à sua mínima distância relativa. Esta distância, usada como critério para a ocorrência da colisão é, contudo, não invariante. Por isso foi escolhido um novo critério de colisão parâmetro de impacto $b_{nn}^2 \leq \sigma_{tot} / \pi$ onde b_{nn} é definido no sistema de referência nucleon-nucleon e calculado o correspondente tempo de colisão. Para o par de nucleons (i,j) temos:

$$t_c(i,j) = t - (\vec{v}_{ij} \cdot \vec{n}_{ij}) / |\vec{v}_{ij}|^2$$

$$b_{ij}^2 = |\vec{n}_{ij}|^2 + \left\{ s_{ij} (\vec{p}_i \cdot \vec{n}_{ij}) (\vec{p}_j \cdot \vec{n}_{ij}) - \frac{m^2 [(\vec{p}_i + \vec{p}_j) \cdot \vec{n}_{ij}]^2}{s_{ij} (s_{ij} - 4m^2)} \right\}$$

onde

$$\vec{n}_{ij} = \vec{n}_j - \vec{n}_i \quad \vec{v}_{ij} = \vec{p}_j / E_j - \vec{p}_i / E_i$$

$$E^2 = p^2 + m^2 \quad s_{ij} = (E_i + E_j)^2 - (\vec{p}_i + \vec{p}_j)^2$$

m é a massa de repouso do nucleon. Embora o critério de colisão se ja agora relativisticamente invariante o tempo de colisão não o é. Entretanto, como pode ser visto na fig. 4 o número médio de colisões por nucleon, calculados nos sistemas CM e LAB, são quase invariantes para o caso do critério de colisão em termos de b_{nn} . Isso é porque, devido à aleatoriedade da escolha dos momentos finais das partículas, não aparecem correlações sistemáticas na cascata nuclear e por conseguinte quaisquer diferenças desaparecem na média

de muitas colisões núcleo-núcleo.

b)- Critério determinístico

O objetivo aqui é verificar, através de um critério de colisão n-n determinístico, como correlações sistemáticas podem aumentar a não-invariância da cascata intranuclear. Ao invés de escolher aleatoriamente os momentos finais dos núcleons foi introduzido o ângulo de espalhamento em função do parâmetro de impacto b_{nn} :

$$\int_0^{|t|} \frac{1}{\sigma_{tot}} \frac{d\sigma}{d|t|} = 2 \int_0^{b_{max}} b db / b_{max}^2$$

onde

$$\pi b_{max}^2 = \sigma_{tot} \quad |t| = 2 p^2 (1 - \cos \theta)$$

$d\sigma/dt$ foi tirada dos dados experimentais p-p

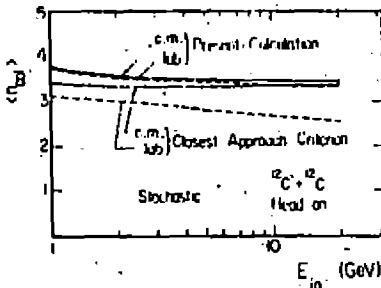


Fig. 4

Além disso foi imposto caráter atrativo da colisão por escolha do ângulo azimutal ϕ .

Como pode observar-se na fig. 5, em energias $> 2\text{GeV}/A$, o $\langle n_{col} \rangle_{LAB}$ diverge rapidamente.

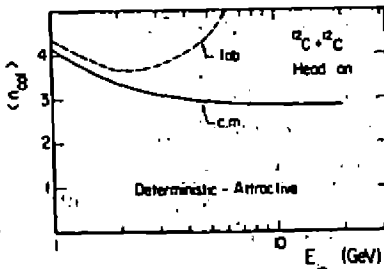


Fig. 5

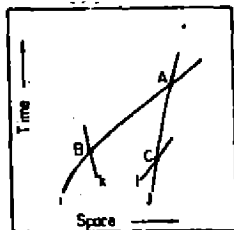
Esse comportamento pode ser proveniente da não conservação do momento angular na colisão nucleon-nucleon, a qual induziria a colisões

cíclicas entre alguns mesmos nucleons.

c)- Minimização da não-invariância em INC

Embora o teorema de não-invariância de Sudarshan (7) estabeleça que "as condições de covariância para um sistema Hamiltoniano de muitas partículas são tão restritivas que não é permitida interação entre as partículas", mostraremos como é possível minimizar os efeitos da não invariância da simultaneidade, através da preservação da causalidade em CIN.

Para isso, foi necessário definir um critério invariante na definição de um evento de colisão n-n. Ao invés de um único tempo de colisão para n-n, foi atribuído um tempo de colisão para cada nucleon, calculados separadamente no sistema de repouso de cada nucleon (tempos próprios). Dessa maneira, o método de cascata intranuclear se constitui num processo multitemporal (uma coordenada temporal para cada partícula) e permite uma descrição progressiva das colisões n-n sem que a causalidade seja violada, no tempo próprio de cada nucleon (para uma descrição mais detalhada, ver ref. 6), fig. 6.



$$t_B < t_A$$

$$t_C < t_A$$

$$t_B \approx t_C$$

Fig. 6

Entretanto é impossível uma ordenação temporal invariante, das colisões, uma vez que os eventos de colisão estão associados a partículas diferentes. Mostraremos, contudo, na fig. 7 como os resultados para $\langle n_{col} \rangle$ asseguram a invariância entre sistemas de referência diferentes (CM, LAB) tanto para o caso convencional (estocástico) como para o caso determinístico atrativo.

Embora o ordenamento seja diferente em sistemas de referência diferentes, o fato de $\langle n_{col} \rangle$ ser invariante significa que na média os cálculos correspondem a situações físicas idênticas.

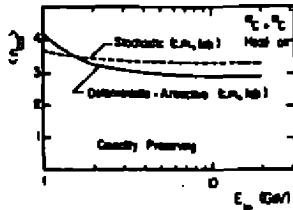


Fig. 7

II - REAÇÕES NUCLEARES ULTRARELATIVÍSTICAS

Foi mencionada anteriormente a importância do estudo das reações nucleares relativísticas. Em particular, existe a esperança de que a reprodução no laboratório de uma transição de fase a um plasma de quark-gluon, possa esclarecer o processo de formação das galáxias, à luz da teoria do "Big-Bang". Isso porque, segundo tal teoria no tempo de vida do universo, $t_U \sim 10^{-10}$ seg, a temperatura $T_U \sim 100 \text{ GeV}$ e a densidade do universo $\rho_U \sim 10^{27} \text{ g/cm}^3 \gg$ densidade nuclear $\rho_N \sim 2,8 \cdot 10^{14} \text{ g/cm}^3$. Desse modo, o universo apresentaria condições análogas àquelas previstas para a formação do plasma Q-G, por cálculos teóricos em QCD - fig. 8, 9.

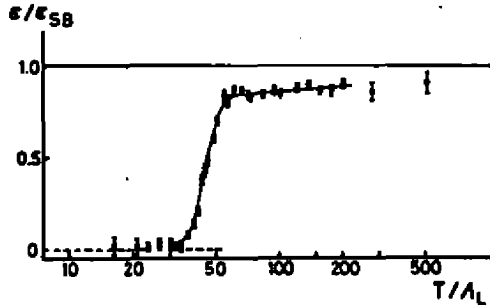


Fig. 8

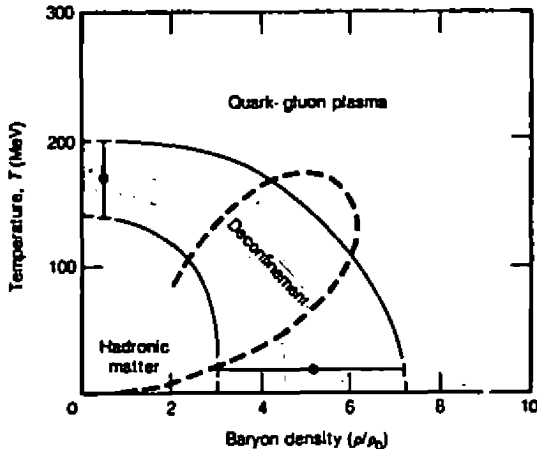


Fig. 9

A trajetória pontilhada na fig. 9 faz prever as seguintes etapas para as RNUR:

- a - A matéria nuclear é aquecida na colisão
- b - O equilíbrio térmico é alcançado no plasma
- c - O sistema esfria por expansão e radiação
- d - Atingidos T e ρ críticos, o plasma hadroniza
- e - Espera-se que os estados finais das partículas resultantes possam dar informação indireta das condições da formação do plasma.

No momento, estamos interessados em estudar duas primeiras etapas desse processo. Embora "QCD" seja a teoria fundamental para o estudo das interações fortes, o mecanismo de confinamento ainda é bastante obscuro no momento e seu tratamento é feito através de modelos fenomenológicos, largamente usados em física de partículas para explicar espectros inclusivos de hadron, em colisões $e\bar{e}$ e hadron-hadron. Assim, a necessidade de estudar esses processos de modo a estender os conceitos neles envolvidos a colisões complexas hadron-núcleo e núcleo-núcleo.

Um outro aspecto importante a ser levado em conta em colisões nucleares é o fenômeno de "crescimento longitudinal". O crescimento longitudinal é um fenômeno que pode ser explicado através do princípio de incerteza, combinado ao efeito de dilatação temporal, e é responsável por um efeito de transparência nuclear. Em energias ultrarelativísticas ($E \approx 10$ GeV), experiências com próton-núcleo indicam que os núcleos são transparentes - fig. 10.

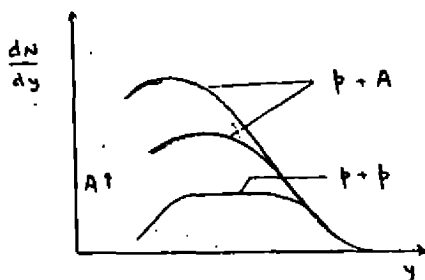


Fig. 10

Como se pode verificar, o espectro de partículas na região de altos momentos em, colisões próton-núcleo, é praticamente o mesmo que aquele para colisão próton-próton. Isso sugere que em colisões p-N, o hadron projetil e seus fragmentos rápidos são distribuídos como se o próton tivesse colidido apenas uma vez com outro próton do núcleo alvo. Isso pode entender-se da seguinte maneira :

no sistema próprio do próton projétil o tempo característico para emissão desses fragmentos rápidos é da ordem $\tau_0 \sim 1 \text{ fm}$; no sistema em repouso do alvo no entanto, $\tau \sim z/m_1 \cosh(\gamma)$, onde γ é o fator de Lorentz $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$, $m_1 = (p^2 + m^2)^{1/2}$ e $\beta = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_{||}}{E - p_{||}}$ é a rapidez.

Desse modo, no sistema laboratório, os fragmentos rápidos, associados com o espalhamento inelástico, não se materializam senão após o próton ter atravessado o núcleo.

Com respeito ao mecanismo da produção de hadron, bastante sucesso na descrição dos espectros inclusivos de partículas em colisões $e\bar{e}$ e hadron-hadron têm-se conseguido, através da descrição fenomenológica do mecanismo de confinamento por quebra do tubo de fluxo de cor, criado entre objetos com carga colorida ("string")⁽⁹⁾.

A fig. 11 ilustra o processo de formação das "strings" sempre que ocorre colisão inelástica entre quarks do projétil e do alvo.

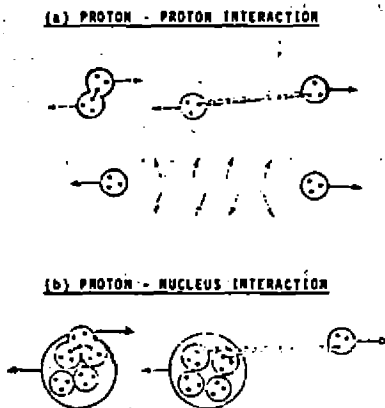


Fig. 11

Os fragmentos lentos são produzidos primeiro e dão sequência a uma cascata intranuclear no alvo. Os fragmentos rápidos são produzidos pela quebra do fluxo de cor na região central de rapidez (fragmentação da "string") e na região de rapidez do projétil (fragmentação do projétil).

Estamos estudando o mecanismo da produção de hadrons e calculando as distribuições de rapidez para os casos $e\bar{e}$ e h-h.

Pretendemos, no futuro, introduzir os mecanismos de intera

ção fundamental em colisões núcleo-núcleo e verificar se as condições para uma transição de fase da matéria nuclear podem ser atingidas.

Referências:

- (1) - The Tevalac: A National Facility for Relativistic Heavy-Ion Research to 10 GeV per Nucleon with Uranium, Lawrence Berkeley Laboratory, PUB-5081, 1982.
- (2) - S. Nagamiya and M. Gynlassy, Advances in Nuclear Physics, vol. 13 - cap. 3 (1984)
- (3) -
- (4) - H. Stöcker et al., Phys. Rev. Lett. 47, 1807 (1981)
- (5) - T. Kodama, S. B. Duarte, and K. C. Chung (CBPF) and R. A. M. S. Nazareth (IF-UFRJ), Phys. Rev. Lett. 49, 536 (1982)
- (6) - T. Kodama, S. Duarte, K. C. Chung (CBPF) and R. Donangelo and R. A. M. S. Nazareth (IF-UFRJ), Phys. Rev. C 29, 2146 (1984)
- (7) - E. C. G. Sudarshan, N. Mukunda, "Classical Dynamics: A Modern Perspective", John Wiley, 1974, p. 535
- (8) - A. Biaas, "Quark Model and High-Energy Nuclear Experiments" FERMILAB - Conf - 79/35, May 1979
- (9) - B. Anderson et al., Phys. Reports 97 (1983)

STATUS Y PROYECTOS EXPERIMENTALES DEL TANDAR
Dr. Dino Otero (CNEA - Argentina)

Nuevamente este año, los argentinos contamos el avance de nuestro proyecto TANDAR. Como en toda obra de gran magnitud un cierto atraso es el estado normal para que el proyecto ande bien. En ese sentido el proyecto anda muy bien. Como algunos recordarán, el proyecto consistió en instalar en Buenos Aires (ver Fig.1) un acelerador Tandem Vander Graff de 20MV de terminal. Para eso fue necesario construir los laboratorios y oficinas auxiliares y una torre de 73 metros de altura y unos 14 metros de diámetro. En la actualidad se logró nuclear 28 físicos experimentales, 2/3 de los cuales son muchachos jóvenes formados en excelentes laboratorios de Estados Unidos y Europa. Estudiando diversos aspectos de la estructura nuclear existen unos 14 físicos nucleares. Como apoyo, un cuerpo de 15 Ingenieros, 32 técnicos y 13 personas de mantenimiento se reparten las tareas de construcción, desarrollo y ajuste de la infraestructura.

El proyecto se encuentra ahora en la etapa final. Una de las pruebas importantes ya superada, es el logro de un buen vacío en la columna de aceleración (responsable principal N.Fazzini). En la figura 2 se muestra un esquema de las estaciones de bombeo y los vacíos logrados. Estas pruebas consistieron de dos etapas:

- 1) Prueba de vacío con 1 atmósfera de aire en el tanque contenedor.
- 2) Prueba de vacío en la columna con presión de trabajo (6 atmósferas de SF_6) en el tanque.

En la segunda etapa, el uso de dos espectrómetros de masas (ver Fig.2) fueron los detectores decisivos para hallar las diversas pérdidas que naturalmente surgieron al evacuar la columna con sobrepresión en el tanque.

Otro avance importante es la terminación del sistema de control (responsable principal S.Tau). En la figura 3 se muestran los detalles de la óptica y el sistema de control de los instrumentos del acelerador. Este control tiene tres sistemas:

- 1) Cable común: las señales de entrada y salida (e/s) son transmitidas por coaxiales comunes, a y desde las zonas con nivel de tensión cero.
- 2) Hasta la zona de pre-aceleración existe un cable coaxial acoplado a fibras ópticas cortas una por señal de e/s y por cada instrumento.
- 3) Hasta el terminal se enviaron 2 fibras que terminan en un convertidor infrarrojo. Las señales son transmitidas en serie en dirección entrada y en dirección salida. Otro convertidor instalado en el terminal procesa las señales y las transmite a un manojo de fibras (una por instrumento y por señal e/s). Sistemas de fibras ópticas en paralelo atienden los instrumentos de las zonas muertas (cuadrupolos, bombas de vacío, segundo stripper, etc.). Estas señales pasan por el terminal, son aceptadas por el convertidor infra

Figura 1

PROYECTO TAMBO

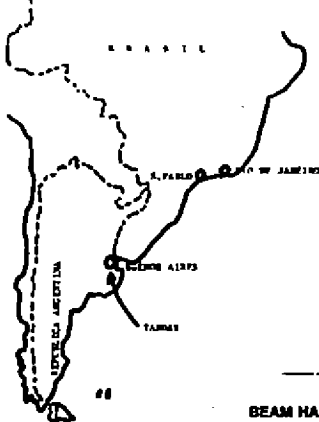
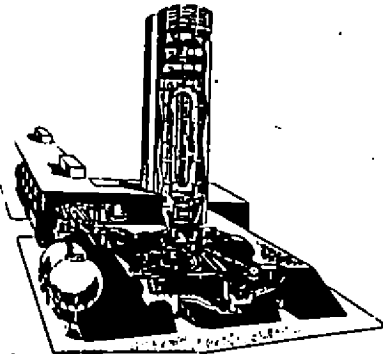
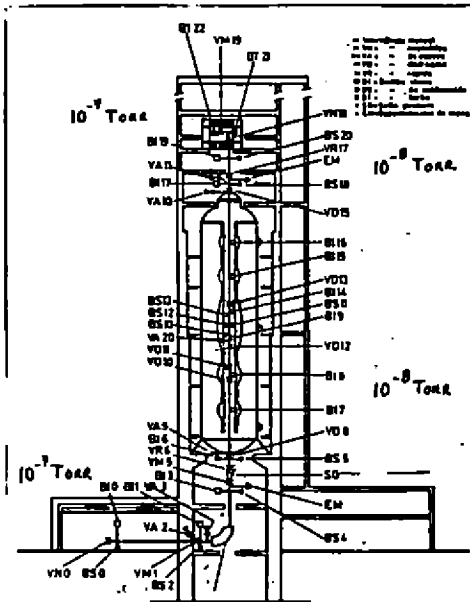
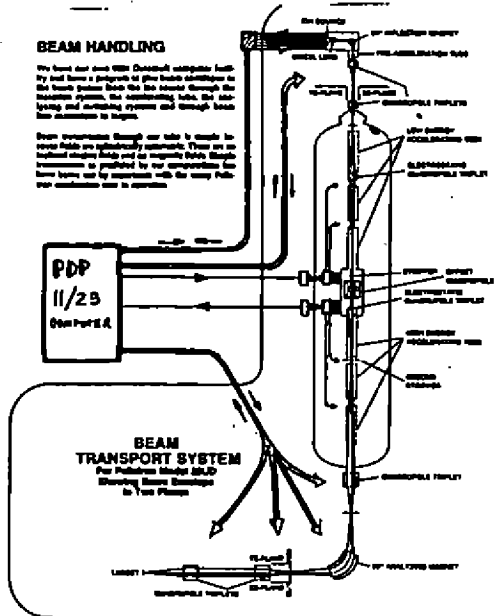


Figura 4



ESQUEMA DEL SISTEMA DE VACIO DEL ACCELERADOR

Figura 3



OPTICA Y SISTEMA DE CONTROL

rojo y retransmitidas por las dos fibras ópticas externas.

Toda esta información es recibida o enviada por una computadora PDP 11/23 que atiende el control de la máquina. Mediante un sistema de paginado es posible visualizar el instrumento o zona de interés. En forma simple, puede cambiarse la composición del paginado. Exceptuando la zona de las experiencias, donde falta una prueba final, el resto del sistema está operando satisfactoriamente.

Veamos ahora un corte del acelerador (ver figura 4) donde se muestra la máquina y laboratorios anexos. En ellos se realizan diversos trabajos de desarrollo. Debemos destacar los alcanzados por el laboratorio de electrónica (Jefe D. Camín). El uso extensivo de sistema CAMAC se realizó en el control del TANDAR, el control de la línea experimental NAVE, el sistema de adquisición de datos y el futuro control del espectrómetro magnético. También se implementó el desarrollo local de instrumentación CAMAC en controladores de chasis, display alfanumérico, multipropósito, asignable y adquisición de datos, así como en control por microprocesadores en cámara de dispersión y mesa de correlaciones angulares.

El sistema de adquisición de datos (responsable E. Achterberg) se encuentra en plena etapa de desarrollo. Para ello se cuenta con equipo para análisis fuera de línea:

- 1 VAX 11/780 (computadora con 2.5 Mb)
- 2 discos 63 Mb (RM03)
- 2 discos 170 Mb (PP06)
- 1 printronix 600 líneas por minuto (trabaja como impresora y plotter)
- 1 display gráfico (televisor)
- 2 cintas TE16
- 5 VT100 (terminales)
- 1 calcomp (plotter)

Para la adquisición y análisis en línea se posee:

- 2 PDP 11/34 (computadoras 256 Kb)
- 3 Hewlett-Packard 2116B (computadora 56 Kb)
- 2 discos (10 Mb)
- 1 VT101 display gráfico (interactivo-light pen)
- 2 cintas
- 1 versatex (plotter)
- 5 VT100 (terminales)
- 6 ADC
- 2 multicanales biparamétricos

Un elemento crucial en aceleradores de este tipo lo constituye la fuente de iones negativos. En el proyecto TANDAR existen tres tipos: duoplasmatrón, sputtering y alphasross. Las corrientes del haz analizado se muestran en las ta

Figura 4

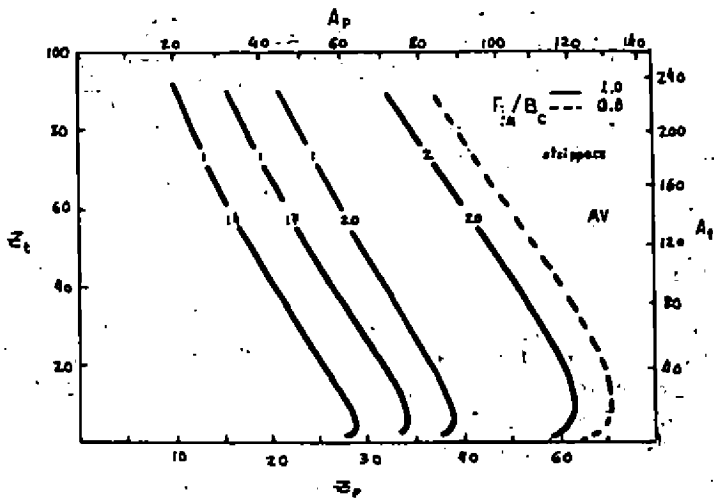
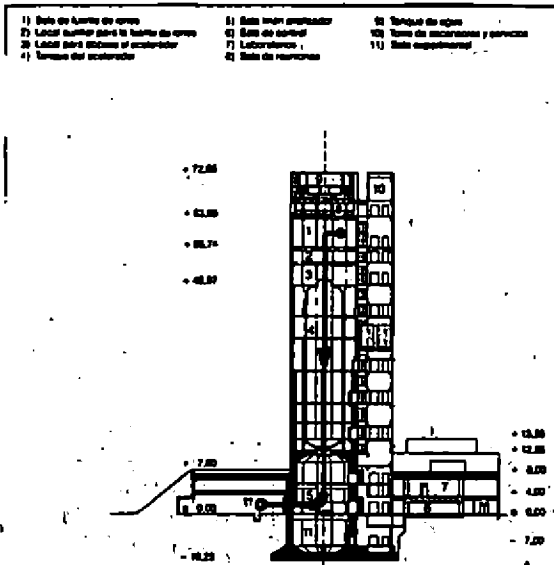
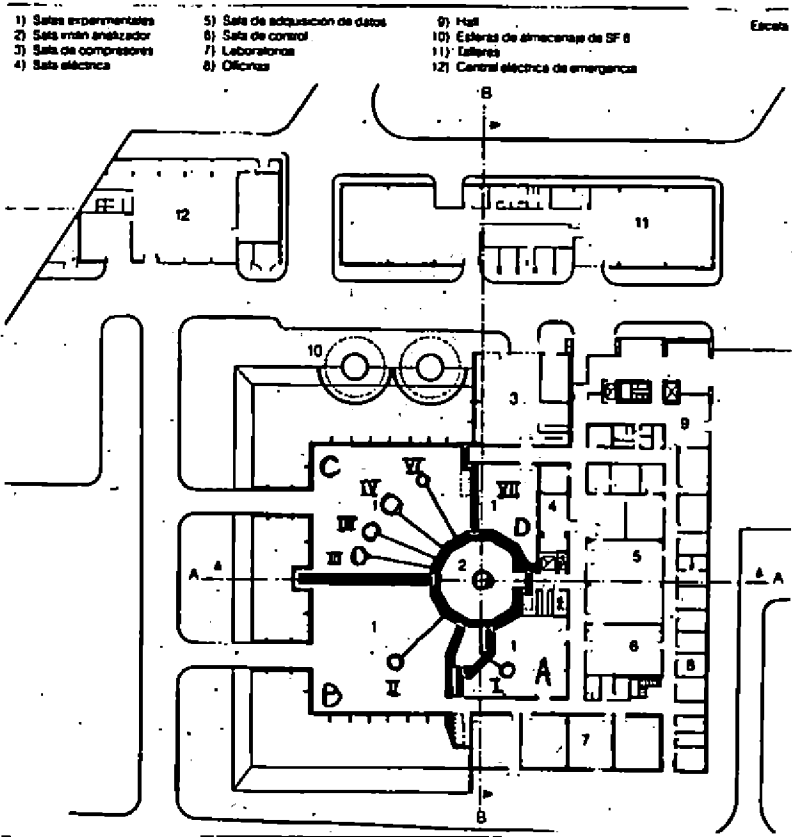


Fig 5

Figura 6



- I) NAVE (Espectroscopía nuclear en línea - separación en masas)
Fisión de uranio- Estudio de los productos: β , β' , e, γ - γ' , corr, τ
- II) CAMARA DE DISPERSION MULTIPROPOSITO (Reacciones Nucleares)
Estudio de transferencia, elástico, inelástico, orbiting.
- III) CAMARA DE IONES PESADOS (Reacciones nucleares, fusión-fisión)
Reacciones profundamente inelásticas, cuasifisión.
- IV) CAMARA DE ELECTRONES: Reacciones, electrones conversión
- V) ESTACION GAMMA: (HI, xn), alto momento angular, γ , γ' - γ' , corr, τ
- VI) BIOLOGIA NUCLEAR: Irradiación en vivo
- VII) MEDICIONES FUERA DE LINEA: Fisión ^{252}Cf , positrones, sólidos.

blas I y II. Dos de esas fuentes ya se han probado y las medidas de corrientes analizadas (salida de la preaceleración) son aceptables. Actualmente se trabaja tratando de incrementar estas corrientes (responsable A.Tersigni).

En la figura 5 resumimos las características de aceleración del TANDAR, en función de los núcleos blanco-proyectil, las posibles tensiones de terminal y la posibilidad de uno o dos strippers. El parámetro es la relación entre la energía centro de masa de la reacción, E_{cm} y la barrera coulombiana B_c .

Un corte en planta visualiza la distribución de las líneas experimentales (ver Fig.6). En el centro está el recinto con el imán analizador, el cual rotando alrededor de su eje permite, seleccionar la línea de trabajo. Cambiar el haz de una línea a otra puede llevar unas 2 horas.

Las facilidades experimentales están, en general, en la etapa final de su implementación. Comenzando por la sala A encontramos el sistema NAVE (Núcleos Alejados del Valle de Estabilidad). El equipo básico se utilizó durante 12 años con un Cockcroft-Walton como fuente generadora de neutrones. Básicamente se trata de fisionar ^{235}U o ^{238}U con neutrones o partículas livianas, estudiando espectroscópicamente los fragmentos de fisión. Para identificar los isótopos se utiliza un separador electromagnético de masas y un colector móvil. La línea está prácticamente operable (responsables J.J.Rossi y H.Huck).

En la sala B está instalada la cámara de dispersión multipropósito marca General Ionex de 70cm de diám. y unos 30cm de alt. En su interior posee dos platos con comando manual externo. Pueden montarse 8 blancos simultáneamente. El cambio de blancos puede realizarse sin abrir la cámara. Las primeras pruebas del haz del TANDAR se realizarán en esta línea (responsables A.Ceballos y J.Testoni).

En esta misma sala se instalará un espectrómetro magnético. La construcción está encargada a la empresa nacional INVAP S.E. con asesoramiento de físicos del proyecto TANDAR. El plazo de construcción es de 2 años y actualmente se está comprando el hierro para el imán, participan del proyecto 8 ingenieros y aproximadamente 6 técnicos (responsable J.J.Rossi).

Una cámara de iones pesados de 65 cm de diám. y 30 cm de altura está próxima a instalarse en la sala C. Construida totalmente en acero inoxidable, consta de 3 platos con movimiento programable con control remoto por tiempo o carga. El microprocesador permite almacenar hasta 10 programas de acumulación. El comando se realiza por teclado con pantalla o manualmente, a elección. Está prevista la instalación de un arco fuera del plano para medir partículas evaporadas. Esta cámara construida en el país permite la incorporación de 2 brazos de 120 cm de largo ($15^\circ \times 10^\circ$) con una separación variable entre 35° y 180° (ver Fig.7). Además la cámara pueda rotar respecto del haz 85° mediante un fleje deslizante sin que se estropee el vacío en su interior. Para ello se diseñó un tensado especial del fleje y un doble o'ring con prevacío. Las pruebas pre-

CONSTANTES DE LAS ANILIZADAS

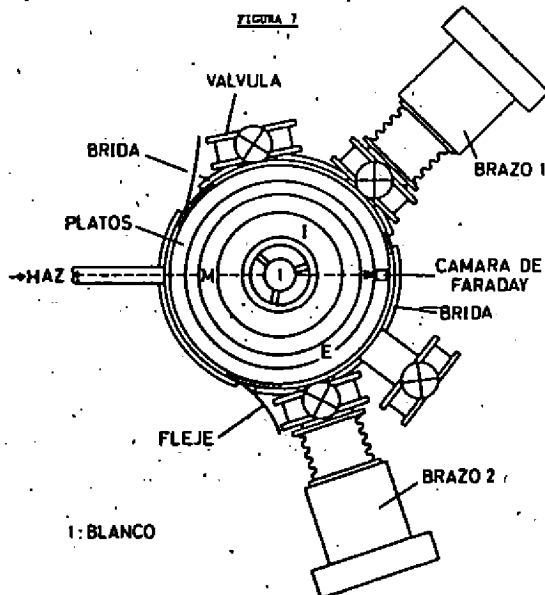
ELEMENTOS DEFINIDOS	DISCOS METAL		SPUTTERING		ALFABETOS S.P.
	1 ($\rho = A$) SUT	2 ($\rho = A$) SUT	1 ($\rho = A$) SUT	2 ($\rho = A$) SUT	
B	20	9		3.2	
Q	40	7	20		
P	24	7			
I	1.2				
12C	14				
12Cl	A				
12W	13				
61W	14				
B			10		
LI			1		
B			1		
C			20	3.0	
61			10		
61			3		
61			1	1.3	
61			7		
					10

TABLA I

SACES DE BOTES ESTERILIZADOS

Fuente de Iones		
Desplazamiento	Notación	Alfabetos
B	B	A10
Q	Q	Ca8
P	P	Fe0
I	I	Fe0
Cl	Cl	La0
W	W	Ca
	LI	Fe
	S	Na0 ₂
	E	Ca0
	C	La0
	Cl	W ₂
	W	La0 ₂
	Ca	
	As	Ca0 ₂
	W	A10 ₂
	W ₂	

TABLA II



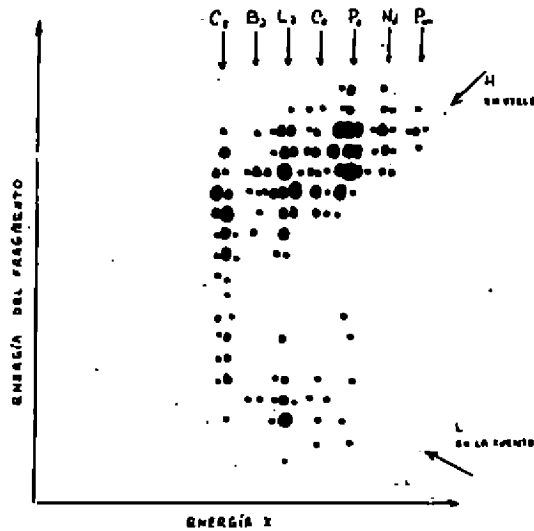


Fig 8

líminares en un prototipo plano fueron satisfactorias (responsables D. Otero, D. Napoli, A. Proto).

En esta misma sala existe, ya instalada, una cámara apta para medir electrones en línea. Es posible montar en ella un miniranaja que disminuye el alto fondo asociado a la medida de electrones en línea. El miniranaja fue probado exitosamente en el Síncrociclotrón de Buenos Aires (responsable A. Kreiner).

En la línea siguiente se está montando una mesa de correlaciones angulares, programable por control remoto. Consta de una pequeña cámara y dos soportes móviles de detectores de Ge(Li) con movimientos comandados por un microprocesador (responsable G. García Bermúdez).

Finalmente la sala D está reservada para experiencias fuera de línea. Actualmente se desarrolla un método de identificación de productos de fisión por coincidencias entre uno de los productos y la radiación X generada por alguno de los dos fragmentos de fisión. En la figura 8 pueden verse resultados preliminares de coincidencias biparamétricas, con las cuales es posible identificar unívocamente el origen de la radiación X (Tesis de Licenciatura de J. Aliaga).

A principios de 1983 se constituyó un comité de recepción de propuestas experimentales integrado por los Dres. A. Kreiner, J. Testoni y D. Otero. Daremos un resumen de las propuestas recibidas hasta el presente y sus responsables:

1) Espectroscopía en línea.

Se utilizan detectores de Ge, Ge(Li), Si(Li), Ina(Tl), contalleadores, etc. Se estudia radiación gama, electrones de conversión, radiación beta, neutrones, protones, alfa en problemas de espectroscopía nuclear para comprobar modelos de estructura.

- "Estudio de la zona cercana al 0-0 ^{100}Sn "
G.García Bermúdez, $47 \leq Z \leq 50$, $50 \leq N \leq 54$.
- "Estados isoméricos de alto spin y factores gromagnéticos en zonas transicionales"
A.Filevich, se estudiarán mezclas de configuración con correlaciones angulares perturbadas.
- "Espectroscopía en núcleos alejados del valle de estabilidad: Decaimiento de masa 135 (Sb, Sn, ...)"
"Búsqueda de Ag, Cd, In, ..."
J.J.Rossi, esquemas de decaimiento.
- "Estados de alto momento angular en ^{76}Rb "
G.García Bermúdez: determinación de $J\pi$
- "Núcleos con Z impar y $A \geq 208$ "
J.Fernández Niello: reacciones $^{205}\text{Te}(^{18}\text{O}, xn)\text{Ac}$ y $^{208}\text{Pb}(^{11}\text{B}, xn)\text{Fe}$ estudio de estructura de estados con $\pi = -1$ en baja energía.
- "Desacoplamiento en 0-0 deformados: ^{166}Lu "
A.Kreiner: estructura nuclear.

2) Reacciones de transferencia.

- "Efecto Josephson nuclear"
H.Huck: estudio de la transferencia colectiva de deuterones y 10 partículas alfa en reacciones del tipo: $^{58}\text{Ni}(^{96}\text{Zr}, ^{100}\text{Mo}, ^{104}\text{Ru}, x, y, z)^{92}\text{Sr}$.
- "Estados resonantes en $^{14}\text{N}(^6\text{Li}, t)^{17}\text{Fe}$ y $^{14}\text{N}(^6\text{Li}, ^3\text{He})^{17}\text{O}$ "
C.Berisso: estudio del "branching" $\Gamma_t / \Gamma_{\text{part}}$

3) Fusión y orbiting.

- "Dispersión anómala a ángulos grandes"
J.J.Rossi: reacciones $^{12}\text{C} + ^{10}\text{B}$ y $^{12}\text{C} + ^{11}\text{B}$, estudio de la selectividad, tratando de comprobar un modelo teórico desarrollado en el Departamento.
- "Secciones eficaces de fusión"
D.Di Gregorio: efecto de canal de entrada y/o núcleo compuesto al formar un mismo núcleo compuesto con diferentes elementos. Se comenzará formando ^{29}S a partir de $^{13}\text{C} + ^{16}\text{O}$, $^{19}\text{F} + ^{10}\text{B}$, $^{17}\text{O} + ^{12}\text{C}$, $^6\text{Li} + ^{23}\text{Na}$, $^{14}\text{Na} + ^{15}\text{N}$.
- "Ventana de impulsos angulares en fusión"
A.Pacheco: se medirán partículas evaporadas en reacciones de $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$.

4) Fusión-fusión, DIR, fisión.

- "Producción y espectroscopía de transuránicos"
M.A.J.Mariscotti.
- "Fusión-fisión vs DIR en función de $Z_1 Z_2$ "
D.Otero: se estudiará la competencia entre fusión y reacciones profundamente inelásticas variando el producto $Z_1 Z_2$ para un mismo núcleo compuesto. Se programaron dos series de experiencias que cubren: $684 \leq Z_1 Z_2 \leq 1750$ $144 \leq Z_1 Z_2 \leq 1122$.

- "Anisotropía de los fragmentos de fisión"

D.Otero: se estudiará la anisotropía en función de la asimetría de masas, midiendo los rendimientos a 90° y 175° , con el propósito de determinar la temperatura y/o el momento de inercia en el punto de escisión.

5) Calibración.

- "Absoluta del TANDAR"

A.Ceballos: calibración por cinemática de las reacciones $^{12}\text{C}(^{16}\text{C}, \alpha)^{24}\text{Mg}$ y $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$.

6) Biología.

- "Efectos en piel, por iones pesados"

O.Bernaola: se estudiará el efecto de irradiación con iones pesados sobre la piel de organismos vivos.

COLÓQUIOS

INSTABILIDADES E OSCILAÇÕES EM TOKAMAKS

I.L. Caldas

Instituto de Física, Universidade de São Paulo
Caixa Postal 20.516, CEP 01498, São Paulo, SP, Brasil

RESUMO

Neste artigo é apresentado um resumo da importância do estudo das instabilidades e oscilações magnéticas em tokamaks, suas principais características experimentais e algumas interpretações teóricas.

I. INTRODUÇÃO

A Física de Plasmas foi inicialmente desenvolvida por sua importância na Astrofísica e para investigar os problemas cósmicos. Nas últimas décadas, entretanto, esse desenvolvimento tem sido também motivado por inúmeras aplicações tecnológicas, em utilização ou em desenvolvimento, sendo a principal delas a produção de energia através da fusão termonuclear controlada¹.

No Brasil existem grupos de pesquisa em Física de Plasmas nos Institutos de Física da Universidade Estadual de Campinas, da Universidade de São Paulo, da Universidade Federal do Rio Grande do Sul e da Universidade Federal Fluminense, bem como no Instituto de Pesquisas Espaciais (INPE/CNPq), no Instituto de Estudos Avançados e no Instituto Tecnológico da Aeronáutica (estes dois últimos pertencentes ao Centro Tecnológico da Aeronáutica).

Para que a energia produzida pelo processo de fusão seja maior do que a energia gasta para ativá-lo e mantê-lo, é necessário que o plasma permaneça confinado a altas temperaturas (~ 10 keV) durante um intervalo de tempo mínimo (cerca de 1s pa-

ra densidades de 1×10^{14} partículas/cm³). Nas estrelas o confinamento do plasma é devido a própria atração gravitacional das partículas. Nas experiências de fusão, porém, a atração gravitacional é insignificante diante das forças eletromagnéticas envolvidas e o confinamento é obtido, em geral, pela utilização de campos magnéticos.

Um problema importante na Física de Plasmas tem sido a determinação de estados de equilíbrio, nos quais a tendência à expansão, devida à pressão do plasma, é compensada pelos efeitos do campo gravitacional ou magnético^{2,3,4}. Outro problema básico tem sido a investigação sobre a estabilidade do plasma confinado, diante de pequenas perturbações em torno desses estados de equilíbrio^{3,4,5}. Este último problema é o que será abordado neste artigo. Convém lembrar, também, a importância de outros problemas, como a propagação de ondas e o transporte de energia em plasmas.

Os plasmas confinados em laboratórios podem ser destruídos pelo crescimento de instabilidades macroscópicas extremamente rápidas, que causam também o deterioramento do confinamento obtido, com emissão de energia. Esse fenômeno limita a pressão e a corrente elétrica máximas, que podem ser atingidas durante o confinamento. Instabilidades desse tipo aparecem também na Astrofísica⁶, envolvendo, porém, outra escala de tempo.

As instabilidades macroscópicas podem ser descritas pelos modelos de fluidos, sem que seja necessário considerar o aspecto microscópico do plasma^{3,4,8}. Contudo, nem todas as instabilidades previstas ou observadas são igualmente perigosas. Algumas instabilidades não causam preocupações, devido ao seu crescimento lento⁷, outras provocam apenas pequenas alterações nas condições de equilíbrio.

O tokamak é a máquina que tem apresentado os resultados mais promissores, do ponto de vista da utilização da fu-

são termonuclear controlada. Esta tem sido a causa principal do intenso esforço de pesquisa envolvendo essa máquina. Além disso, a beleza e a complexidade dos efeitos físicos descobertos, muitos dos quais ainda não compreendidos, têm despertado o interesse de pesquisadores de várias áreas.

As pesquisas em tokamaks grandes procuram determinar, principalmente, a viabilidade, a longo prazo, da fusão termonuclear controlada para a produção comercial de energia. Nos tokamaks menores são investigados problemas que ocorrem também nos grandes tokamaks⁹. Nos últimos anos têm sido obtidos resultados científicos importantes em tokamaks pequenos como o Tosca¹⁰ e o Pulsator¹¹.

Neste artigo serão relatadas as principais características das instabilidades macroscópicas mais perigosas para os plasmas confinados em tokamaks e as suas interpretações teóricas. Serão apresentados, como ilustração, alguns dados obtidos no tokamak TBR-1, construído no Laboratório de Física do Plasma do Instituto de Física da USP²⁷.

II. TOKAMAKS

a) CARACTERÍSTICAS GERAIS

O tokamak, utilizado no confinamento magnético de plasmas, foi desenvolvido na URSS nas décadas de 1950 e 1960. Os resultados apresentados pelos soviéticos levaram ao seu desenvolvimento posterior em outros países.

O tokamak é uma máquina toroidal, com simetria em torno da direção vertical, constituído basicamente de uma câmara de vácuo, onde o plasma é confinado por intermédio de um campo magnético helicoidal² e separado da parede do toróide por uma camada de vácuo. O campo magnético possui uma componente toroidal B_ϕ e uma componente poloidal B_θ . Os íons e os elé-

trons, que apresentam movimento térmico, percorrem ainda as linhas de força do campo magnético, girando em torno delas.

A Fig. 1 apresenta um esquema do campo magnético num tokamak. A componente B_ϕ , produzida por correntes elétricas que circulam em bobinas externas enroladas em torno do toróide, é a componente mais intensa do campo magnético. Ela evita que o equilíbrio atingido pelo plasma seja destruído por alterações rápidas na posição da coluna de plasma⁸. A componente B_θ , produzida pela corrente de plasma I_p que circula na direção toroidal, é a responsável principal pelo equilíbrio. Essa corrente é produzida por intermédio de um transformador, onde o secundário é o próprio plasma; por esse motivo os tokamaks não operam em regime contínuo. O equilíbrio da coluna de plasma é obtido pelo balanceamento entre a força cinética de expansão do mesmo e as forças de interação dos campos magnéticos com a corrente que circula no plasma. O aquecimento do plasma é ôhmico, produzido pela própria corrente que nele circula.

A combinação dos campos magnéticos externos com o criado pela corrente de plasma resulta em linhas de campo helicoidais, caracterizadas pelo "fator de segurança" q , definido, no caso de secções poloidais circulares, como

$$q = \frac{r B_\phi}{R B_\theta} \quad (1)$$

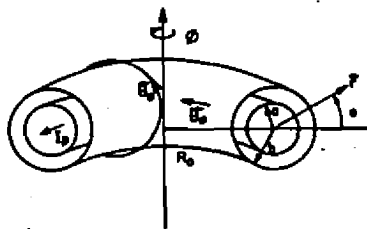


Fig. 1 - Configuração básica de um tokamak.

Nos tokamaks, em geral, q é uma função crescente de r . No centro do plasma ($r=0$), $q(0) > 1$ e na borda ($r=a$), $q(a) > 2$. As linhas de campo situadas em superfícies magnéticas com $q = m/n$, onde m e n são números inteiros, dão m voltas na direção toroidal e n na direção poloidal antes de passarem novamente pelo ponto inicial.

Do ponto de vista da fusão termonuclear controlada, os sistemas de confinamento magnético de melhor desempenho são aqueles que, entre outras características, conseguem confinar plasmas de densidade e energia altas com a menor energia magnética possível. Por isso os diferentes sistemas de confinamento magnético de plasmas são em geral caracterizados por um parâmetro β definido como a razão entre as densidades de energia cinética e magnética do plasma, ou seja,

$$\beta = \frac{2 u_0 P}{B^2} \quad (2)$$

Naturalmente β depende dos perfis de $P(r)$ e $B(r)$ e varia com a posição radial na coluna de plasma. Muitas vezes encontra-se na literatura esse parâmetro definido como a relação entre a pressão média do plasma e a pressão do campo magnético externo à coluna de plasma, calculado na sua superfície.

Nos últimos anos vários tokamaks têm sido construídos, com uma grande melhora em seu desempenho e na compreensão de seu funcionamento¹². As ordens de grandeza de alguns dos principais parâmetros que caracterizam os tokamaks maiores são:

$$\begin{array}{ll} I - 1 \text{ MA} & B_0 - 1 \text{ T} \\ T - 1 \text{ keV} & n - 1 \times 10^{14} \text{ partículas/cm}^3 \\ \tau - 0,1 \text{ s} & \end{array}$$

onde τ é o tempo de confinamento.

III. INSTABILIDADES E OSCILAÇÕES EM TOKAMAKS

a) EQUILÍBRIO

Neste item serão consideradas as instabilidades e oscilações principais observadas em tokamaks. Esses fenômenos serão considerados como perturbações em torno de equilíbrios resultantes da aplicação de um campo externo e da modificação criada pelo plasma. Do ponto de vista do equilíbrio global do plasma, não é necessário conhecer as funções de distribuição de seus diferentes tipos de partículas. Em geral, basta conhecer-se as correntes macroscópicas que circulam no plasma, a sua pressão e os campos externos aplicados. Por isso as equações da magneto-hidrodinâmica (MHD) são usualmente empregadas para o estudo do equilíbrio de plasmas em altas temperaturas. No modelo MHD o plasma é considerado um fluido condutor descrito por um sistema de equações não-lineares. Suas soluções gerais são ainda pouco conhecidas analiticamente, mas, através de técnicas numéricas complexas, esse modelo tem sido utilizado para descrever, razoavelmente bem, várias das características do equilíbrio e das perturbações de plasmas confinados em tokamaks.

As equações MHD utilizadas são a equação da continuidade

$$\dot{\rho} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad (3)$$

a equação da conservação de movimento linear

$$\rho (\dot{\vec{v}} + \vec{v} \cdot \nabla \vec{v}) = \vec{j} \times \vec{B} - \nabla p \quad (4)$$

a "lei de Ohm"

$$\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} = \eta \vec{j} \quad (5)$$

e as equações de Maxwell

$$\nabla \times \vec{E} = - \dot{\vec{B}} \quad (6)$$

$$\nabla \times \vec{B} = u_0 \vec{j} \quad (7)$$

$$\nabla \times \vec{B} = 0 \quad (8)$$

Além destas equações, são consideradas, ainda, equações que descrevem transformações incompressíveis

$$\nabla \cdot \vec{v} = 0 \quad (9)$$

ou adiabáticas

$$\frac{d}{dt} (P \rho^{-\gamma}) = 0 \quad (10)$$

Para descrever equilíbrios obtidos em tokamaks, considera-se, em geral, a aproximação

$$\nabla \cdot \vec{v}_0 = 0 \quad (11)$$

Nesse caso, o equilíbrio é descrito pelo sistema de equações

$$\nabla P_0 = \vec{j}_0 \times \vec{B}_0 \quad (12)$$

$$\nabla \times \vec{B}_0 = u_0 \vec{j}_0 \quad (13)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (14)$$

Utilizando-se este modelo para estudar perturbações em torno dos equilíbrios considerados, pode-se obter vários tipos de instabilidades macroscópicas, denominadas instabilidades MHD.

b) CARACTERÍSTICAS EXPERIMENTAIS

Nos tokamaks são observados três fenômenos importantes que podem ser relacionados às instabilidades MHD: as oscilações de Mirnov¹³, as oscilações dente-de-serra¹⁴ e as disrupturas¹⁵.

Colocando-se bobinas pequenas ao redor da coluna de plasma, pode-se detectar oscilações magnéticas de intensidade baixa ($\delta B/B_0 = 1 \times 10^{-2}$), com frequências entre 10 e 100 kHz. Essas oscilações podem ser separadas em componentes de Fourier

$$\delta B_{mn} = \cos(m\theta - n\phi - \omega t) \quad (15)$$

$$m = 0, 1, 2, \dots \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

Os modos principais são determinados, essencialmente, pela intensidade da corrente de plasma e pelo perfil de sua densidade. Além disso, a amplitude máxima de uma oscilação (m,n) ocorre na superfície ressonante com $q = m/n$ ¹⁰.

Várias das características dessas oscilações podem ser descritas pelo modelo MHD. Segundo várias evidências, essas oscilações podem ser identificadas como causadas por instabilidades MHD, de ruptura e de dobra, que serão discutidas no item seguinte.

Durante as descargas elétricas em tokamaks observa-se a emissão de raios-X de baixa energia (10 a 100 keV), provenientes da parte interna da coluna de plasma¹⁴. A intensidade dessa emissão depende da temperatura e da densidade de partículas nessa região, e sua amplitude oscila com um período da ordem de 1 ms. Essa emissão corresponde à superposição dos modos $m=n=0$ e $m=n=1$, este último com uma frequência, geralmente de 10 a 100 kHz. Este fenômeno está relacionado à ocorrência de instabilidades MHD causadas pela concentração do perfil de corrente elétrica no centro da coluna de plasma, de modo que¹⁶

$$q(0) < 1 \quad (16)$$

A disruptura é a mais violenta das instabilidades observadas em tokamaks¹⁵ e pode causar a destruição rápida da coluna de plasma. Nos tokamaks maiores, isso pode ocorrer em cer

ca de 1 ms. A sua origem ainda não é bem compreendida, mas há evidências de que seu aparecimento esteja relacionado ao crescimento das instabilidades macroscópicas de ruptura e de dobra com $m = 1, 2, 3$ e $n = 1, 2$ ^{15, 17}.

As observações experimentais minuciosas desses fenômenos¹⁸, não são ainda suficientes para uma descrição completa de suas características principais. Atualmente existem várias investigações em desenvolvimento, sobre esses fenômenos, em muitos laboratórios^{19, 20}.

c) INTERPRETAÇÃO TEÓRICA

A estabilidade de um plasma confinado magneticamente pode ser estudada considerando-se a evolução dos valores iniciais das grandezas que o caracterizam, aplicando-se um princípio de energia ou o método dos modos normais⁸. Nestes dois últimos métodos são consideradas pequenas perturbações em torno do equilíbrio. Em geral são consideradas apenas perturbações lineares, mas há evidências experimentais de que essa aproximação não é suficiente.

No método dos modos normais são obtidas as razões de crescimento das instabilidades. Contudo, devido à complexidade do sistema de equações envolvidas, sua aplicação exige, muitas vezes, uma simplificação na geometria e nos termos que aparecem no modelo MHD.

Os princípios de energia são úteis para se compreender as possíveis fontes de instabilidade, permitindo a obtenção de critérios gerais de estabilidade qualitativos e, muitas vezes, quantitativos. Uma de suas vantagens principais é a de dispensar o conhecimento das auto-funções, se existentes, relacionadas ao problema^{21, 22}. Entretanto, não é possível, em geral, obter-se as razões de crescimento das instabilidades. Além disso, a formulação de um princípio de energia, quando possível, não é tri

vial, exigindo uma escolha conveniente para a representação das perturbações em torno do equilíbrio considerado²³.

Nos sistemas descritos pelo modelo MHD, ou pelo modelo de dois fluidos, para os quais pode ser encontrada uma representação conveniente para as perturbações, as equações linearizadas em torno do equilíbrio podem ser escritas como^{8,22}

$$\hat{N}\ddot{Y} + (\hat{P} + \hat{M})\dot{Y} + \hat{Q}Y = 0 \quad (17)$$

onde Y é um vetor ou uma matriz, que representa as perturbações, os operadores \hat{N} , \hat{M} e \hat{Q} são simétricos, \hat{P} é anti-simétrico e \hat{N} e \hat{M} são positivos. Nesse caso a condição

$$\int_V dt Y \hat{Q} Y \geq 0 \quad (18)$$

onde V é o volume ocupado pelo plasma, é necessária e suficiente para a estabilidade do plasma²². Se $\hat{M}=0$ e $\hat{P} \neq 0$, a condição anterior é apenas suficiente. Este método é conhecido como princípio de energia, em analogia com o modelo MHD ideal, no qual a integral que aparece na condição anterior corresponde à perturbação da energia potencial do sistema.

Para tokamaks com seções circulares e razão de aspecto grande ($R/a \gg 1$), pode-se escrever a condição (18) na forma²⁴

$$\int_V dt F^2 \frac{dj}{dr} (nq - m) \geq 0 \quad (19)$$

onde j é a densidade de corrente elétrica e F é uma função determinada pelo equilíbrio e pelas perturbações consideradas. Como o fator $(nq - m)$ muda de sinal nas superfícies ressonantes, é possível encontrar-se funções F , com uma dependência conveniente em r , para as quais a condição (19) não é satisfeita. Se

$\frac{dj}{dr} < 0$, como em geral ocorre, a região desestabilizadora está localizada na região em que $q > m/n$. Esta é a instabilidade de ruptura, assim determinada por provocar o realinhamento das linhas do campo magnético com o surgimento de ilhas magnéticas no interior do plasma. O valor da derivada $\frac{dj}{dr}$ ao redor da superfície ressonante é importante para a determinação do valor da integral, por serem as perturbações observadas mais intensas nessa região. Com esta análise pode-se concluir que o modo de ruptura (m,n) só existe se

$$q(a) > m/n \quad (20)$$

A integral que aparece na condição (19) está relacionada a energia potencial associada à variação do campo magnético poloidal. Esta mesma variação de energia é a responsável pela existência das instabilidades de dobra, localizadas ao redor da superfície externa do plasma e análogas as instabilidades de ruptura. Neste caso, as instabilidades (m,n) se localizam em torno da superfície ressonante com $q = m/n$, localizada fora da coluna de plasma, mas próxima a esta. Para que o modo de dobra (m,n) exista, é necessário que

$$q(a) < m/n \quad (21)$$

d) INSTABILIDADE E OSCILAÇÕES NO TBR-1

Como um exemplo de instabilidades macroscópicas em tokamaks, serão apresentadas neste item algumas características das oscilações de Mirnov no TBR-1^{24,25}. Nas referências 24 e 25 podem ser encontradas os detalhes sobre a experiência em que foram obtidos os dados apresentados a seguir.

A Fig. 2 contém os perfis temporais da corrente de plasma I_ϕ e da atividade MHD, detectada em uma bobina pequena fora da coluna de plasma, registradas durante uma descarga típica

ca do TBR-1. Essa figura contém alguns diagramas polares indicando a estrutura espacial poloidal das oscilações em instantes diferentes, e as amplitudes relativas das componentes de Fourier principais. A dependência das amplitudes das oscilações com $m=2$ e $m=3$ com o fator de segurança na borda do plasma pode ser vista nos gráficos da Fig. 3. As oscilações observadas possuem $n=1$ e frequência ao redor de 50 kHz.

As oscilações observadas no TBR-1 podem ser identificadas como sendo devidas à instabilidades de ruptura saturadas²⁵.

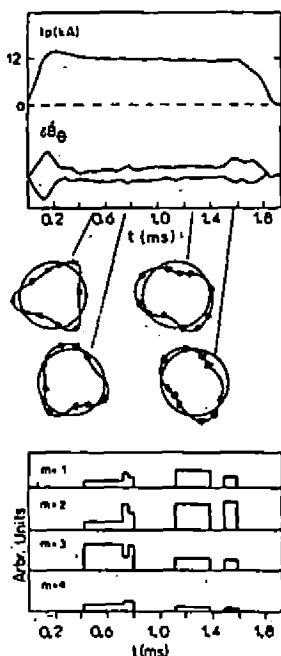


Fig. 2 - Evolução da corrente de plasma e atividade MHD no TBR-1.

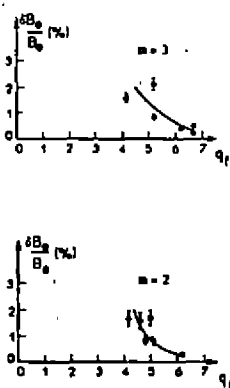


Fig. 3 - Dependência da amplitude da oscilação δB_θ com o fator de segurança na borda do plasma ($q_e = q(a)$).

AGRADECIMENTO

Agradeço à srta. Ing Hwie Tan pela leitura do manuscrito e pela cessão das figuras contidas neste artigo.

REFERÊNCIAS

1. I.C. Nascimento, Fusão Termonuclear Controlada, em Física de Plasma, editado por A.L. Chian e M. Reusch, UFF, 1979.
2. R.M.O. Galvão, Equilíbrio Magnetohidrodinâmico, em Física de Plasma, editado por A.L. Chian e M. Reusch, UFF, 1979.
3. P.H. Sakanaka, Macroscopic Plasma Properties and Stability Theory, em Modern Plasma Physics, IAEA, 1981.
4. J.P. Goedbloed, Lectures Notes on Ideal Magnetohydrodynamics, Universidade Estadual de Campinas, 1979.
5. R.M.O. Galvão, Estabilidade Magnetohidrodinâmica, em Física de Plasma, editado por A.L. Chian e M. Reusch, UFF, 1979.
6. D.G. Wentzel e D.A. Tidman, Plasma Instabilities in Astrophysics, Gordon and Breach Science Publishers, USA, 1969.
7. J.P. Goedbloed e P.H. Sakanaka, Phys. Fluids 17 (1974) 908.
8. H. Tasso, Lectures on Plasma Physics, IFUSP/P-181, 1979.
9. B. Richards et al., Comments Plasma Phys. Cont. Fusion, 3 (1978) 117.
10. D.C. Robinson, Phil. Trans. R. Soc. Lond. A300 (1981) 525.
11. F. Karger et al., 5th. Int. Conf. Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res., 1974, IAEA-CN-33/PD2.
12. Anais das conferências "Int. Conf. Plasma Phys. Cont. Nuc. Fus. Res.", promovidas pela IAEA.
13. S.V. Mirnov, I.B. Semenov, Atomn. Energ. 30 (1971) 20.
14. S. von Goeler et al., Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1201.
15. F. Karger et al., 6th. Int. Conf. Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res., 1976, IAEA-CN-35/A7.
16. G. Bateman, MHD Instabilities, The MIT Press, USA, 1978.
17. J.J. Ellis et al., 8th. Int. Conf. Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res., 1980, IAEA-CN-38/x4-4.
18. Proc. of the IAEA Symposium on Current Disruption in Toroidal Devices, editado por K. Lackner e H.P. Zehrfeld, IPP 3/51,

1979.

19. Proc. Int. Conf. Plasma Phys., Lausanne, 1984.
20. Proc. 10th. Int. Conf. Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res., Londres, 1984.
21. G. Laval et al., Nucl. Fus. 5 (1965) 156.
22. H. Tasso, Proc. of The 3rd. International (Kiev) Conference on Plasma Theory, Trieste, 1977:
23. I.L. Caldas e H. Tasso, Plasma Phys. 20 (1978) 1299.
24. H. Tasso e J.T. Virtamo, Plasma Phys. 22 (1980) 1003.
I.L. Caldas, Latin American Workshop on Plasma Physics and Contr. Nucl. Fus. Res., Revista Brasileira de Física, vol. especial I (1982) 41.
25. I.H. Tan et al., Proc. Int. Conf. Plasma Phys., (1984) 6.4.
26. I.H. Tan, Oscilações MHD no TBR-1, Tese de Mestrado, IFUSP, 1984.
27. I.C. Nascimento et al., Proc. of the Spring College on Fusion Energy, IAEA. SMR-82 pg. 45, 1982.

DILEMAS, IMPASSES E QUESTÕES DE MÉTODO NA NEUROBIOLOGIA CONTEMPORÂNEA

Roberto Lent

Instituto de Biofísica da UFRJ.
Centro de Ciências da Saúde, Bl. G
Cidade Universitária
21941, Rio de Janeiro, RJ.

"Diante de alguns fatos inexplicáveis deves tentar imaginar muitas leis gerais, em que não vêes ainda a conexão com os fatos de que estás te ocupando: e de repente, na conexão imprevista de um resultado, um caso e uma lei, esboça-se um raciocínio que te parece mais convincente do que os outros. Experimentas aplicá-lo a todos os casos similares; usá-lo para daí obter previsões, e descobres que adivinhaste (...). E assim faço eu agora. Aliño muitos elementos desconexos e imagino as hipóteses. Mas preciso imaginar muitas delas, e numerosas delas são tão absurdas que me envergonharia de contá-las".
(Guilherme de Baskerville, em O Nome da Rosa, de Umberto Eco)

Este ensaio se originou da solicitação dos físicos nucleares para que lhes fizesse uma revisão sobre as fronteiras do conhecimento em biofísica. Entretanto, de imediato defrontei-me com uma grande dificuldade: de um lado, uma dúvida de competência - um neurobiologista é um biofísico? -, de outro, uma questão essencial - a biofísica existe? Algum tempo de reflexão me impôs enormes dúvidas acerca das duas questões. É difícil caracterizar a biofísica como disciplina científica porque é igualmente difícil determinar seu objeto. Se seu objeto é a vida, ou os seres vivos, ela não passa de um ramo da biologia. Se reduzimos seu objeto às moléculas que habitam os organismos vivos e suas interações, por que separá-la da bioquímica? De outro lado, podemos chamar biofísica o estudo das manifestações físicas dos seres vivos: a bioeletrogênese, a ótica do olho, a hemodinâmica, o gravitropismo das plantas, a orientação magnetotática de bactérias

Colóquio apresentado na VII Reunião de Trabalho sobre Física Nuclear no Brasil, promovido pela Sociedade Brasileira de Física em Itatiaia (RJ), 1-5 de setembro de 1984.

e algas e tantas outras. No entanto, como reunir fenômenos tão díspares em um conjunto coerente que faça sentido como disciplina? Resta-nos o argumento mais comum: a biofísica é o estudo dos fenômenos biológicos através de métodos físicos. Mas que disciplina contemporânea não usa "métodos físicos" para abordar seus objetos? Até mesmo as ciências do comportamento utilizam sofisticados sistemas de telemetria para acompanhar à distância o desempenho de seus sujeitos, animais ou homens. E as ciências sociais lançam mão dos computadores, micros e minis, para analisar os dados obtidos no campo. Convenhamos que este é um fraco argumento: uma disciplina não se define pela tecnologia que utiliza.

Mas se é difícil definir biofísica, parece-me entretanto claro que a neurobiologia ultrapassa quaisquer limites que se possam atribuir à primeira. A neurobiologia contemporânea preocupa-se com o resultado da associação de células capazes de produzir sinais, transmiti-los a outras células e utilizá-los como unidades de informação. Isso significa que estamos lidando com vários "níveis hierárquicos": da membrana excitável do neurônio às complexas manifestações neuropsicológicas dos mamíferos.

Assim, é difícil estabelecer pontos de contacto com a física, como seria desejável neste caso. Preferi assumir essa "dificuldade epistemológica", e abordar livremente alguns dilemas e questões de método que preocupam - ou deveriam preocupar - os neurobiologistas contemporâneos. Não tive a pretensão de ser abrangente ou completo. No fundo, acabei por fazer um relato resumido e fragmentário de minhas próprias dúvidas e perplexidades.

Que é função?

A ambição maior dos neurobiologistas é entender os mecanismos que o cérebro utiliza para exercer as suas funções. Entretanto, essa ambição esbarra logo de saída na dificuldade de definir função. Pensemos em um orador que se esforça por comunicar a uma platéia suas idéias. Seu cérebro sustenta, em primeiro lugar, a sua integridade orgânica: o coração mantém uma certa frequência de batimentos, e essa "função" é controlada por determinadas regiões do tronco cerebral principalmente através do nervo vago. O mesmo ocorre com a frequência respiratória. É preciso também que seu corpo se mantenha de

pé, capaz de dar alguns passos defronte à platéia, mover os braços e a cabeça etc, o que é função desempenhada pelas regiões motoras do sistema nervoso. Além disso é preciso ver e ouvir a platéia e a sua própria voz, funções aparentemente simples mas que envolvem extensas regiões visuais e auditivas do cérebro. A "função" oratória, propriamente dita, tem um lado cognitivo, de conexão de idéias e conceitos, e um lado motor, articulatório, capaz de transformar em sons com conteúdo simbólico as idéias a transmitir. O córtex cerebral está envolvido nisso de modo fundamental, através das suas regiões lingüísticas. Mas não é tudo: é preciso ativar a memória para seguir o planejamento que o orador fez durante a semana, não se deixar dominar pela ansiedade e o nervosismo ao falar para uma platéia numerosa, e manter-se acordado apesar do jantar recente e do avançar da noite. As regiões límbicas corticais e subcorticais, assim como o conjunto de sistemas "reticulares" do cérebro, encarregam-se ativamente dessa parte. Essa insuspeitada complexidade de um momento simples na vida de um indivíduo indica como é difícil, do ponto de vista do entendimento da fisiologia cerebral, separar em um certo número de "funções" os vários aspectos de sua atividade. Indica também que o sistema nervoso opera em paralelo, utilizando um número enorme de canais de informação e processamento. A interdependência entre esses canais impõe ao pesquisador um limite de incerteza à separação das funções dos vários canais. O que o orador fala é determinado pela sua memória e por seu raciocínio corrente, modulado ou bloqueado por suas emoções e por sua percepção sensorial, e estas por sua vez são grandemente influenciadas pelo que diz e faz a platéia e o próprio orador. Uma primeira constatação, portanto: não há funções neurais isoladas, mas funções paralelas interdependentes.

Passemos a um plano de análise mais específico. A linguagem poderia ser considerada como uma das várias funções do cérebro humano, aliás a que melhor define a natureza humana. Do ponto de vista neurofisiológico, entretanto, já os neurologistas do século XIX se haviam dado conta^{2,23} de que a fala - capacidade articulatória da linguagem oral - dependia de certa região do córtex frontal, a chamada área de Broca (fig.1A), enquanto o entendimento da fala - capacidade receptiva da linguagem oral - dependia de outra região cortical situada mais posteriormente, a chamada área de Wernicke (fig.1B). Tanto Broca como Wernicke, eminentes neurologistas

do século passado, puderam comprovar que as regiões que receberam seus nomes localizavam-se quase sempre no hemisfério esquerdo, o que deu origem ao princípio, já algo envelhecido, da dominância hemisférica. Nossa humana função neural, portanto - a linguagem -, não pode ser considerada una. É na verdade a associação de pelo menos duas funções: a linguagem expressiva e a linguagem receptiva. Recentemente, Kenneth Heilman, nos Estados Unidos, acrescentou maior incerteza na definição da função lingüística, quando percebeu, estudando pacientes neurológicos, que a área de Broca (no hemisfério esquerdo) responde apenas pelos aspectos racionais da linguagem expressiva, havendo todo um universo de aspectos emocionais expressos nas diferenças de tom de voz, expressões faciais e gesticulação, cuja "sede" anatômica é a região homóloga à área de Broca no hemisfério direito⁹ (fig. 1C). No caso da linguagem receptiva, a situação é semelhante. Novamente, a linguagem expressiva não

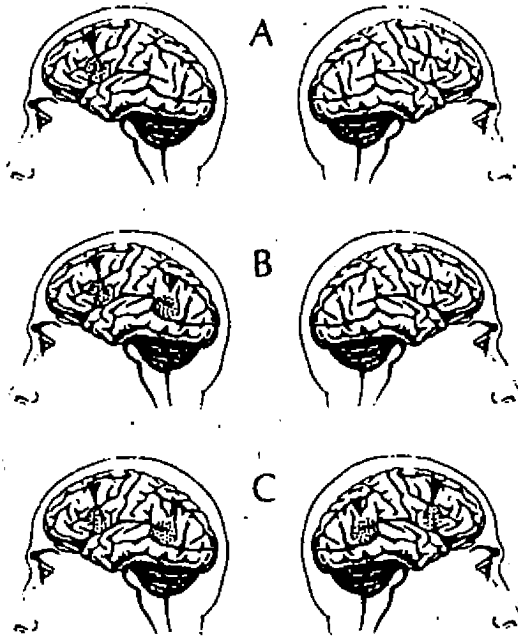


Figura 1. O conceito de função e seus correlatos cerebrais mudam com o tempo. Segundo Paul Broca (1865) a fala - linguagem expressiva - era tudo, sendo comandada pela área assinalada em A, exclusiva do hemisfério esquerdo. Karl Wernicke (1908) identificou uma região relacionada ao entendimento da fala - linguagem receptiva -, assinalada em B, também exclusiva do hemisfério esquerdo. Recentemente, Kenneth Heilman e colaboradores (1975) identificaram no hemisfério direito (C) áreas homólogas relacionadas aos componentes afetivos da linguagem.

pode mais ser considerada uma só função, mas a composição de pelo menos duas funções: fala e prosódia. O mesmo raciocínio pode ser utilizado para a linguagem receptiva.

Portanto, a segunda conclusão que podemos tirar acerca da função neural, é que ela não constitui uma categoria natural, algo intrínseco, característico e invariável. Trata-se antes de uma categoria que possui uma história, e que muda com ela. O avanço do conhecimento neuropsicológico modifica a cada momento o conceito de função, o que obriga o neurobiologista a modificar também seu modo de conceber os correlatos cerebrais.

Onde estão as funções?

Um primeiro problema a levantar é se as funções cerebrais são localizáveis em setores restritos do sistema nervoso. Ao examinar essa questão fundamental, esbarramos em três obstáculos: a incerteza na definição de função, que mencionamos há pouco, a natureza complexa do hardware do sistema nervoso, e as limitações do principal método utilizado para abordá-la, o método das lesões.

O grande pioneiro do localizacionismo foi o alemão Franz Joseph Gall (1758-1828). Sua teoria localizacionista, chamada frenologia por seus seguidores, é um exemplo extremo e caricato do primeiro obstáculo. Gall acreditava que as funções mentais eram localizáveis em pontos restritos do encéfalo, e que quanto mais desenvolvidas fossem em cada indivíduo, maior volume ocupariam. O resultado é que a "pressão" das diversas funções sobre a parede interna do crânio produziria os "calombos" que todos podemos sentir em nossas cabeças, e que um "mapeamento" dos acidentes cranianos em cada indivíduo (cranioscopia) permitiria avaliar seu intelecto e sua personalidade (fig.2). Os seguidores norte-americanos de Gall, que fizeram fortunas percorrendo os Estados Unidos com "consultórios cranioscópicos", admitiam algumas dezenas de funções mentais localizáveis: destrutividade, conjugalidade, amor materno, esperança, veneração, benevolência e até mesmo, possivelmente no sul dos Estados Unidos, republicanismo¹.

Embora questionado em várias ocasiões e de inúmeras maneiras, o localizacionismo é hoje um dogma fundamental da neurobiologia, o pressuposto teórico mais importante da experimentação. No entanto, além das incertezas sobre função, a

natureza de construção do tecido nervoso desafia constantemente nossas certezas localizacionistas.

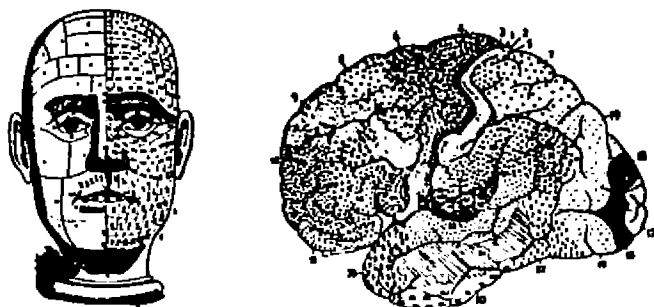


Figura 2. As funções neurais são localizáveis em regiões restritas do cérebro. Mas não como queriam os frenologistas, para quem as "funções" mais esotéricas, quando desenvolvidas, geravam "calombos" característicos no crânio. À esquerda, mapa frenológico publicado pelo médico novaiorquino J.W. Redfield em 1894. A "função" 149 era republicanismo. À direita o mapa citoarquitetônico de Korbinian Brodmann (1903), aceito até hoje pelos neurologistas.

Como se sabe, o tecido nervoso é constituído de células nervosas, os neurônios, admitidas como as unidades de informação e processamento, e células gliais, consideradas como elementos de suporte e manutenção dos neurônios. Os neurônios se aglomeram em números incalculáveis formando núcleos, áreas corticais, camadas, gânglios e outras categorias anatómicas. As bordas que permitem separar um núcleo de outro, ou uma região cortical de outra, estão longe de serem nítidas e claras. Ao contrário, sua avaliação depende em alto grau de critérios subjetivos que, evidentemente, variam de um pesquisador a outro. A análise citoarquitetônica, ou seja, a identificação morfológica dos distintos aglomerados de células nervosas, desenvolveu-se no início do século com as técnicas de coloração seletiva de cortes finos (da ordem de poucos micrômetros de espessura). Analisando esses cortes ao microscópio, anatomistas como Vogt, Brodmann, Campbell e outros chegaram a distinguir muitas dezenas de áreas diferentes no córtex cerebral do homem^{3,4,22}, com base em sutis diferenças de forma do corpo celular dos neurônios, de sua densidade relativa, de suas características tintoriais e outras propriedades (fig. 2). O cérebro era visto como um conjunto de "áreas", na expectativa de que tais pudessem ser os "centros funcionais" que apareciam nas concepções desenvolvidas pelos fisiologistas da época. Estes trabalhavam analisando pacientes neurológicos

portadores de lesões localizadas no cérebro, estudadas post-mortem, ou realizando lesões experimentais em animais para observar as conseqüências funcionais da intervenção. O déficit funcional observado era associado à região lesada, e a "função" prejudicada era considerada a função da região.

Houve um relativo sucesso nessa empreitada, e chegou-se a uma detalhada cartografia cerebral, obviamente bastante diferente da dos frenologistas. Regiões visuais foram identificadas nas partes mais posteriores do córtex cerebral (lobo occipital), regiões auditivas a meio caminho no lobo temporal, regiões de sensibilidade somática no lobo parietal, e em níveis mais rostrais, o córtex motor. Houve mesmo um certo refinamento, que pode ser exemplificado pela descoberta das regiões visuais "associativas" ou "perceptivas", feita pelo fisiologista alemão Hermann Munk¹⁶. Cuidando de realizar em cães lesões situadas fora da chamada área 17 ou área visual primária, Munk verificou que os animais eram capazes de ver, mas incapazes de perceber o "significado" do que viam. "Se se punham obstáculos em seu caminho, (o animal) regularmente os evitava". No entanto, "a visão de um chicote, que invariavelmente o encurralava a um canto da sala, não mais o assustava". Tratava-se da cegueira psíquica, como Munk a denominou, ou agnosia visual, como ficou conhecida posteriormente. A lógica do localizacionismo impunha a conclusão de que uma função que se poderia denominar "gnose visual" ou simplesmente percepção visual, estaria localizada nas regiões vizinhas ao córtex visual primário, ou áreas extraestriadas, que deveriam portanto ser consideradas o "centro da percepção visual".

A visão cartográfica do cérebro também evoluiu no correr deste século, adquirindo grande sofisticação, que mencionarei adiante, com o desenvolvimento das técnicas modernas de estimulação e registro eletrofisiológico de populações e de neurônios isolados. Não há mais dúvida de que o cérebro está dividido em áreas morfofuncionais, embora seus limites sejam imprecisos. A questão não é essa, mas sim saber se se pode atribuir a cada uma delas uma função autocontida, independente e suscetível de determinação experimental. O modelo dos "centros funcionais" começou a fazer água a partir do histologista espanhol Santiago Ramón y Cajal. Cajal individualizou o neurônio como unidade morfológica autônoma¹⁷ e, mais do que isso, descobriu que os neurônios se conectam por contigüidade, formando o que mais tarde ficou conhecido

como circuitos neurais. As áreas citoarquitetônicas deixaram de ser independentes e se tornaram conectadas por uma complexa ligação (fig.3).

Como se sabe, cada neurônio possui um corpo, ou soma, no qual está situado o núcleo com seus ácidos nucleicos e a maquinária metabólica de síntese proteica. Do soma emergem prolongamentos curtos chamados dendritos, que se ramificam profusamente dando à célula um aspecto de árvore. Além dos dendritos, um prolongamento se destaca - o axônio - atingindo comprimentos maiores. Cada axônio ou fibra nervosa conduz os sinais neurais provenientes do corpo celular, em direção a locais distantes. O soma, por sua vez, recebe informação de outras células, através de junções especializadas - as sinapses - que põem em contacto seus dendritos com os terminais dos axônios das outras células. Se lembrarmos que, o cérebro humano possui cerca de 10^{11} neurônios, recebendo cada um deles em torno de 10^4 sinapses, podemos situar em 10^{15} a ordem de grandeza do número de circuitos diferentes nele contidos. A observação de cortes de cérebro, corados de modo a mostrar seletivamente as fibras nervosas, nos dá uma idéia da complexidade - é aparente desordem - do hardware neural. Entretanto, do estudo neuroanatômico experimental emergiu uma impressionante ordem, principalmente quando se tornaram disponíveis as técnicas contemporâneas de mapeamento dos circuitos neurais. Essas técnicas fazem uso de uma propriedade fisiológica dos neurônios, a de transportarem ao longo do axônio substâncias diversas, seja no sentido anterógrado, isto é, do soma às extremidades axônicas, ou no sentido retrogrado, destas ao corpo celular.

Retiro um exemplo de meu próprio trabalho, que incluiu a utilização de algumas dessas técnicas. Estive interessado, alguns anos atrás, em mapear os circuitos que conectam o córtex visual primário do hamster (Mesocricetus auratus) com os núcleos subcorticais¹³. A experiência consistia em realizar uma pequena abertura no crânio de um hamster anestesiado, expor a superfície cortical no local apropriado, e, por meio de uma micropipeta de vidro, injetar hidraulicamente frações de microlitro de prolina tritiada no interior do tecido. O animal era recuperado da cirurgia e deixado sobreviver em boas condições durante alguns dias. A prolina tritiada, indistinguível (pelos neurônios) da prolina fria, era captada pelas células situadas na região injetada,

incorporada às proteínas normalmente sintetizadas por essas células, e transportada no interior de seus axônios para enfim se acumular nos terminais. O conhecimento prévio da velocidade de transporte axoplásmico me permitia calcular o tempo ótimo de sobrevivência do animal, após o que ele era sacrificado com uma sobredose anestésica, tinha seu cérebro preservado com fixadores apropriados, e cortado em finas fatias de 30 μ m de espessura. Os cortes eram cuidadosamente montados em lâminas de vidro, e cobertos com uma emulsão fotográfica sensível à radiação beta do trítio. Após tempos variáveis de exposição, as lâminas autorradiográficas eram reveladas e a posição do trítio era detectada na emulsão, para ser associada às diversas regiões citoarquitetônicas vistas no corte. A análise, feita em um certo número de animais experimentais, com injeções em locais ligeiramente diferentes uns dos outros, permitiu "levantar os circuitos" do córtex visual primário com os núcleos subcorticais. Fiz também a experiência reversa, ou seja, identificar os circuitos dos núcleos subcorticais ao córtex. Neste caso a técnica consistiu em aproveitar o transporte retrógrado de uma proteína exógena ao neurônio, uma peroxidase encontrada na raiz forte. A peroxidase era injetada no córtex e, durante a sobrevivência do animal, transportada no interior das fibras em direção aos somas situados subcorticalmente. Os cortes de cérebro eram desta vez tratados histoquimicamente de modo a revelar por meio de um indicador colorido a presença da enzima no interior dos neurônios.

Trabalhos deste tipo, que explodiram na década de 1970, foram realizados em laboratórios do mundo inteiro, utilizando as mais diversas espécies e cobrindo todos os setores do sistema nervoso. Tomados em conjunto, os resultados evidenciaram uma grande consistência nos circuitos de diferentes indivíduos de uma mesma espécie, e revelaram planos evolutivos que se podiam identificar nos vários taxa dos vertebrados. Entretanto, a complexidade e a variedade dos circuitos demonstrou-se insuspeitada (fig. 3). A cada ano, novas conexões se acrescentam a velhos e aparentemente conhecidos núcleos de neurônios. Não há população de neurônios que não tenha atualmente menos que 15 a 20 sítios de projeção. O psiquiatra britânico J.R. Smythies ironizou a situação¹⁹ dizendo que a tarefa do neuroanatomista do futuro não seria mais descobrir o que se conecta com quê, mas o que não se conecta com quê.

É fácil compreender, portanto, por que o conceito de

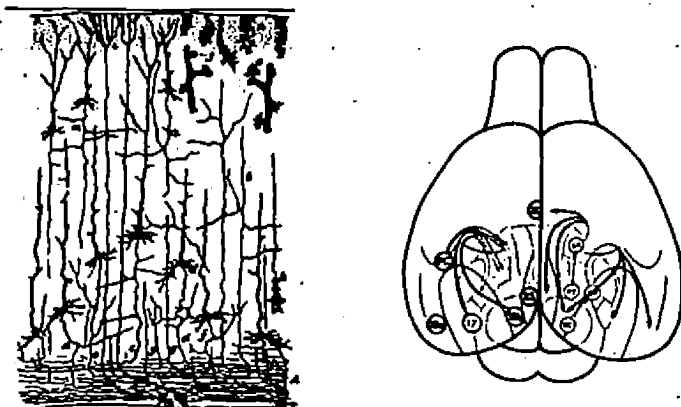


Figura 3. Com a individualização do neurônio e a identificação de suas interconexões por Santiago Ramón y Cajal (1909), o antigo conceito de centros funcionais independentes foi substituído pelo conceito de circuitos neurais. À esquerda, desenho original de Cajal representando algumas conexões do córtex cerebral do camundongo. À direita, uma concepção mais recente de alguns circuitos do córtex visual do hamster, derivada da utilização de técnicas modernas de identificação de conexões neurais.

"centros funcionais" não se sustenta mais, e por que faz água o localizacionismo estreito. As várias regiões citoarquitetônicas do cérebro funcionam cooperativamente, interdependentemente, e a "função" de uma se confunde com a das demais. Assim como a ação de uma área influencia a de outras, também a ausência (por lesão) de uma área influenciará a função das que lhe estiverem conectadas.

Que nos diz um cérebro lesado?

Quando o cérebro de um animal ou de um indivíduo humano é atingido por uma lesão traumática, vários fatores contribuirão para o déficit funcional que ele apresentará. Em primeiro lugar, estarão destruídas muitas células situadas em contacto direto com a fonte traumática. Além disso, destruídas também estarão as fibras nervosas cujo trajeto se misturava aos neurônios situados na região lesada, o que significa que corpos celulares distantes dessa região estarão também afetados por terem sofrido interrupção de seus axônios. Os corpos celulares distantes que por sua vez recebiam informação dos neurônios destruídos ou daqueles cujos axônios foram cortados, terão também tido sua atividade modificada pela lesão. Mas um

traumatismo desse tipo não atinge apenas neurônios e suas fibras. Atinge também vasos sanguíneos da região, destinados a irrigar áreas distantes que desse modo sofrerão hipóxia temporária ou permanente. O sangue extravasado poderá se acumular nas redondezas e comprimir outras áreas que não tenham sido diretamente atingidas. Por fim, por efeito direto da lesão, poderá haver acúmulo de líquido no tecido (edema), e compressão "por dentro" de circuitos e neurônios não diretamente lesados. Todos esses efeitos, é claro, modificam radicalmente a associação lógica entre o déficit funcional (os sinais e sintomas que o indivíduo apresenta) e a região diretamente lesada.

É claro que há maneiras de contornar alguns desses problemas. Na pesquisa clínica geralmente se comparam muitos pacientes com lesões de diferentes etiologias, localizações, dimensões, etc. Além disso, a observação dos pacientes se prolonga o suficiente para superar as consequências agudas e passageiras das lesões, deixando apenas seus efeitos "definitivos". Na pesquisa experimental, a margem de controle é maior. Como a lesão experimental é intencional, sua localização pode ser controlada, assim como a interferência com a vascularização. O problema das fibras de passagem atingidas foi muito recentemente contornado pela introdução de lesões químicas. Neste caso, utilizam-se substâncias como a 6-hidroxi-dopamina, o ácido caínico, o ácido ibotênico e outras, capazes de danificar irreversivelmente os neurônios deixando intactas as fibras de passagem da região. Tecnicamente, portanto, o cuidado na análise de cada caso pode resolver muitos dos problemas levantados acima.

Quero me ater, no entanto, a um aspecto do trabalho com lesões, usualmente não muito considerado, e que representa importante obstáculo metodológico ao estudo das funções do sistema nervoso através do método das lesões. Refiro-me ao fenômeno da plasticidade, ou seja, a capacidade apresentada pelo sistema nervoso de modificar-se ao longo do tempo, em resposta a alguma interferência proveniente do ambiente. Quando essa interferência é uma lesão, o sistema se reorganiza tanto morfológica como funcionalmente.

Podemos utilizar o exemplo do corpo caloso. Essa estrutura - presente em quase todos os mamíferos - é um volumoso feixe de fibras nervosas que conecta os dois hemisférios cerebrais. As fibras pertencem a uma população de

neurônios situados nas várias regiões do córtex, em ambos os lados, e suas terminações inervam principalmente regiões homólogas (como um espelho) do lado oposto. Foi justamente o método das lesões que permitiu, a partir dos anos 60, desvendar algumas das funções do corpo caloso.

O principal personagem desta história é Roger Sperry, neurobiologista da Califórnia, prêmio Nobel de Medicina e Fisiologia de 1981. Sperry havia realizado experiências com gatos e macacos submetidos à transecção cirúrgica do corpo caloso e de outras comissuras inter-hemisféricas. Interessou-se então por um grupo de pacientes que haviam sofrido cirurgia semelhante, com o propósito de dominar crises epilêpticas incontrolláveis. Apesar de desprovidos do corpo caloso, esses pacientes não apresentavam qualquer déficit funcional identificável ao exame neurológico de rotina. Além disso, com o controle da epilepsia, suas condições psicológicas e seu desempenho social melhoravam bastante.

O experimento de Sperry e seus colaboradores consistiu basicamente em expor cada um desses pacientes a uma engenhosa bateria de testes que permitiam isolar estímulos sensoriais apresentados a cada lado do ambiente perceptual⁷. Tipicamente, o paciente sentava-se a uma mesa que dispunha de uma tela translúcida e de uma prateleira debaixo do tampo. Com o paciente fitando o centro da tela, o experimentador projetava nela, durante alguns microssegundos, alguma imagem que pudesse estar contida à esquerda ou à direita do ponto de fixação. Não dispendo de tempo para desviar o olhar, era inevitável que o paciente visse o estímulo através de cada lado de suas retinas, o que, face à disposição anatômica das vias visuais, acabava por "projetar" um estímulo situado à direita, exclusivamente sobre o hemisfério esquerdo, e vice-versa. Solicitado a declarar verbalmente o que havia visto, o paciente só o fazia para estímulos projetados na tela à direita, ignorando aqueles projetados à esquerda. No entanto, quando solicitado a escolher, com a mão esquerda e sem o uso da visão, um objeto dentre vários situados sob a mesa, que correspondesse à imagem projetada na tela à esquerda, ele o fazia corretamente. A conclusão de Sperry foi que, na ausência do corpo caloso, o hemisfério esquerdo, principal organizador da linguagem expressiva, não sabia o que havia sido visto pelo hemisfério direito, o que impedia o paciente de verbalizar a imagem proje-

tada à esquerda. Por outro lado, só com a mão esquerda, comandada diretamente pelo hemisfério direito, o indivíduo podia manifestar que havia realmente visto a imagem projetada à esquerda. A revelação desse fenômeno, denominado por Sperry de síndrome de desconexão inter-hemisférica²¹, sugeriu fortemente que uma das funções do corpo caloso seria unificar perceptualmente nossos dois hemisférios cerebrais. Devemos perceber aqui a lógica de utilização do método das lesões: o déficit funcional de um indivíduo com o cérebro lesado nos leva a (i) associar o déficit diretamente à lesão e (ii) concluir que a função ausente está associada à estrutura neural lesada.

Sperry interessou-se também por um conjunto reduzido de pacientes peculiares portadores da chamada agenesia do corpo caloso, ou seja, indivíduos cujo corpo caloso não se tinha formado durante a embriogênese. Submetendo esse grupo de indivíduos aos mesmos testes aplicados aos pacientes cirúrgicos, logo constatou que eles não apresentavam a síndrome de desconexão inter-hemisférica, respondendo aos testes como indivíduos normais²⁰. Algum mecanismo compensatório deveria ter ocorrido no cérebro desses indivíduos durante o desenvolvimento pré-natal ou pós-natal, de modo a possibilitar a integração hemisférica que o corpo caloso faria. Várias hipóteses foram apresentadas para explicar essa modificação plástica da integração hemisférica nos acalosos congênitos, dentre as quais uma que me interessou em particular. Se os indivíduos acalosos congênitos apresentavam comunicação inter-hemisférica, é possível que tal se devesse à formação de circuitos comiasurais anômalos ou alternativos, que fornecessem a base anatômica para essa função, em substituição ao corpo caloso. (Também era possível supor que se esses circuitos anômalos existissem, poderiam ser responsáveis não por recuperação funcional mas pelos sintomas mentais ou comportamentais que muitos desses pacientes apresentam).

Abordei a hipótese das conexões anômalas realizando transecções do corpo caloso de hamsters recém-nascidos, e deixando-os sobreviver até a vida adulta^{14,15}. Nessa ocasião, injetei a peroxidase da raiz forte em um dos hemisférios, em busca de neurônios marcados no hemisfério oposto. Efetivamente, pude comprovar que algumas conexões anômalas se haviam formado no cérebro dos hamsters acalosos cirúrgicos, ligando os hemisférios cerebrais através de vias alternativas (fig. 4). Além disso, outro sinal evidente de reorganização

plástica no cérebro desses animais lesados era um par de volumosos feixes longitudinais de fibras nervosas, cujas conexões são até o momento desconhecidas. Mais recentemente, em colaboração com Sérgio Schmidt, venho tentando estudar os mecanismos de plasticidade do corpo caloso utilizando outro tipo de lesão experimental - a irradiação gama de fêtos de camundongos e hamsters in utero¹⁸.

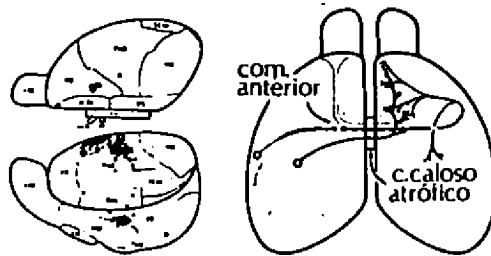


Figura 4. As lesões cerebrais, principalmente quando precoces, podem provocar alterações do "hardware" neural. À esquerda, o aglomerado de símbolos pretos na região identificada como LE representa neurônios do córtex cerebral do hamster que estabelecem conexões anômalas com o outro hemisfério, quando o corpo caloso é seccionado logo após o nascimento. Os circuitos anômalos assim formados estão representados à direita.

O fato relevante para nossa discussão é que uma lesão aplicada sobre o sistema nervoso pode não resultar apenas em um déficit mas também em processos plásticos de reorganização que têm repercussão funcional. A lógica subtrativa do método das lesões - subtrair da função normal a função deficiente para obter a função da região lesada - não leva em conta essa variável. É claro que a plasticidade depende da idade do animal, da espécie e da região neural considerada, mas a generalidade de sua ocorrência tem sido atestada por experiências realizadas em adultos, assim como nos vários taxa e utilizando inúmeros sistemas neurais.

Neurônios gnósticos, pesquisadores agnósticos

Outra abordagem extensamente utilizada para estudar as funções do sistema nervoso, e que não tem os mesmos problemas do método das lesões, é a observação da atividade elétrica dos neurônios em situações de laboratório e até mesmo em situações de comportamento natural.

Como se sabe, os neurônios são células sinalizadoras por excelência, chamadas por essa razão de células excitá-

veis. A membrana citoplasmática do neurônio possui a propriedade de modificar a sua condutância iônica em resposta a certos estímulos provenientes do ambiente, de outros neurônios ou mesmo de modo espontâneo. Essa alteração de condutância provoca um intenso fluxo iônico através da membrana, para dentro e para fora da célula, que resulta numa brusca variação da diferença de potencial elétrico transmembrana. O que torna essa variação adequada como sinal é que ela é rápida, reversível e se propaga sem decremento ao longo da membrana. O sinal neural é chamado potencial de ação, e consiste num evento digital. A informação é, por conseguinte, codificada habitualmente pela frequência, e não pela amplitude. O sistema nervoso produz também sinais analógicos, a maioria dos quais utilizados na transmissão de informação de um neurônio para outro - são os potenciais sinápticos. Todos esses potenciais - da ordem de alguns milivolts - podem ser registrados através de microeletrodos intra ou extracelulares, devidamente amplificados, visualizados em osciloscópios ou guardados em fita magnética para utilização posterior.

O método eletrofisiológico, ou seja, o estudo da atividade elétrica do sistema nervoso, repousa sobre o pressuposto reducionista de que os potenciais elétricos, sendo os sinais de informação do sistema nervoso, são também eles próprios - ou pelo menos refletem - as funções neurais. Historicamente, o método se desenvolveu a partir do registro elétrico com eletrodos de baixa impedância, capazes de captar a atividade de grandes populações de neurônios (o eletroencefalograma, eletrocorticograma e os potenciais de campo). Essa forma de registro impõe grandes dificuldades de interpretação, pela variabilidade e complexidade das formas de onda conseguidas, e pela impossibilidade de determinar com precisão a fonte dos potenciais (enormes populações de células e fibras, múltiplas sinapses envolvidas, etc.). Com o desenvolvimento dos microeletrodos de alta impedância, utilizados em registro AC, foi possível reduzir a fonte de potenciais a um pequeno número de unidades (células ou fibras), e até mesmo a uma unidade. Essas últimas formas de estudo eletrofisiológico ficaram conhecidas como registro multiunitário e registro unitário.

Para ilustrar alguns aspectos da abordagem eletrofisiológica da função neural, e poder posteriormente comentar os seus problemas e limites, utilizarei o exemplo do sistema visual, talvez o mais extensamente estudado.

Se fôssemos construir um robô que dispusesse de um sistema visual capaz de orientar suas ações no ambiente, certamente haveríamos de provê-lo com pelo menos duas capacidades essenciais: discriminação espacial e discriminação de formas. A primeira lhe permitiria localizar no espaço os vários objetos que emitem ou refletem dentro da faixa de sensibilidade do sistema, e a segunda lhe possibilitaria identificar esses vários objetos. Ambas as funções são próprias do sistema visual dos animais, embora não sejam as únicas, e têm sido muito estudadas através do método eletrofisiológico.

A capacidade de localização-espacial implica algum modo de representação topológica do ambiente visual no sistema nervoso. No primeiro estágio neural envolvido - a retina - essa representação é direta. A retina é uma superfície esférica que dispõe de um sistema ótico inversor (várias superfícies refratoras e um diafragma); desse modo, os objetos situados superiormente no campo visual estarão representados na retina inferior ou ventral; aqueles situados inferiormente no campo se projetarão na retina dorsal; os objetos situados na periferia nasal do campo estarão representados na retina temporal, e vice-versa. Como o mapa retiniano do mundo visual é produzido fisicamente, suas características podem ser previstas pelos mais simples princípios da ótica geométrica. No entanto, a informação visual que o cérebro recebe da retina vem codificada em potenciais de ação e transmitida por circuitos que nada têm a ver com a ótica. A questão que temos à frente é, portanto: como se preserva, nos diferentes estágios do sistema visual, a informação topológica contida no ambiente?

Questão desse tipo é o principal interesse do grupo liderado por Ricardo Gattass, no Instituto de Biofísica. Gattass e seus colaboradores têm registrado a atividade elétrica de pequenas populações de neurônios de diferentes áreas corticais visuais do macaco Rhesus e do Cebus - este último o macaco-prego dos cegos de realejo -, para levantar os mapas de representação topográfica nessas regiões^{5,6}. O macaco é devidamente anestesiado e cuidadosamente posicionado em um sistema mecânico de modo que um de seus olhos - aberto - possa estar no centro de um grande hemisfério de acrílico transparente que dispõe de um sistema de coordenadas. No início da experiência o macaco é operado, de modo a abrir um pequeno orifício em seu crânio e expor uma certa extensão do córtex visual. Um sistema mecânico posicionador é colocado sobre o orifício

craniano de modo a inserir suavemente no interior do córtex um microeletrodio metálico devidamente conectado a um conjunto de amplificadores, osciloscópios e outros aparelhos de registro elétrico. A experiência consiste então em provocar o disparo de potenciais de ação pelos neurônios situados nas vizinhanças da ponta do microeletrodio, em resposta ao piscar de uma fonte luminosa movimentada sobre o hemisfério de acrílico ou uma tela plana. Consistentemente, para cada microrregião de córtex há pelo menos uma região do campo visual capaz de provocar a resposta dos neurônios. O experimentador desenha sobre o hemisfério de acrílico os contornos do chamado campo de resposta de cada locus cortical. Os resultados de uma experiência bem sucedida consistem em uma série de campos (cujas coordenadas espaciais são conhecidas), que serão correlacionados aos sítios de registro no córtex de modo a gerar um mapa topográfico da região (fig. 5).

O trabalho de Gattass, assim como o de vários outros neurobiologistas em outras espécies, soma-se ao localizacionismo determinado pelo método das lesões, no sentido de permitir a subdivisão do córtex cerebral em áreas funcionais. Os neurobiologistas "cartógrafos" pressupõem que cada uma dessas áreas de função distinta (não só as visuais) implica uma representação topográfica completa do ambiente sensorial. O estudo dos diversos mapas permitiria também identificar as características funcionais de cada área, pelo menos no que tange às capacidades de localização espacial, no caso da visão e da sensibilidade somática, e de localização temporal, no caso da audição.

Entretanto, do ponto de vista das indagações mais essenciais acerca da função neural (que função? como funciona?), o registro multiunitário tem-nos revelado pouca coisa, o que levou muitos neurobiologistas a explorar as possibilidades do registro unitário.

No caso do sistema visual, a situação experimental é muito semelhante à descrita acima. O microeletrodio, no entanto, tem ainda maior impedância que os multiunitários, para permitir a separação dos potenciais de ação de cada unidade; e o sistema de estimulação é mais sofisticado, para atender às preferências de forma, contraste, movimento, cor etc, de cada neurônio.

O grande impacto do estudo unitário do córtex visual surgiu com o esforço pioneiro dos fisiologistas David Hubel

e Torsten Wiesel, também nobelistas de 1981, que trabalharam juntos durante os últimos 25 anos na Universidade de Harvard. Hubel e Wiesel^{10,11}, utilizando gatos e macacos, verificaram que as áreas visuais do córtex desses animais possuem uma vasta família de tipos funcionais de neurônios, cada um deles com preferências específicas acerca dos estímulos capazes de fazê-los responder. Revelaram que alguns neurônios disparavam potenciais de ação em maior frequência quando o animal era estimulado com círculos de luz pulsáteis de determinados diâmetros; outros preferiam círculos de luz em movimento; a maioria, entretanto, respondia preferencialmente a retângulos de luz de dimensões determinadas, orientados em relação ao horizonte de modo bastante específico (fig. 5). Os trabalhos realizados posteriormente, por eles e por outros autores, estenderam os resultados iniciais para outras submodalidades da modalidade visual, e a outras modalidades sensoriais como a sensibilidade somática e a audição. Encontraram-se neurônios com preferências cromáticas, neurônios que respondiam melhor a estímulos luminosos móveis de rápida velocidade, neurônios especializados na movimentação de um determinado pêlo do focinho, outros sensíveis a determinados tons da faixa audível, etc. Era inevitável concluir que o processamento sensorial começava, no córtex cerebral, por fases extremamente analíticas, com a decomposição dos complexos estímulos do ambiente natural em parâmetros muito simples. Parecia evidente que uma ave, por exemplo, para ser percebida por um gato, no seu contexto natural, seria "decomposta" por um exército de neurônios corticais em um conjunto de linhas-de-contraste de inclinações variadas com a horizontal, um mosaico de pontos de cores diferentes, uma soma de frequências sonoras originárias dos ruídos emitidos pelo animal, etc. Se a função das áreas sensoriais primárias, portanto, pudesse ser considerada resultante da soma das funções de cada um de seus neurônios, ela deveria ser uma poderosa operação analítica. A conclusão é reducionista e foi por isso criticada, mas tem inegável significado heurístico.

O estudo unitário não foi utilizado apenas nas regiões corticais de processamento sensorial primário. Foi estendida também a regiões relacionadas a funções neuropsicológicas mais complexas, pelo que se sabia da utilização de outros métodos. De um modo geral, os resultados não foram tão claros, com exceção de alguns casos, entre os quais o do chamado córtex infero-temporal.

Um grupo de neurobiologistas da Universidade de Har-

vard, do qual participava o brasileiro Carlos Eduardo Rocha-Miranda, atualmente também no Instituto de Biofísica, propôs-se a estudar as propriedades dos neurônios dessa região do córtex, que se sabia estar envolvida em certos aspectos da aprendizagem visual. Utilizando macacos Rhesus, esses investigadores⁸ encontraram neurônios muito diferentes daqueles estudados por Hubel e Wiesel nas áreas primárias. Em primeiro lugar, respondiam a extensões grandes do campo visual, e não a diminutas regiões como os neurônios de Hubel e Wiesel. Além disso, suas propriedades indicavam que tais células deveriam receber informação convergente originária das áreas estudadas por Hubel e Wiesel. Entretanto, a grande surpresa surgiu quando o grupo procurava a forma mais eficaz para provocar o disparo de alguns desses neurônios. O estímulo mais eficaz revelou-se extremamente complexo, e vinculado à espécie: a silhueta de uma mão de macaco. Os demais estímulos testados, mesmo complexos como uma mão humana, círculos denteados e formas irregulares, ou mais simples como retângulos e círculos, eram muito menos eficazes. Essas células ficaram conhecidas como neurônios gnósticos. Que podia significar a existência, no córtex infero-temporal, de neurônios capazes de responder seletivamente a estímulos tão complexos e provavelmente de significado biológico particular da espécie? Uma conclusão reducionista se impôs de imediato: a de que o córtex infero-temporal teria como função realizar a "síntese perceptual" dos objetos complexos do ambiente, após o estágio analítico das regiões primárias. A assertiva é reducionista porque novamente se baseia na concepção de que a função de uma área cortical resulta da simples soma das funções de seus neurônios. Além disso, equipara mecanicamente a função de reconhecimento de um objeto tão complexo quanto a mão de um macaco efetuada pelo animal como um todo com a função efetivamente demonstrada na experiência, de signalização da imagem de uma mão de macaco, efetuada por um neurônio individual.

De qualquer modo, o método unitário de estudo da função neural provocou um grande avanço na neurobiologia contemporânea, principalmente quando, mais recentemente, pôde ser associado às técnicas neuroanatômicas mencionadas acima, permitindo a laboriosa identificação dos microcircuitos cerebrais, com a reconstrução, componente a componente, dos estágios de processamento da informação.

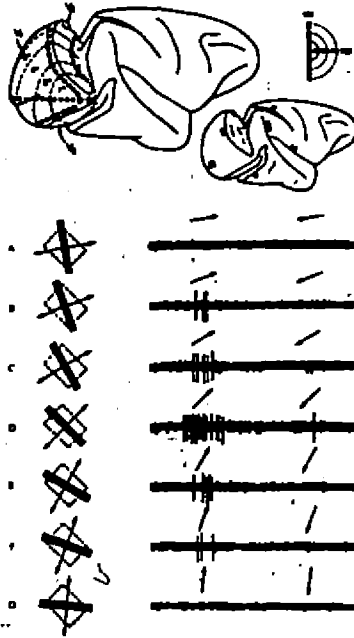


Figura 5. Os modernos mapas cerebrais baseiam-se em dados morfológicos e também eletrofisiológicos. No alto, a representação cartográfica do mundo visual de um macaco (VM = meridiano vertical ou linha média; HM = meridiano horizontal ou horizonte), em duas áreas visuais do córtex (V1 e V2), segundo Ricardo Gattass e seus colaboradores (1985). Embaixo, representação esquemática da experiência clássica de David Hubel e Torsten Wiesel (1968). Uma barra escura movida obliquamente para a direita dentro de um campo receptor (retângulo de linha interrompida, em D) provoca um maior número de impulsos nervosos em um neurônio do córtex visual do macaco. As demais orientações da barra - assim como outros sentidos de movimento, provocam respostas mais fracas (A-C e E-G).

Para onde vamos?

Os exercícios de previsão são difíceis em qualquer ciência, porque os desenvolvimentos científicos são muitas vezes surpreendentes e inesperados. A neurobiologia não é uma exceção. Parece-me, entretanto, que estamos vivendo um período de crescimento acelerado do conhecimento do cérebro. As técnicas se multiplicam e se associam de modo extraordinário, após um longo período de estase, e isso poderá estimular a superação do nô metodológico do qual expus algumas características.

Trabalha-se hoje intensamente na biologia molecular do neurônio, seu metabolismo e suas propriedades informacionais, assim como nos mecanismos de transmissão de informação

entre os neurônios. O desenvolvimento embrionário e pós-natal do sistema nervoso, no plano celular e no plano das grandes populações, é objeto de intensa atividade, por seu interesse intrínseco e pelo que pode revelar da plasticidade dos neurônios e sua capacidade de recuperação perante alterações do ambiente, suaves como um ato de aprendizagem, ou drásticas como uma lesão traumática. Assume grande importância, nesse contexto, a possibilidade de realizar transplantes de tecido neural fetal e alojá-los em certas regiões deficientes de indivíduos adultos. No plano da fisiologia, não há região do sistema nervoso, atualmente, que não esteja sendo estudada através das mais variadas técnicas. Além dos sistemas sensoriais, começa-se a abordar os sistemas mais complexos como a memória, a linguagem, a percepção, o planejamento de ações motoras, as emoções e as motivações, sob os mais variados planos de análise, da biologia molecular à etologia.

Não obstante esses enormes e acelerados avanços, não me parece estar à vista uma revolução significativa na compreensão do funcionamento do cérebro. Os reducionistas ortodoxos apostam nos neurônios gnósticos, enquanto os holistas fingem ignorá-los e desenvolvem suas explicações tratando o cérebro como uma caixa preta. Na verdade, ambos - assim como as inúmeras correntes intermediárias - apenas têm contribuído para engordar o que Thomas Kuhn chama de ciência normal¹². Isso quer dizer que estamos acumulando dados e interpretações dentro dos paradigmas aceitos tradicionalmente, sem que verdadeiramente saibamos como o cérebro funciona. Não é possível vislumbrar o momento em que esse processo explodirá em algo revolucionário. O certo, no entanto, é que quando isso ocorrer estaremos face a um salto epistemológico de proporções insuspeitadas, porque pela primeira vez entenderemos o órgão que nos faz humanos. E mais do que isso: é curioso que tenhamos que utilizar os próprios mecanismos cerebrais para entendê-los, como uma cobra que morde o próprio rabo. Será isso possível?

Agradecimentos

Meus trabalhos mencionados neste artigo têm sido financiados por várias agências de apoio à pesquisa: Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq), Financiadora de Estudos e Projetos (FINEP), Conselho de Ensino

para Graduados da UPRJ, Fogarty International Center (NIH-USA) e Fidia Research Laboratories (Itália). Este ensaio muito se beneficiou das discussões mantidas com meus colegas Sergio L. Schmidt, Carlos Eduardo Rocha-Miranda e Ricardo Gattass.

REFERÊNCIAS

1. BLAKEMORE, C. (1977) Mechanics of the mind. Cambridge University Press.
2. BROCA, P. (1865) Sur le siège de la faculté du langage articulé. Bull. Soc. Anthropologie 6:377-393.
3. BRODMANN, K. (1903) Beitrage zur histologischen Lokalisation der Grosshirnrinde. J. Psychol. Neurol. 2:79-159.
4. CAMPBELL, A.W. (1903) Histological studies on cerebral localisation. Proc. R. Soc. B. 72:488-492.
5. GATTASS, R., SOUSA, A.P.B. & ROSA, M.G.P. (1984) Striate and extrastriate areas in the Cebus monkey: an electrophysiological and anatomical tracer study. Neurosci. Abstr. 14 (no prelo).
6. GATTASS, R., SOUSA, A.P.B. & COVEY, E. (1985) Cortical visual areas of the macaque: possible substrates for pattern recognition mechanisms. Exp. Brain Res. (no prelo).
7. GAZZANIGA, M.S., BOGEN, J.E. & SPERRY, R.W. (1965) Observations on visual perception after disconnection of the cerebral hemispheres in man. Brain 88:221-236.
8. GROSS, C.G., ROCHA-MIRANDA, C.E. & BENDER, D.B. (1972) Visual properties of neurons in inferotemporal cortex of the macaque. J. Neurophysiol. 35: 96-111.
9. HEILMAN, K.M., SCHOLLES, R. & WATSON, R.T. (1975) Auditory affective agnosia. Disturbed comprehension of affective speech. J. Neurol. Neurosurg. Psych. 38:69-72.
10. HUBEL, D.H. & WIESEL, T.N. (1962) Receptive fields, binocular interaction and functional architecture in the cat's visual cortex. J. Physiol. 160: 106-154.
11. HUBEL, D.H. & WIESEL, T.N. (1968) Receptive fields and functional architecture of monkey striate cortex. J. Physiol. 195:215-243.
12. KUHN, T.S. (1970). The structure of scientific revolutions (2nd edition, enlarged). University of Chicago Press.

13. LENT, R. (1982) The organization of subcortical projections of the hamster's visual cortex. J. Comp. Neurol. 206:227-242.
14. LENT, R. (1983) Cortico-cortical connections reorganize in hamsters after neonatal transection of the callosal bridge. Dev. Brain Res. 11: 137-142.
15. LENT, R. (1984) Neuroanatomical effects of neonatal transection of the corpus callosum in hamsters. J. Comp. Neurol. 223: 548-555.
16. MUNK, H. (1878). Weitere Mittheilungen zur Physiologie der Grosshirnrinde. Arch. Anat. Physiol. 2: 162-178.
17. RAMON Y CAJAL, S. (1909) Histologie du système nerveux de l'homme et des vertébrés. Paris: Maloine, éditeur.
18. SCHMIDT, S. & LENT, R. (1984) Irradiação gama de fetos de camundongos provoca agenesia do corpo caloso sem a formação do feixe longitudinal aberrante. Resumos do XIX Congr. Bras. Fisiologia, p. 100.
19. SMYTHIES, J.R. (1970) Brain mechanisms and behaviour. Oxford: Blackwell Scientific Publishers.
20. SPERRY, R.W. (1970) Cerebral dominance in perception. Em: Early experience and visual information processing in perceptual and reading disorders (F.A. Young & D.B. Lindsley, eds.), pp. 167-178, Proc. Nat. Acad. Sci. USA.
21. SPERRY, R.W., GAZZANIGA, M.S. & BOGEN, J.E. (1969) Interhemispheric relationships: the neocortical commissures, syndromes of hemisphere disconnection. Em: Handbook of Clinical Neurology, vol. 4 (P. J. Vinken & G.W. Bruyn, eds.), pp. 273-290, Amsterdam: North-Holland.
22. VOGT, O. & VOGT, C. (1903) Zur anatomischen Gliederung des Cortex cerebri. J. Psychol. Neurol. 2:160-180.
23. WERNICKE, K. (1908). The symptom-complex of aphasia. Em: Diseases of the Nervous System (A.Church, ed.). New York: Appleton, pp. 265-324.

"CANDIDO PORTINARI: Um Homem, Um Tempo, Uma Nação"
João Candido Portinari
Diretor do Projeto Portinari *
Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro

I. A PALESTRA/AUDIOVISUAL

Apresenta os primeiros frutos dos cinco anos de esforços do PROJETO PORTINARI no sentido de localizar, documentar e catalogar a obra completa do artista, assim como todo o material referente à sua obra, vida e época.

Nesta apresentação são abordadas as perguntas:

1. Quem foi Candido Portinari? O legado de sua obra, sua importância no processo histórico-cultural brasileiro. A geração Portinari: Mário de Andrade, Manuel Bandeira, Graciliano Ramos, Jorge Amado, José Lins do Rêgo, Carlos Drummond de Andrade, Lúcio Costa, Oscar Niemeyer, Villa-Lobos, Alceu Amoroso Lima, etc. O significado desta geração na afirmação da identidade cultural brasileira.
2. O que é o PROJETO PORTINARI? Objetivos, desafios enfrentados, metodologia criada para sua execução, resultados já obtidos e o que resta por fazer.

Pela primeira vez é possível ao público aquilo que nem mesmo o próprio pintor teve a oportunidade de ver: a visão do conjunto da sua obra. Tendo essencialmente concluído os trabalhos de levantamento fotográfico, o PROJETO PORTINARI pôde então selecionar - entre as mais de 4.000 obras fotografadas in loco por sua equipe - cerca de 200 obras que constituem uma retrospectiva dos grandes temas abordados pelo artista.

Analogamente, foi também possível montar um perfil biográfico que, através de cartas, fotografias de época, recortes de periódicos, depoimentos gravados de contemporâneos, documentos diversos, obras mais importantes, etc., mostra como, nascido numa fazenda de café no interior do Estado de São Paulo, filho de imigrantes italianos empregados como colonos, Portinari parte de uma infância de menino pobre que só consegue estudar até o 3º ano pri

* O PROJETO PORTINARI é financiado pela FINEP, com recursos do FNDCT

mário, para uma fulgurante carreira, aclamado internacionalmente como um dos grandes pintores de seu tempo. Nesta parte, vê-se também que Portinari conviveu intensamente com os expoentes de sua geração, constituindo-se em um dos intérpretes das idéias e da perspectiva de Brasil que tinham seus contemporâneos, como pólo captador e irradiador das preocupações sociais, estéticas, culturais e políticas de sua época, e representando assim um fecundo itinerário de acesso a quatro importantes décadas da vida nacional.

I. O PROJETO PORTINARI - RESUMO

I.1 Histórico

Em abril de 1979, graças a um Convênio firmado entre a Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro e a Financiadora de Estudos e Projetos (FINEP), tinha início o PROJETO PORTINARI, ação cultural embasada na obra, vida e época do artista brasileiro Cândido Portinari. Em seus primeiros passos, o PROJETO PORTINARI defrontava-se com a seguinte situação:

1. a quase totalidade das mais de 4.000 obras deixadas pelo pintor tinham paradeiro desconhecido. Dispersas em todo o território brasileiro e no exterior, não existia nenhum registro de sua localização. (Dois anos antes do início do PROJETO PORTINARI, Antonio Callado formulava a pergunta: "Segregado em coleções particulares, em salas de bancos, Candinho se vai tornando invisível... Vai continuar desmembrado o nosso maior pintor, como o Tiradentes que pintou?");
2. o Museu de Arte Moderna de Nova Iorque tinha mais informações sobre Portinari do que qualquer instituição brasileira;
3. não existia no país experiência formada neste tipo de trabalho. O levantamento e a catalogação rigorosos, detalhados e exaustivos da obra completa de um pintor careciam portanto de metodologia específica, assim como de recursos humanos especializados.

Nestes cinco anos e meio de trabalho, o PROJETO PORTINARI:

1. Localizou, documentou (dados museográficos, históricos, bibliográficos e fotográficos, incluindo fotografia a cores e em preto e branco) e catalogou mais de quatro mil obras, percorrendo 16 estados brasileiros, do Rio Grande do Sul ao Amazonas, de Mato Grosso a Pernambuco, assim como 14 países da Europa, Oriente Médio e das Américas do Sul, Central e do Norte. Foram localizadas obras consideradas desaparecidas, como o famoso "Baile na Roça", primeira tela do artista com temática nacional, pintada quando Portinari tinha apenas 20 anos. Esta obra esteve desaparecida por 56 anos, tendo o próprio pintor tentado reencontrá-la sem sucesso; também foi achada a primeira pintura a óleo de Portinari, até então desconhecida; assim como algumas obras julgadas destruídas por incêndio, como o "Chorinho", que pertencia à antiga Rádio Tupi do Rio de Janeiro, e que o PROJETO PORTINARI localizou em Portugal.
2. Catalogou mais de vinte mil documentos, entre cartas, recortes de periódicos, catálogos de exposições, fotografias de época, filmes e gravações, livros e textos, documentos pessoais do artista, etc.

O PROJETO PORTINARI tem hoje em seus arquivos mais de oito mil cartas, trocadas entre o pintor e contemporâneos ilustres, tais como os mencionados no início desta apresentação. Em seu programa de História Oral, já registrou 51 depoimentos (um dos quais com mais de sete horas de duração), totalizando mais de 100 horas de gravação.

3. Criou metodologia própria, na prática da execução dos trabalhos, formando os recursos humanos capacitados à sua criação e aplicação. Sua equipe conta hoje com uma historiadora da arte, uma documentalista, uma historiadora e uma socióloga, além de pequena infra-estrutura administrativa. Neste momento, encontram-se em curso pesquisas visando a criação de metodologia específica nas áreas de preservação fotográfica e de banco de dados manipulando texto e imagens.

O PROJETO PORTINARI tem merecido ampla cobertura na imprensa nacional e estrangeira, com mais de 60 artigos em periódicos que vão desde a "Gazeta de Muriaé" até ao "New York Times" pag

sando pelos principais jornais das grandes capitais brasileiras. Foi apresentado nas edições internacionais do "Correio da UNESCO", em 28 idiomas, que incluem desde o método braille até o chinês, passando pelo hindi, o árabe, o japonês, o grego, o búlgaro, etc.

Para realizar sua tarefa, o PROJETO PORTINARI contou com o apoio de várias instituições, além da FINEP, sua mantenedora:

1. a Casa de Rui Barbosa cedeu-lhe instalações durante os primeiros 18 meses, até sua mudança para o Solar Grandjean de Montigny, no campus da PUC/RJ;
2. a KODAK Brasileira, desde o início, cedeu todo o material fotográfico necessário (filme e reveladores, etc.);
3. a IBM do Brasil, que, doou recursos financeiros para complementar o custeio e a aquisição de equipamentos e material permanente;
4. a Fundação Roberto Marinho e a Rede Globo de Televisão, que apoiaram os trabalhos de localização das obras e do material documental, promovendo ampla campanha televisiva em rede nacional solicitando, ao longo de três anos e meio, a colaboração do público nesta tarefa. Foi também produzido um "Globo Repórter" sobre a vida e obra do pintor, com a assessoria direta da equipe do PROJETO PORTINARI: este programa, que atingiu mais de dez milhões de brasileiros, teve um papel fundamental na descoberta do "Baile na Roça". A Fundação Roberto Marinho também patrocinou, em sua sede à Casa do Bispo, a exposição "Arte Sacra - Portinari", lançando na mesma ocasião o livro homônimo, com texto de Alceu Amoroso Lima;
5. a FUNARTE patrocinou parte do Programa História Oral que o PROJETO PORTINARI vem desenvolvendo com a finalidade de registrar, ao vivo, testemunhos de contemporâneos do artista;
6. o Ministério das Relações Exteriores, que enviou circular a todas as Missões Diplomáticas no exterior, solicitando colaboração na localização das obras e do material documental;
7. a VARIG, que enviou telex a todas as suas agências no exterior, determinando que as mesmas apoiassem os trabalhos de localização das obras e do material documental, além de ceder passagens

para a realização das viagens da equipe do PROJETO PORTINARI que foi documentar "in loco" as obras localizadas.

II.2 Objetivos

O Brasil tem manifestado sua vontade de abordar o futuro de maneira própria, livre de várias formas de alienação que, geradas pelo mimetismo dos ideais, modos de vida e características de desenvolvimento de outras sociedades, tendem a desvitalizar o seu imenso potencial de originalidade.

O resgate, fortalecimento e preservação da identidade cultural brasileira é indiscutivelmente uma condição necessária para que o país possa tomar plena posse da construção de seu destino.

A história nos tem mostrado que as sociedades nas quais floresceu um notável desenvolvimento, inclusive tecnológico-científico, foram justamente aquelas que, conscientes de seu próprio movimento histórico, possuíam rica e marcante identidade cultural.

É portanto imprescindível exercer, em paralelo com as atividades da área de Ciência e Tecnologia propriamente ditas, uma ação cultural mais abrangente, que promova o crescimento do homem e amplie as suas possibilidades de explorar a própria liberdade.

A Arte, como expressão emergente do sentir coletivo, é um poderoso instrumento de ação cultural, essencial à vitalidade de qualquer sociedade. Ela sintetiza as atividades criadoras de um povo, suas formas de organização, seus costumes e tradições, suas crenças e provações, seu trabalho e seu lazer, seus sonhos e suas conquistas.

O PROJETO PORTINARI propõe uma contribuição efetiva a esta ação cultural, através de um trabalho cujo ponto de partida é a obra e vida de Candido Portinari, e sua interação com a evolução histórico-social brasileira. Isto porque Portinari é o artista que:

- retrata a terra e o povo brasileiros, legando ao país um importante acervo de pintura histórico-social;
- convivendo intensamente com os expoentes de sua geração nas mais diversas áreas - artes plásticas e arquitetura, literatura e música, educação, jornalismo e política - representa um fecundo

itinerário de acesso à história de uma época significativa da cultura nacional;

- tem importância nacional e internacional amplamente comprovada.

O PROJETO PORTINARI se desdobra em quatro programas básicos:

A. Programa Levantamento e Catalogação

Visa constituir o ARQUIVO CANDIDO PORTINARI, através da execução das seguintes tarefas:

- localizar, documentar e catalogar a totalidade da obra do artista;
- processar todo o material documental referente à sua obra, vida e época;
- registrar cerca de 100 depoimentos de contemporâneos, artistas e intelectuais, familiares e amigos, com a finalidade de configurar o universo da vida e época do artista.

B. Programa Pesquisa

Visa o desenvolvimento de quatro linhas de pesquisa, fundamentadas no ARQUIVO CANDIDO PORTINARI:

- pesquisa analítica de consolidação e aprofundamento dos parâmetros relativos a cada obra, estudada de per si (autenticidade, procedência, cronologia, exposições em que figurou, bibliografia, etc.);
- pesquisa visando a implantação do ARQUIVO CANDIDO PORTINARI como Banco de Dados computerizado;
- pesquisa de implementação de metodologia visando a preservação do acervo fotográfico do ARQUIVO CANDIDO PORTINARI.
- o Catálogo "Raisonné": "Candido Portinari: Obra Completa".

C. Programa Difusão

Visa utilizar o ARQUIVO CANDIDO PORTINARI na produção de instrumentos de difusão da obra do artista, como por exemplo:

- Exposições Itinerantes;
- publicações, filmes, audiovisuais, monografias, palestras, etc.

- pesquisas de síntese interpretativa, focalizando como um todo a obra do artista, sua vida e sua época;
- pesquisas e complementação da metodologia criada, incluindo sua divulgação.

D. Programa Fundação

Visa a criação do Centro Cultural Candido Portinari.

A palestra "PROJETO PORTINARI: Um Homem, Um Tempo, Uma Nação" tem sido apresentada (ver ANEXO) em diversas instituições, tais como:

1. Rio Datacentro (PUC/RJ) - 22.11.82 e 02.05.84
2. Departamento de Matemática (PUC/RJ)
3. Departamento de Física (PUC/RJ) - 09.12.82 e 17.03.83
4. Centro de Estudos de Sociologia e Antropologia Clínica, Rio de Janeiro - 23.01.83 e 08.04.83
5. Colégio São Vicente, Rio de Janeiro - 23.03.83 e 14.04.83
6. Colégio Espaço e Educação, Rio de Janeiro - 24.03.83
7. Departamento de Comunicação (PUC/RJ) - 20.04.83
8. Centro Científico da IBM, Brasília - 25.04.83
9. Escola Superior de Desenho Industrial - ESDI, Rio de Janeiro - 09.05.83
10. Instituto de Matemática Pura e Aplicada - IMPA, Rio de Janeiro - 10.05.83
11. Faculdade de Filosofia, Muriaé, Minas Gerais - 21.05.83
12. Laboratório de Computação Científica - LCC, Rio de Janeiro - 25.05.83
13. Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas - CBPF, Rio de Janeiro - 25.05.83
14. Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE/CNPq, São José dos Campos, São Paulo - 27.05.83
15. Financiadora de Estudos e Projetos - FINEP, Rio de Janeiro - 08.06.83
16. Departamento de História (PUC/RJ) - 29.06.83
17. 2º Simpósio Panamericano de Física (PUC/RJ) - 02.08.83
18. Instituto de Física da UFRJ - 16.08.83
19. Departamento de Informática (PUC/RJ) - 29.08.83
20. Letra Freudiana, Rio de Janeiro - 14.09.83
21. SERPRO, Ceará, Fortaleza - 30.09.83
22. UFRJ/Curso de Comunicação - 11.10.83
23. Faculdade de Engenharia/ADUNESP, Guaratinguetá, São Paulo - 17.10.83
24. AGROCERES/Casa da Cultura, Viçosa, Minas Gerais - 04.11.83

25. Departamento de Artes (PUC/RJ) - 24.11.83
26. 3º Colóquio Franco-Brasileiro de Física (PUC/RJ) - 08.12.83
27. Oficina Literária Afrânio Coutinho, Rio de Janeiro -
13.12.83
28. 36ª Reunião Anual da SBPC - Anfiteatro das Convenções
- USP - 07.07.84
29. IV Congresso da SBC (Sociedade Brasileira de Computação)
- Universidade Federal de Viçosa, Minas Gerais - 24.07.84
30. VII Reunião de Trabalho sobre Física Nuclear no Brasil -
Sociedade Brasileira de Física, Itatiaia, Rio de Janeiro
- 02.09.84

CONTRIBUIÇÕES

TRABALHOS EXPERIMENTAIS

ANÁLISE DE ELEMENTOS-TRAÇOS DE ALGUNS RADIONUCLÍDEOS
DE MEIA-VIDA CURTA NO MATERIAL PARTICULADO SUSPENSO
NA REPRESA DO FUNIL-REZENDE - RJ.

Márcia Maria Campos - Instituto de Radioproteção e Dosimetria-IRD/CNEN/RJ

J. L. S. Carvalho - Instituto de Radioproteção e Dosimetria-IRD/CNEN/RJ

Marina B. A. Vasconcellos - Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares-
IPEN/CNEN/SP.

Amostras de água foram coletadas em quatro postos distintos ao longo da Represa do Funil de maneira que pudessemos ter uma melhor representação da represa; e filtradas logo após a coleta em filtros de papel milipore de 0,45 µm de diâmetro. Os filtros foram irradiados com o material particulado (1) suspenso que ficou retido após a filtração. As irradiações foram em torno de 1:30 min num fluxo térmico de 10^{12} n/cm²/s, e o tempo de contagem foi em torno de 3 min. Foi possível determinar a concentração de 3 elementos (2) através da análise por ativação neutrônica instrumental. Os elementos determinados nos 4 postos foram: ⁵⁶Mn, ⁵²V, ²⁷Al.

A concentração desses elementos como podemos ver tabela anexa, varia consideravelmente de posto para posto. O que podemos notar através dos números obtidos e que as concentrações desses 3 elementos vão decrescendo do posto 1 para o posto 4, o que era de se esperar, pois a coleta foi do começo da represa para o final onde novamente a água vai desaguar no Rio Paraíba. O que notamos é que ao longo da represa vai havendo uma grande decantação do material poluente, e suas concentrações vão diminuindo abruptamente. O valor final do ⁵²V no posto 4 representa apenas 4,3 % do valor inicial e o valor final do ⁵⁶Mn representa apenas 2,1% do valor inicial, e o valor final do ²⁷Al representa apenas 3,6% do valor inicial. Esses dados nos fazem pensar na represa como se fosse um filtro de decantação onde o solo(sedimento) absorve grande parte da concentração inicial dos elementos.

ARTIGOS CITADOS:

1 - S. HABIB, M. J. MINSKI

Journal of Radioanalytical Chemistry, Vol 63, No. 2 (1981) 379 - 395

2 - G. BAUDIN

Journal of Radioanalytical Chemistry, Vol 37 (1977) - 119 - 139

	Posto 1	Posto 2	Posto 3	Posto 4
V(ppm)	776	363	110	33.4
Al (%)	80.3	39.4	10.1	2.92
Mn (%)	0,458	0,156	0,042	0,00962

"POSSIBILIDADE DA EXISTÊNCIA DE UMA COMPONENTE M1 NA FOTOFISSÃO DO ^{235}U "

Z. Carvalheiro, S. Simionatto, S. B. Herdade, J. D. T. Arruda Neto (Instituto de Física da Universidade de São Paulo)

Neste trabalho descreve-se pela primeira vez a observação de uma possível concentração de "strength" M1 em um núcleo actínido par-ímpar. Esse resultado foi obtido através da análise das componentes multipolares da fotofissão do ^{235}U , utilizando-se secções de choque de eletro e fotofissão.

As secções de choque de eletrofissão foram obtidas por meio da irradiação de um alvo de ^{235}U com o feixe de elétrons do Acelerador Linear do IFUSP, na faixa de energia entre 5.83 e 17.92 MeV.

O alvo foi obtido por empréstimo do "Lawrence Livermore National Laboratory" (LLNL), tendo sido preparado por evaporação a vácuo de urânio metálico (99,7% ^{235}U) sobre um substrato de titânio de 5 μm . A espessura de 211.0 ($\pm 2\%$) $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ foi determinada por processos convencionais de espectrometria alfa.

Utilizou-se lâminas de mica como detectores de fragmentos de fissão, segundo processo já descrito em outros trabalhos ⁽¹⁾.

A análise de dados, que emprega a técnica dos fótons virtuais ⁽²⁾, foi efetuada a partir da secção de choque absoluta de eletrofissão determinada da maneira descrita acima, juntamente com a secção de choque absoluta de fotofissão medida com fótons reais monocromáticos, obtidos por aniquilação em vôo de pósitrons no LLNL ⁽³⁾.

Determinou-se a "secção de choque de não dipolo" $\sigma_{r,f}^{ND}(\omega)$ de fotofissão do ^{235}U , onde estão contidas todas as multipolaridades permitidas pela cinemática da reação, exceto E1, conforme formalismo descrito na referência 1 (fig. 1).

Esse método não permite a distinção das componentes multipolares presentes na secção de choque de não dipolo, sendo que no caso dos núcleos par-par, a análise conjunta da distribuição angular dos fragmentos de fissão provê a separação da componente M1 ⁽⁴⁾. Isso não é possível para os núcleos par-ímpar, por apresentarem distribuições angulares de fragmentos de fissão quase totalmente isotrópicas.

No entanto, o "strength" concentrado entre 5.0 e 7.5 MeV (fig. 2) não pode ser atribuído a excitações E2, cujo pico aparece em 10.4 MeV, com uma área que exaure cerca de 80% de uma Regra da Soma Ponderada em Energia de E2.

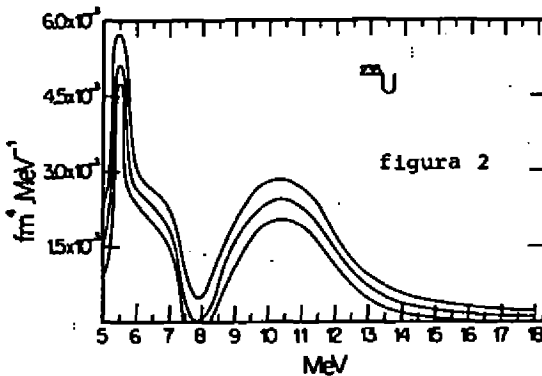
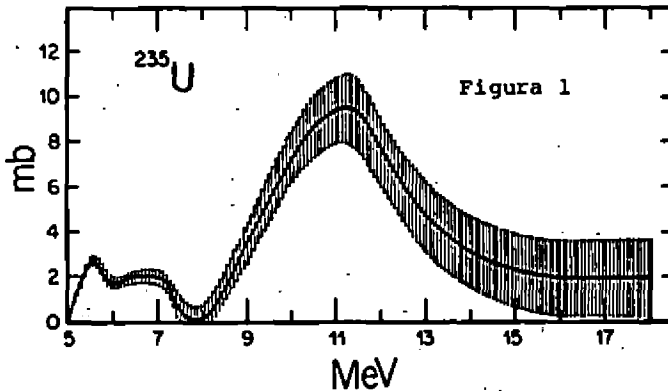
Atribuindo-se um caráter M1 ao "strength" contido na região entre 5.0 e 7.5 MeV, encontra-se uma intensidade correspondente a $11.0 \cdot \left(\frac{+2.4}{-3.3}\right) \mu_N^2$, onde μ_N é o magneton nuclear.

Tal resultado representaria um limite inferior, porque a análise reduziu-se a uma faixa restrita de energia (possivelmente o "strength" de M1 acha-se fragmentado nas energias mais altas (5)), e também porque só o M1 que decai por fissão teria sido detectado.

Essa intensidade de M1 para o ^{235}U estaria de acordo com a sistemática observada para os isótopos pares do urânio já estudados (5) e também com recente resultado obtido para o ^{233}U (6).

A concordância entre isótopos pares e ímpares pode ser explicada se su pusermos que a maior parte da contribuição ao "strength" total de M1 provém de transições coletivas dentro do caroço.

- (1) J.D.T.Arruda Neto, "Foto e Eletrofissão do ^{238}U " (Dissertação de Mestrado, IF-USP, 1974)
- (2) J.D.T.Arruda Neto et al., *Physical Review C* **18**, 863 (1978)
- (3) J.T. Caldwell et al., *Physical Review C* **21**, 1215 (1980)
- (4) J.D.T.Arruda Neto et al., *Nuclear Physics A* **389** (1982) 378-402
- (5) E.Wolyneć, "Excitações M1 nos núcleos", Preprint IFUSP/P-410, 1983
- (6) S.Simionatto, "Componentes de E1 e E2 na fotofissão do ^{233}U " (Dissertação de Mestrado, IF-USP, 1984).



Fátima Regina O. Dias, Silvio B. Herdade e J.D.T. Arruda Neto
 Instituto de Física da Universidade de São Paulo

A seção de choque de eletrofiissão é dada por:

$$\sigma_{e,f}(E_e) = \int_0^{E_e} \sigma_a^{\lambda L}(\omega) \frac{\Gamma_f}{\Gamma}(\omega) N^{\lambda L}(E_e, \omega, Z) \frac{d\omega}{\omega} \quad (1)$$

onde E_e é a energia dos elétrons, ω é a energia dos fótons (reais e virtuais), λL a multipolaridade da transição, $\sigma_a(\omega)$ a seção de choque de fotoabsorção nuclear, $\frac{\Gamma_f}{\Gamma}(\omega)$ a probabilidade de fissão, e $N(E_e, \omega, Z)$ espectros de fótons virtuais calculados em DWBA.

A figura 1 apresenta os dados experimentais para $\sigma_{e,f}(E_e)$ de ²⁰⁹Bi (1-4), e três curvas contínuas calculadas utilizando-se a expressão (1). Para todas as curvas foi utilizada a probabilidade de fissão dada por Turck et al. (1). Na curva (1), fizemos $\sigma_a^{\lambda L}(\omega) = \sigma_a^{E1}(\omega)$ representada por uma Lorentziana cujos parâmetros são dados na referência. Na curva (2), fizemos $\sigma_a(\omega) = \sigma_a^{E1}(\omega) + \sigma_a^{E2}(\omega)$, onde para $\sigma_a^{E2}(\omega)$ foi utilizada uma Breit-Wigner exaurido uma regra da soma $E2(T=1)$. Na curva (3) tomamos $\sigma_a(\omega) = \sigma_a^{E1}(\omega) + \sigma_a^{QDM}(\omega)$, onde $\sigma_a^{QDM}(\omega)$ calculada com base no modelo modificado do quase-deuteron de Levinger (QDM) (6) através da expressão:

$$\sigma_a^{QDM}(\omega) = 8 \left(\frac{NZ}{A} \right) e^{-60/\omega} \sigma_D(\omega) \quad (2)$$

onde $\sigma_D(\omega)$ é a seção de choque de fotodesintegração do deuteron. A curva (3) é a que melhor concorda com os dados experimentais.

Novos dados experimentais estão sendo obtidos na faixa 35-60 MeV no Acelerador Linear do IFUSP, e acima de 60 MeV no acelerador da Universidade de Tohoku, Sendai, Japão.

REFERÊNCIAS

- 1) D. Turck, W. Ziga and H.G. Clerc, Phys.Lett. 49B(1974) 335.
- 2) H. Ströher et al., Nucl.Phys. A419(1984) 295.
- 3) L.G. Moretto et al., Phys.Rev. 179(1969) 1176.
- 4) T.E. Drake, H.L. Pai and I.C. Nascimento, Nucl.Phys. A259(1976) 317.
- 5) B.L. Berman, "atlas of Photoneutron Cross Sections Obtained with Monoenergetic Photons", UCRL-78482(1976).
- 6) J.S. Levinger, Phys.Lett. 82B(1979) 181.

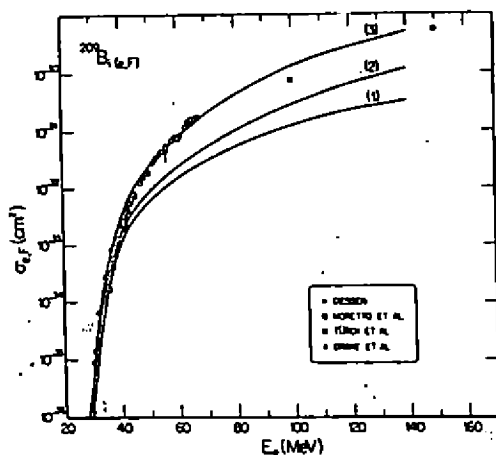


Figura 1

ASPECTOS DA ESTRUTURA DO ^{103}Ru

José Luciano M. Duarte, Lighia B. Horodyski-Matsushigue, Silvia Sirota, Thérèza Borello-Lewin e Olácio Dietzsch - IFUSP

Dentro de um programa de estudos dos isótopos de Ru, foi recentemente observada a reação $^{104}\text{Ru}(d,t)^{103}\text{Ru}$. Dêuterons de 16 MeV foram acelerados pelo Pelletron de São Paulo contra um alvo enriquecido em ^{104}Ru e os trítons emergentes foram, em 11 ângulos de espalhamento entre 8° e 46° , detetados em emul são nuclear, no plano focal de um espectrôgrafo magnético.

A resolução em energia obtida está entre 6 e 9 keV, tendo sido identificados, até o momento, cerca de 50 estados a baixo de 2,6 MeV de excitação. Destes, cerca de 30, com energias de excitação maiores do que 900 keV, foram pela primeira vez identificados por intermédio de reações de captura no ^{104}Ru .

As figuras 1 a 5 mostram exemplos das distribuições angulares experimentais, associadas aos diversos l , juntamente com o ajuste pelas previsões da ABOD (aprox. de Born com ondas distorcidas). A figura 6 apresenta as distribuições das intensidades espectroscópicas associadas aos diversos estados agru-

pados segundo $l=0,2,3$, ou 4 transferidos, abaixo de 1,25 MeV de excitação, notando-se que o maior fracionamento corresponde às contribuições de $l=2$. A excitação por intermédio de $l=3$, não pertencente a orbitais de valência, com intensidade espectroscópica apreciável, de um nível em 298 keV, revela comportamento semelhante ao ^{101}Ru , onde foi detetado em 596 keV⁽¹⁾. Foram observados a energias de excitação mais elevadas estados atingidos por $l=1$, com as maiores intensidades espectroscópicas concentradas ao redor de $\sim 2,3$ MeV. Novamente é ressaltado comportamento semelhante ao do ^{101}Ru , onde o estado mais intenso correspondente a $l=1$ foi detetado em 2,00 MeV de excitação. A observação de estados com componentes de buraco associadas a camadas aparentemente fechadas a baixa energia de excitação ($l=1$ e $l=3$) indicam a complexidade da estrutura dos núcleos de Ru.

1. Sampaio, F.C.; Duarte, J.L.M.; Horodynski-Matsushigue, L.B.; Borello-Lewin, T. e Dietzsch, O., Proc. Intern. Conf. on Nuclear Structure, Amsterdam, 1982. vol.1 p.54.

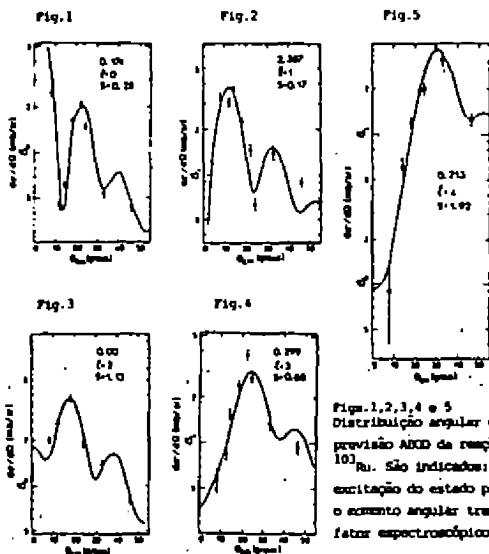


Fig. 1, 2, 3, 4 e 5
Distribuição angular experimental e previsão ABCD da reação $^{104}\text{Ru}(d,t)^{103}\text{Ru}$. São indicados: a energia de excitação do estado populado em MeV, o momento angular transferido l e o fator espectroscópico S .

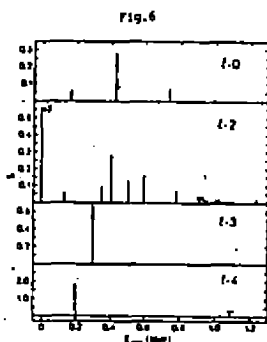


Fig. 6
Distribuições das intensidades espectroscópicas para os estados populados por transferência de $l=0, 2, 3$ e 4 na reação $^{104}\text{Ru}(d,t)^{103}\text{Ru}$.

IONIZAÇÃO DA CAMADA K NO REGIME ADIABÁTICO

N.V. de Castro Faria, F.L. Freire Jr., E.C. Montenegro, A.G. de Pinho, G.M. Sigaud e E.F. da Silveira

Depto. de Física, PUC/RJ

Medidas de razões de seções de choque de ionização de camadas internas obtidas com diferentes projéteis de igual velocidade permitem um teste bastante detalhado das correções que são normalmente incorporadas aos cálculos feitos com a aproximação de Born com ondas planas.

Estas correções se tornam particularmente importantes no regime adiabático quando podem alterar significativamente os valores previstos pela PWBA. Tradicionalmente três são as correções consideradas: o aumento da energia de ligação dos elétrons K devido à proximidade do projétil no momento da ionização, os efeitos relativísticos na função de onda eletrônica quando o número atômico do alvo é elevado e os efeitos de deflexão e aceleração do projétil no campo eletrostático do núcleo alvo. No regime extremo adiabático, devemos acrescentar a estas correções a inelasticidade do processo (quando a energia do projétil torna-se inferior a cerca de quinze vezes a energia de ligação do elétron K), a contribuição da componente de dipolo elétrico na transição do elétron K para o contínuo e um efeito correlato que é o recuo do núcleo alvo na colisão.

Para investigar diferentes aspectos do processo de ionização em baixas velocidades bombardeou-se W, Au e U com prótons, deuteron e partículas alfa medindo-se, sempre que possível, as seções de choque na mesma velocidade incidente. Foram utilizados alvos espessos, energias incidentes de 0,6 a 4,0 MeV e, conforme o caso, correntes de 20 a 600 nA. Como, nestes casos, a seção de choque é proporcional à derivada da curva de rendimento de produção de raios X, dY_X/dE , os pontos experimentais foram ajustados por uma curva analítica com quatro parâmetros.

Os resultados experimentais mais interessantes referem-se às razões σ_d/σ_p (ver figuras 1 e 2) que são um teste bastante severo para o fator coulombiano decorrente da repulsão entre os núcleos incidente e alvo. Verifica-se, inequivocamente, que o fator coulombiano proposto por Montenegro e de Pinho (1) é mais adequado que o de Basbas et al. (2). Além disso, é também evidente a necessidade de se incorporar os efeitos de inelasticidade do processo (3,4). Uma melhoria adicional no acordo experiência-teoria pode ser alcançada considerando os efeitos combinados de dipolo-recuo (5) embora, neste caso, não sejam possíveis ainda cálculos detalhados. As figuras apresentadas mostram as seções σ_d/σ_p medidas e os seguintes resultados teóricos: i) PWBA com correções relativística (6), de energia de ligação (2) e coulombiana segundo Montenegro e de Pinho (curva cheia), ii) PWBA com correções relativística, de energia de ligação, coulombiana e efeitos inelásticos segundo Basbas et al. (curva traço-ponto), iii) 1-

dem, segundo Montenegro e de Pinho (curva tracejada). Nestas razões as correções da energia de ligação e relativística praticamente se cancelam sendo pois extremamente sensíveis à forma do fator coulombiano e aos efeitos inelásticos. O efeito de dipolo tende a fazer baixar a curva tracejada.

As seções de choque absolutas cobrem um intervalo de 4 décadas. Parte dos resultados já se encontra publicada (7).

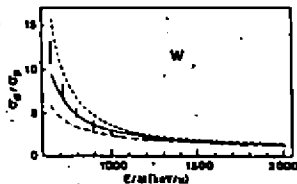


Figure 1

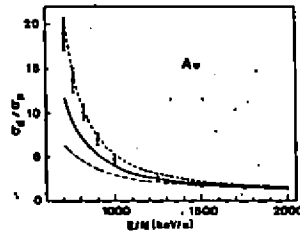


Figure 2

- 1 - Montenegro E.C. e de Pinho A.G., J. Phys. B 15 1521 (1982).
- 2 - Basbas G. et al., Phys. Rev. A 7 983 (1973).
- 3 - Benka O e Kropf A, At. Data Nucl. Data Tables 22, 218 (1978).
- 4 - Montenegro E.C., de Pinho A.G. e Barros Leite C.V., J. Phys. B 14 1591 (1981).
- 5 - Graue A. et al., Scientific Report 144, University of Bergen (1984).
- 6 - Brandt W e Lapicki G, Phys. Rev. A 20 465 (1979).
- 7 - de Castro Faria et al., J. Phys. B 17 27 (1984).

ESTADOS EXCITADOS DO ^{94}Zr NA REAÇÃO $^{94}\text{Zr}(d,d')^{94}\text{Zr}^*$ a 15.5 MeV

E.Frota-Pessôa e S.Joffily
Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Resultados prévios do estudo dos estados excitados do ^{94}Zr até aproximadamente 2.8 MeV são apresentados nesta comunicação. Níveis de maior excitação estão sendo analisados.

A energia dos deuterons incidentes é de 15.5 MeV e foram acelerados no Pelletron da USP. Os deuterons emergentes são analisados por um espectrógrafo magnético e detectados em emulsão nuclear. A resolução em energia é de 11 KeV. As energias são calculadas usando

do o programa "SPECTRE"⁽¹⁾ adaptado ao espectrógrafo da USP. Toma mos como energia de referência a do primeiro nível excitado conhecido: 918.24 ± 0.23 KeV. Para os cinco ângulos de que dispomos (25° , 30° , 34° , 52° e 60°) o afastamento médio da energia média varia entre 0.2 KeV e 3.2 KeV. Foi usado o método de soma⁽²⁾ para a observação de níveis fracamente excitados.

Para a determinação do momentum angular total (J), da paridade (π) e do fator de deformação (β_L) do núcleo excitado usamos o programa DWUCK⁽³⁾ com o fator de forma do modelo coletivo.

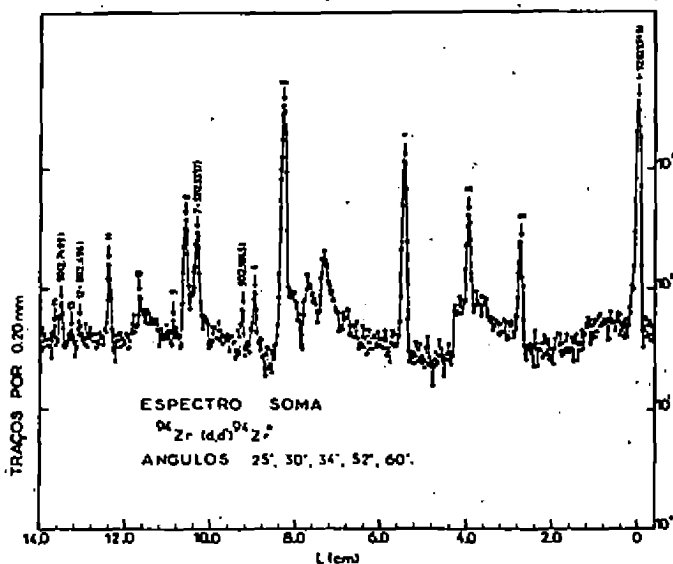
Na tabela I damos, além dos valores acima mencionados, as energias já obtidas em $^{94}\text{Zr}(d,d')^{94}\text{Zr}^*$ anteriormente⁽⁴⁾, as energias adotadas⁽⁵⁾, a secção de choque para o ângulo que corresponde na distribuição angular o primeiro máximo depois de 20° ou, no caso em que mais de dois valores de ℓ são compatíveis com os pontos experimentais, a secção de choque máxima encontrada.

Dos catorze níveis encontrados sete não aparecem em reação $^{94}\text{Zr}(d,d')^{94}\text{Zr}^*$ anteriores. Destes sete dois aparecem em outras reações e cinco são níveis novos de baixa secção de choque.

TABELA I

PICO	PRESENTE TRABALHO				JOLLY et al ⁽⁴⁾		NÍVEIS ADOTADOS ⁽⁵⁾	
	Ex (MeV)	J ^π	($d\sigma/d\Omega$) _{max} (mb/sr)	$\beta_L^2 \times 100$	Ex (MeV)	π	Ex (MeV)	J ^π
1	0.91824	2 ⁺	3.167	1.378	0.92	+	0918.24 ± 0.23	2 ⁺
2	1.299		0.117		1.31	-	1299.99 ± 0.29	0 ⁺
3	1.467	3 ⁺ ou 4 ⁺	0.280 ou 0.328	0.329 ou 0.475	1.47	-	1468.34 ± 0.33	4 ⁺
		2 ⁺	1.196	0.598				
5	2.054	3 ⁺	2.989	3.882	2.06	-	2057.36 ± 0.42	3 ⁺
6	2.149		0.055				2151.02 ± 0.42	2 ⁺
7	2.527	3 ⁺	0.155	8.207			2336	
8	2.363	2 ⁺	0.253	0.149	2.35	+	2365.5	2 ⁺
9	2.401		0.015					
10	2.505		0.015					
11	2.602	5 ⁺	0.081	0.212	2.60	-	2.605 ± 10	5 ⁺
12	(2.696)		0.013					
13	(2.718)		0.008					
14	(2.768)		0.007					

O espectro soma, onde são assinalados os níveis encontrados, aparece na figura 1.



As chapas estudadas foram cedidas por O.Dietzch a quem a agradecemos.

- (1) V.B.Moorhead e R.A.Mayer: Universidade de Pittsburgh - Computer code SPECTRE (não publicado).
- (2) E.Frota-Pessôa - Il Nuovo Cimento 77 A, 369 (1983)
- (3) P.D.Kunz: Universidade do Colorado - Distorted - wave Born approximation computer code DWUCK and instructions (não publicado).
- (4) R.K.Jolly, E.K. Lin e B.L.Cohen, Phys.Rev. 128. 2292 (1962).
- (5) D.C.Kocher - Nuclear Data Sheets 10, 241 (1973).

UM ESTUDO DE INTERAÇÃO ENTRE OS NÚCLEOS DE MASSAS PRÓXIMAS

Kiyomi Koide, Lillian B. C. W. de Faro, Olavo T. Ito e Olácio Dietzsch.

(Instituto de Física da Universidade de São Paulo)

e

Hélio Takai e Antônio Bairro Nuevo Jr.

(Instituto de Física da Universidade Fed. do Rio de Janeiro)

Prosseguindo as experiências anteriormente descritas^{1,2}, obtivemos as distribuições angulares completas e detalhadas ($20^{\circ} < \theta < 176^{\circ}$) do espalhamento elástico para os sistemas $^{10}\text{B}+^{14}\text{N}$ e $^{10}\text{B}+^{16}\text{O}$ para energias de bombardeio de $E_{\text{Lab}}(^{14}\text{N})=38.1, 42, 50$ Mev e $E_{\text{Lab}}(^{16}\text{O})=36.6, 42$ e 48.5 Mev.

As distribuições angulares elásticas obtidas (Fig. 1 e 2) apresentam estruturas e crescimentos de secções de choque a ângulos traseiros para ambos os sistemas. O modelo optico usual só consegue reproduzir as secções de choque a ângulos dianteiros.

O período angular de oscilação na secção de choque a ângulos traseiros diminui com o aumento de energia e não há uma diferença marcante nas distribuições angulares entre os sistemas $^{10}\text{B}+^{14}\text{N}$ e $^{10}\text{B}+^{16}\text{O}$.

É possível que a transferência elástica⁵ de em uma e tapa explique a distribuição angular para o sistema $^{10}\text{B}+^{14}\text{N}$, mas para o outro sistema influência de processos de várias etapas poderão influenciar o resultado. Os canais de transferência e os canais inelásticos com secção de choque comparável ao elástico a ângulos traseiros como $^{10}\text{B}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{14}\text{N}$ e $^{10}\text{B}(^{14}\text{N}, ^{12}\text{C})^{12}\text{C}$ observados na experiência podem interferir com os resultados.

No presente momento os dados estão sendo reduzidos a sua forma final e encontra-se em início a análise dos mesmos com a implantação dos programs de análise.

Referencias

- 1- Reunião anual da SBPC
- 2- Reunião de Trabalhos em Física Nuclear - Itatiaia (1983)
- 3- K. Koide, A. Bairro Nuevo Jr., H. Takai, B. Marechal e O. Dietzsch.
- 4- L. B. C. W. de Faro - SBPC (1984)
- 5- W. von Oertzen e H. G. Bohlen Phys. Rep 19 (1975) 1
- 6- H. D. Hehl tese (1969), - Erlangen

Trabalho parcialmente financiado pela FAPESP, FINEP e CNPq.

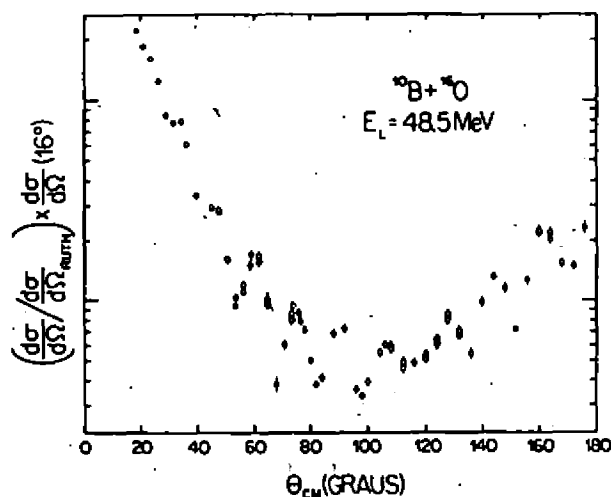
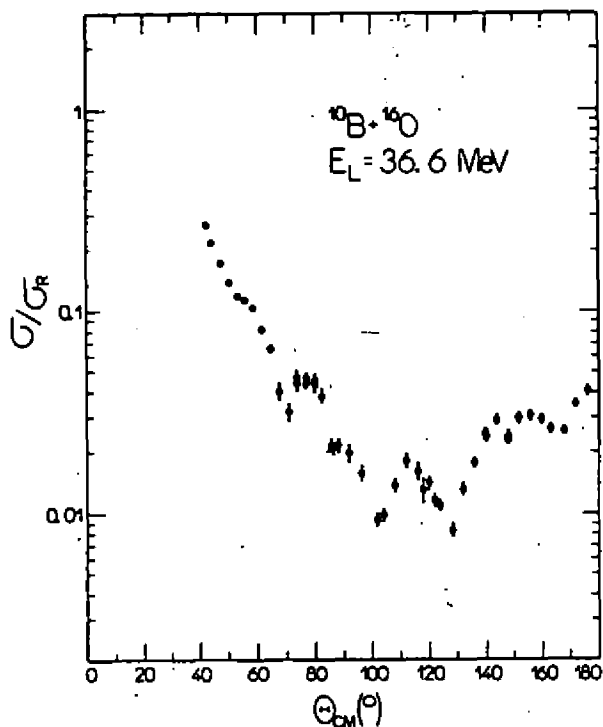


FIG 1.

FIG. 1 - DISTRIBUIÇÃO ANGULAR DE SISTEMA $^{10}\text{B} + ^{16}\text{O}$.
Os resultados a 42 Mev estão em fase de redução.

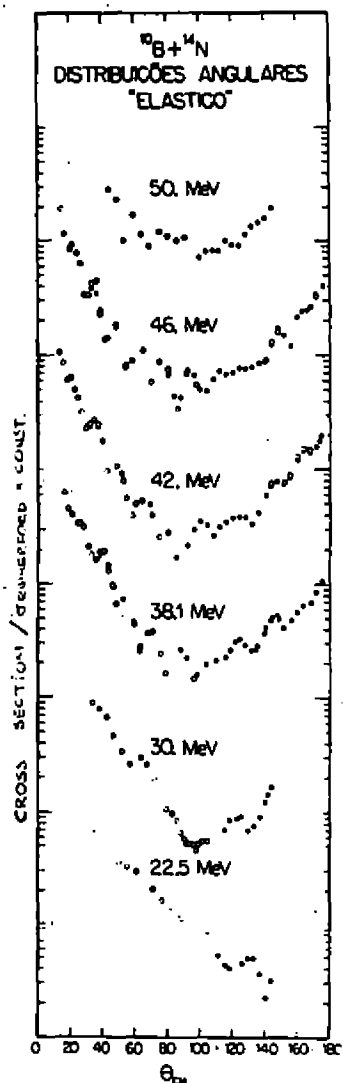


FIG 2

FIG. 2 - DISTRIBUIÇÃO ANGULAR DE SISTEMA $^{10}\text{B} + ^{14}\text{N}$.
Os resultados a 22,5 e 30mev foram obtidos da referência (6).

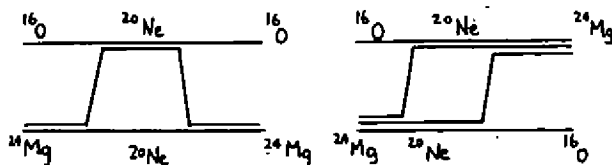
ESPALHAMENTO ELÁSTICO E REAÇÕES DE TRANSFERÊNCIA ALFA EM ÂNGULOS TRASEIROS

R. Lichtenthäler FQ**, A. Lépine-Szily, O. Portezan FQ*, A. C. C. Villari*, M. A. G. Fernandes e V. H. Rotberg

O espalhamento elástico entre núcleos de massas intermediárias ($12 < A < 40$) em energias acima da barreira Coulombiana ($E \approx 1,5 E_B$) apresenta oscilações na distribuição angular em ângulos intermediários com subida da secção de choque em ângulos traseiros. Também as reações de transferência alfa para estes sistemas têm distribuição angular oscilatória com subida da secção de choque em ângulos traseiros.

Neste trabalho pretendemos interpretar este comportamento no espalhamento elástico e na transferência α como proveniente do efeito de processos de 2a. e 3a. ordem tipo transferência ida e volta de partículas alfa e transferência consecutiva de 2 ou mais partículas alfa entre alvo e projétil.

Para o sistema $^{16}\text{O} + ^{24}\text{Mg}$ foi medido o espalhamento elástico e a reação $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}$ em $E_{\text{LAB}} = 46.3 \text{ MeV}^{1)}$. Estamos medindo a reação $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}$ na mesma energia. Este canal é importante pois permite o aparecimento de 2 tipos de processos conforme mostrado abaixo.



A reação $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne})^{20}\text{Ne}$ foi medida na faixa angular $40^\circ \leq \theta_{\text{CM}} \leq 100^\circ$ e apresenta distribuição angular simétrica em torno de $\theta_{\text{CM}} = 90^\circ$.

REFERÊNCIA:

1. M. Paul, S.J. Sanders et al. - Phys.Rev. C21 (1980) 1802.

* FAPESP

** CNPq

Maria Cândida P. Martins, J.D.T. Arruda Neto, Silvio Luís Paschoal e Silvio B. Herdade (Instituto de Física, USP)

A seção de choque de fissão induzida por "bremsstrahlung" é dada pela expressão:

$$\sigma_{B,f}(E_e) = \int_0^{E_e} \sigma_{\gamma,f}(\omega) N^B(E_e, \omega) d\omega \quad (1)$$

onde E_e é a energia dos elétrons incidentes no radiador, ω é a energia dos fótons, $\sigma_{\gamma,f}(\omega)$ é a seção de choque de fotofissão e $N^B(E_e, \omega)$ é o espectro de "bremsstrahlung".

Na Figura 1, os círculos com barras de erro correspondem a $\sigma_{B,f}(E_e)$ do ^{237}Np medida no Acelerador Linear do IFUSP, utilizando-se um alvo de $(705 \pm 6) \mu\text{g}/\text{cm}^2$, radiadores de cobre, e lâminas de mica como detectores de fragmentos de fissão⁽¹⁾. A curva contínua corresponde a $\sigma_{\gamma,f}(\omega)$ medida com fótons monocromáticos em Livermore⁽²⁾, integrada no espectro de "bremsstrahlung". Os dados de Livermore foram extrapolados de 20 até 60 MeV por meio de uma Lorentziana que representa a ressonância gigante de dipolo elétrico (RGD), cujos parâmetros são dados na referência 2. Observa-se uma discrepância entre os nossos dados e a curva contínua acima de ~ 20 MeV, sugerindo uma contribuição adicional do processo do quase-deuteron.

Os dados da Figura 1 são repetidos na parte superior da Figura 2, no intervalo 20-60 MeV. Na parte inferior da Figura 2, os dados com barras de erro correspondem à diferença $\sigma_{B,f}^{\text{exp}}(E_e) - \sigma_{B,f}^{\text{RGD}}(E_e)$ obtida a partir dos dados da parte superior. As curvas contínuas foram calculadas com base no modelo modificado do quase-deuteron de Levinger⁽³⁾, através da expressão:

$$\sigma_{B,f}^{\text{MQD}}(E_e) = \langle P_f \rangle \frac{8NZ}{A} \int_0^{E_e} e^{-60/\omega} \sigma_D(\omega) N^B(E_e, \omega) d\omega \quad (2)$$

onde $\langle P_f \rangle$ é uma probabilidade de fissão média no intervalo 20-60 MeV e $\sigma_D(\omega)$ é a seção de choque de fotodesintegração do deuteron. As duas curvas correspondem a $\langle P_f \rangle = 1$ e 0,5.

Apesar das grandes incertezas experimentais verificamos que, pelo menos na região 48-60 MeV onde a diferença $\sigma_{B,f}^{\text{exp}} - \sigma_{B,f}^{\text{RGD}}$ é maior, o modelo modificado do quase-deuteron (MQD) descreve razoavelmente bem os resultados obtidos.

REFERÊNCIAS

- 1) J.D.T. Arruda Neto, S.B. Herdade, B.S. Bhandari, and I.C. Nascimento, Phys.Rev. C14 (1976) 1499.
- 2) B.L. Berman, "Atlas of Photoneutron Cross Sections Obtained with Monoenergetic Photons", UCRL-78482(1976).
- 3) J.S. Levinger, Phys.Lett. 82B(1979)181.

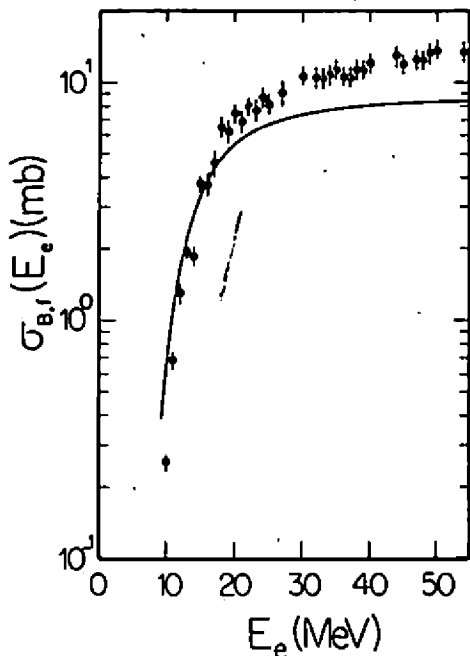


Figura 1

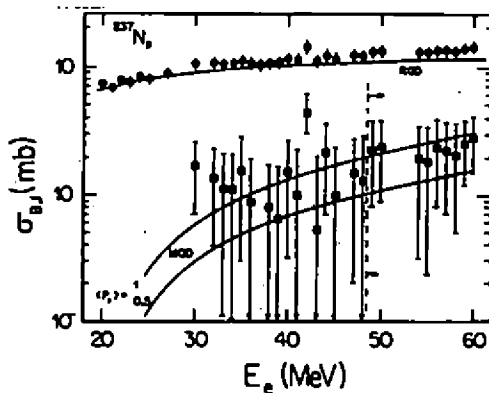


Figura 2

TESTE EXPERIMENTAL DO ESPECTRO DE BREMSSTRAHLUNG

M.N. Martins e E. Wolynech (IFUSP) e E. Hayward,

X. Marayama, F. Schima e G. Lamaze (NBS)

A seção de choque da reação ${}^{63}\text{Cu}(e,n)$ foi medida no Laboratório do Acelerador Linear do IFUSP (LAL) e também no National Bureau of Standards (NBS). As medidas do LAL, realizadas entre 13 e 30 MeV, a intervalos de 1 MeV, foram relativas e posteriormente normalizadas em relação às medidas absolutas feitas no NBS, que abrangem a região de energia entre 20 e 60 MeV. Nesse laboratório medimos, também, a taxa de produção de fotodesintegração produzida por bremsstrahlung, usando quatro diferentes radiadores (cobre, molibidênio, tântalo e tório), colocados imediatamente antes do alvo para produzir os fótons.

Os resultados obtidos são mostrados nas figuras 1: medidas de eletrodesintegração; 2: medidas de eletro + fotodesintegração com radiadores de cobre (a), molibidênio (b), tântalo (c) e tório (d).

A seção de choque de eletrodesintegração e as de eletro + fotodesintegração obtidas com os 4 radiadores foram ajustadas simultaneamente. Para a seção de choque de eletrodesintegração foram utilizados os espectros de fótons virtuais calculadas em DWBA e para as seções de choque de eletro + fotodesintegração foram usados os espectros de Schiff, Davies-Bethe-Maximon (DBM) e Seltzer. Os ajustes obtidos utilizando Schiff são inadequados em toda a escala de energia desta experiência e os obtidos utilizando DBM são inadequados para energias de elétrons abaixo de 30 MeV. As curvas mostradas na Fig. 2 referem-se ao melhor ajuste que é obtido utilizando-se Seltzer. A Tabela I dá um resumo dos ajustes obtidos.

TABELA I

Espectro de Bremsstrahlung	Seção de choque (γ,n) integrada (MeV.mb)	reduzido (60 graus de liberdade)
SELTZER	529 ± 24	1.13
DBM	518 ± 24	1.49
SCHIFF	502 ± 23	1.76

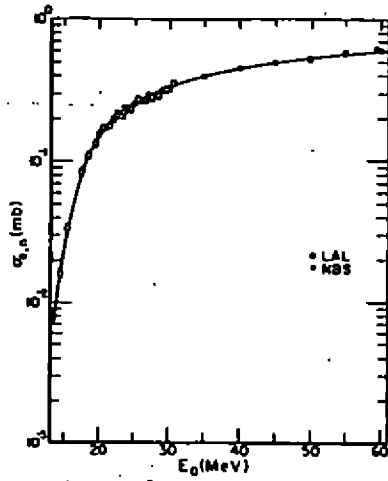


Figura 1

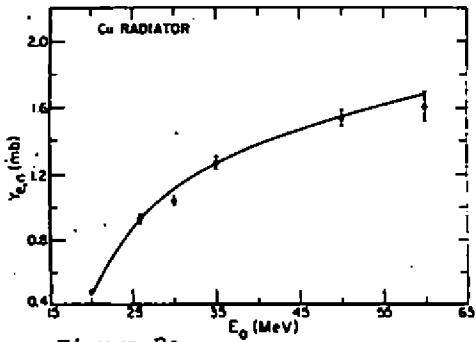


Figura 2a

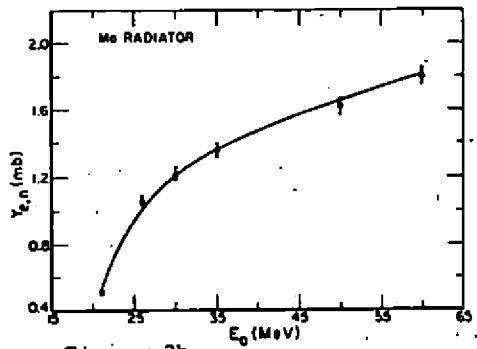


Figura 2b

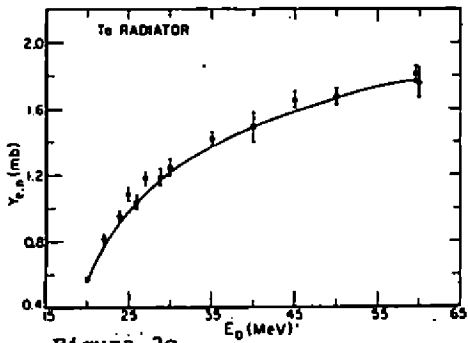


Figura 2c

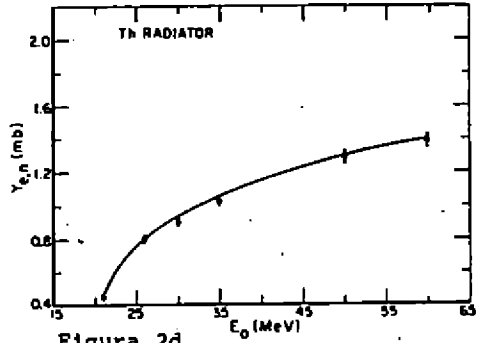


Figura 2d

CORRELAÇÃO ANGULAR γ - γ PARA TRANSIÇÕES EM ^{81}Br e ^{83}Br

Renato Matheus[†] e R.N.Saxena

IPEN/CNEN - São Paulo

Medidas de correlação angular γ - γ foram feitas para transições gama em núcleos de ^{81}Br e ^{83}Br a partir do decaimento beta do ^{81}Se ($T_{1/2} = 18,6$ min)⁸ e ^{83}Se ($T_{1/2} = 22,6$ min)^{2,4,5} utilizando-se um espectrômetro com detectores de Ge(Li) e Ge hiperpuro ou com Ge(Li)-NaI(Tl). As fontes radioativas foram produzidas irradiando-se com neutrons no reator IEA-R1, selenio metálico (natural) para obtenção de ^{81}Se e selenio metálico (enriquecido a 90% em ^{82}Se) para obtenção de ^{83}Se . As medidas foram realizadas para as cascatas gama 552-276 keV e 290-276 keV no ^{81}Br e as cascatas gama 225-(510)-356 keV, 510-356 keV, 572-(510)-356 keV, 718-(225)-(510)-356 keV, 1064-356 keV, 718-225 keV, 718-(225)-510 keV, 836-718 keV, 718-(225)-866 keV, 883-718 keV e 1895-799 keV no ^{83}Br . Os dados foram analisados em termos de spins dos níveis excitados e as misturas multipolares para as transições gama envolvidas em ambos os núcleos. A tabela 1 apresenta os resultados para o núcleo do ^{81}Br e as tabelas 2 e 3 mostram os resultados para o núcleo do ^{83}Br ; sendo que na tabela 2 estão aqueles resultados obtidos com os detectores Ge(Li)-Ge hiperpuro (medidas com 2 ângulos) e na tabela 3 estão os resultados das medidas com os detectores Ge(Li)-NaI(Tl) (medidas com 4 ângulos).

Os resultados experimentais estão sendo analisados em termos do modelo de partícula simples e também em termos do modelo de acoplamento de um vibrador com uma quase-partícula.^{1,3,6,7}

CASCATA (keV)	JANELA (keV)	A ₂₂	A ₄₄	SEQ. SPIN	TRAN. HIST. (keV)	δ (SS/MI)
290-276	276	-0,012 ^{±0,010} 0,005 ^{±0,007}	0,019 ^{±0,015} -	γ - γ - γ	276	-5,79 ^{±0,50} 0,22 ^{±0,01}
					290	-0,250 ^{±0,018} 0,124 ^{±0,50}
290-276	276	0,015 ^{±0,010}	-0,019 ^{±0,014}	γ - γ - γ	276	-0,52 ^{±0,40} 0,261 ^{±0,023}
					290	-0,044 ^{±0,038} 0,261 ^{±0,023}
					358	0,0014 ^{±0,15} 0,203 ^{±0,034}
552-276	276	0,018 ^{±0,014} 0,064 ^{±0,029}	-0,040 ^{±0,055} -	γ - γ - γ	276	-9,77 ^{±1,50} 0,203 ^{±0,034}

TABELA 1. Resultados das medidas no núcleo do ^{81}Br com detectores de Ge(Li)-NaI(Tl); (a)-medidas com 2 ângulos com os detectores Ge(Li)-Ge hiperpuro.

† FAPESP

CASCATA (keV)	JANELA (keV)	A ₂₂	SEQ. SPIN	TRAN. MIST. (keV)	δ (E2/M1)
510-356	356	0,004 [±] 0,014	7/2-5/2-3/2	510	27,27 [±] 0,26
225(510)356	356	-0,031 [±] 0,012	9/2-7/2-5/2-3/2	225	-0,0013 [±] 0,041
718(225)510	718	0,034 [±] 0,034	7/2-9/2-7/2-5/2	718	-7,8 [±] 2,6
718-225	718	-0,017 [±] 0,021	7/2-9/2-7/2	718	-51 [±] 31
718(225)- (510)356	356	-0,047 [±] 0,026	7/2-9/2-7/2-5/2-3/2	718	-0,026 [±] 0,074 ou 7 [±] 4
572(510)356	356	-0,022 [±] 0,046	5/2-7/2-5/2-3/2	572	-0,114 [±] 0,018 ou 10,2 [±] 1,8
			7/2-7/2-5/2-3/2	572	0,645 [±] 0,084 ou -6,1 [±] 1,4
			9/2-7/2-5/2-3/2	572	7,9 [±] 1,5 ou 0,029 [±] 0,024
836-718	718	0,109 [±] 0,054 ^a	-	-	-
883-718	718	0,060 [±] 0,068 ^a	-	-	-
1064-356	356	0,158 [±] 0,060 ^a	-	-	-

TABELA 2. Resultados das medidas no núcleo do ⁸³Br com detectores de Ge(Li)-Ge hiperpuro; (a)-resultados apresentados apenas para comparação com as medidas com detectores Ge(Li)-NaI(Tl).

CASCATA (keV)	JANELA (keV)	A ₂₂	A ₄₄	SEQ. SPIN	TRAN. MIST. (keV)	δ (E2/M1)
1064-356	356	0,111 [±] 0,048	0,040 [±] 0,080	5/2-5/2-3/2	1064	-0,045 [±] 0,095
				7/2-5/2-3/2	356	0,368 [±] 0,035
					1064	2,29 [±] 0,23
					356	0,494 [±] 0,070
718(225)- 866	718	0,246 [±] 0,043	-0,047 [±] 0,071	7/2-9/2-7/2- 5/2	718	-8,1 [±] 2,6
					866	0,31 [±] 0,18
836-718	718	0,133 [±] 0,030	0,003 [±] 0,050	7/2-7/2-9/2	718	-8,1 [±] 2,6
					836	2 [±] 8
				9/2-7/2-9/2	718	-8,1 [±] 2,6
					836	-1,09 [±] 0,30
883-718	718	0,121 [±] 0,038	-0,041 [±] 0,063	7/2-7/2-9/2	718	-8,1 [±] 2,6
					883	2 [±] 9
1895-799	1895	0,169 [±] 0,029	-0,094 [±] 0,049	7/2-5/2-3/2	1895	-8,6 [±] 2,7 ou 28,259 [±] 0,056
					799	-0,004 [±] 0,029

TABELA 3. Resultados para as medidas no núcleo do ⁸³Br com detectores Ge(Li)-NaI(Tl).

Referências

1. Chopra, R.C.: Z.Physik 260, 315(1973)
2. Fettweis, P.; Sadasivan, S.: Z.Physik 263, 99(1973)
3. Houdayer, A.; Mark, S.; Kitching, J.; Paradellis, T.: Phys.Fenn. 2, 85(1974)
4. Kracíková, T.I.; Procházka, I.: Czech.J.Phys. B24, 852(1974)
5. Marlow, K.W.; Waggoner, M.A.: Phys.Rev. 163, 1098(1967)
6. Mitroshin, V.E.; Nemashkalo, B.A.; Chirt, V.K.: Bull.Acad.Sci.USSR (Phys.Ser) 46, n^o 5, 877(1982)
7. Stewart, K.W.C.; Castel, B.: J.Phys. A3, 390(1970)
8. Zoller, W.H.; Walters, W.B.: Phys.Rev. 185, 1541(1969)

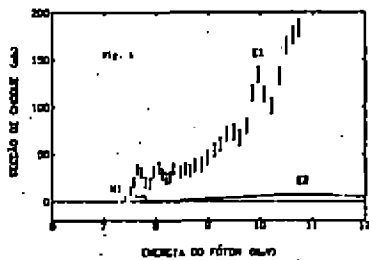
Y. Miyao, P. Gouffon, E. Wolyneć, M.N. Martins, V.A. Serrão,
A.R.V. Martinez e M.I.C. Cataldi (IPUSP)

Estamos medindo a secção de choque de eletrodesintegração nuclear do ^{208}Pb por emissão de um ou mais neutrons, com o objetivo de verificar se nesse núcleo existe ou não uma quantidade significativa da secção de choque de fotodesintegração associada à ressonância gigante de dipolo magnético (RGMI), acima de 7,8 MeV. Esse estudo é importante porque outras experiências realizadas até o momento não são conclusivas na determinação da quantidade precisa de $M1_{\gamma,n}$ existente no ^{208}Pb em energias acima desse valor. Até o presente, o M1 observado no ^{208}Pb está distribuído em 35 níveis entre 7,35 e 7,82 MeV com $B(M1)_{\uparrow} = 8,5 \mu_0^2$.

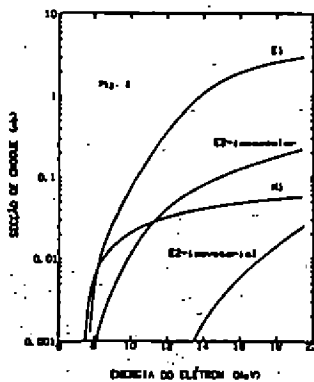
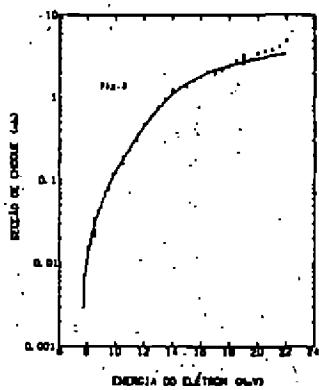
A Fig. 1 mostra a secção de choque (γ, n) do ^{208}Pb e as secções de choque de fotodesintegração dos modos de M1 e isoescalar E2. Nessa figura o M1 corresponde a um $B(M1)$ de $8,5 \mu_0^2$ e o E2 esgota uma regra da soma isoescalar. Essa figura ilustra a impossibilidade de se separar os modos M1 e/ou E2 do dominante modo E1.

Na Fig. 2 mostramos as secções de choque de eletrodesintegração previstas teoricamente a partir das secções de choque mostradas na Fig. 1. As experiências de eletrodesintegração nuclear são extremamente sensíveis à excitação da RGMI, num intervalo de energia de 2 a 3 MeV acima do limiar de emissão de partículas (que para o ^{208}Pb vale 7,4 MeV).

A Fig. 3 mostra os nossos resultados experimentais para a secção de choque $(e, n) + 2(e, 2n)$ no ^{208}Pb . A curva cheia representa o melhor ajuste obtido. Esse ajuste requer uma componente E2 isoescalar que esgota 80% da regra da soma ponderada em energia e uma excitação M1, localizada entre 7,4 e 9,5 MeV, com $B(M1) = 38\mu_0^2$. É impossível ajustar os resultados experimentais com $B(M1) = 8,5\mu_0^2$, bem como com intensidade M1 localizada apenas entre 7,4 e 7,8 MeV. Para se conseguir um ajuste aceitável na região de baixa energia, é necessário estender a localização do M1 até pelo menos 9 MeV.



23



ELETROFISSÃO DO ^{237}Np

S.L. Paschoal, S.B. Herdade, J.D.T. Arruda Neto, M.C.P. Martins (IFUSP)

O trabalho proposto tem como objetivos principais determinar os parâmetros (posição do pico, largura e intensidade) e a probabilidade de fissão da Ressonância Gigante de Quadrupolo Elétrico Isoescalar (RGQ) no ^{237}Np . Para tanto obtivemos a seção de choque de eletrofissão, utilizando o feixe de elétrons do Acelerador Linear do IFUSP, na região de 6,0 a 60,0 MeV, que conjuntamente com a seção de choque de fotofissão (medida de 6-20 MeV, com fótons monocromáticos, em Saclay e Livermore⁽¹⁾) e o método dos fótons virtuais calculado em DWBA, possibilitará utilizar uma técnica desenvolvida originalmente pelo grupo de Eletro e Fotofissão do IFUSP⁽²⁾ que, basicamente, consiste em analisar as componentes multipolares da seção de choque de eletrofissão, segundo o formalismo:

$$\Delta\sigma_{e,f}(E) \equiv \sigma_{e,f}(E) - \sigma_{e,f}^*(E) \equiv \sigma_{e,f}(E) - k \int_0^E \sigma_{\gamma,f}(\omega) N^{E1}(\omega, E) \frac{d\omega}{\omega} =$$

$$= k \int \sigma_{\gamma,f}(\text{ad}, \omega) \left| N^{E2}(\omega, E) - N^{E1}(\omega, E) \right| \frac{d\omega}{\omega}$$

$$\sigma_{\gamma,f}(\text{ad}, \omega) = \sigma_{\gamma,f}(E2, \omega) + F(\omega) \sigma_{\gamma,f}(M1, \omega); \quad F(\omega) = \frac{N^{M1}(\omega, E)}{N^{E2}(\omega, E)}$$

onde: - $\sigma_{e,f}(E)$ é a seção de choque de eletrofissão medida no Laboratório do Acelerador Linear do IFUSP.

- $\sigma_{\gamma,f}(\omega)$ é a seção de choque de fotofissão medida no Laboratório de Livermore.

- k é a constante de normalização entre as medidas dos dois laboratórios.

- N^{E1} , N^{E2} e N^{M1} são, respectivamente, os espectros de fótons virtuais de dipolo elétrico, quadrupolo elétrico e dipolo magnético.

Está implícito nesta formulação que somente as transições E1, E2 e M1 são as componentes mais importantes em $\sigma_{\gamma,f}(\omega)$ no tipo de cinemática de reação utilizada.

Dessa forma, com base nas previsões teóricas e nas medidas de "yields" do ^{237}Np , pretende-se avaliar a componente M1 e assim obter a componente de quadrupolo elétrico na seção de choque de fotofissão ($\sigma_{\gamma,f}(E2, \omega)$) que é o principal objetivo deste trabalho.

Para tanto, além das seções de choque de eletrofissão do Neptúncio (gráfico 1), fizemos medidas da espessura dos alvos de Neptúncio através de um sistema convencional de espectrometria alfa, já que o Neptúncio é um emissor alfa natural. Os cálculos dos espectros de fótons virtuais foram feitos através do programa VIRT

SPEC⁽³⁾ e a resolução da equação integral pelo método de "unfolding" será executada pelo programa Cook⁽⁴⁾.

De antemão, já obtivemos evidências da existência da RQJ fazendo a razão entre os nossos dados de seção de choque de eletrofissão e a seção de fotofissão, medida pelo laboratório de Livermore, integrada no espectro de fótons virtuais de dipolo elétrico ($\sigma_{e,f}^*/\sigma_{e,f}^*$), na região de 6,0 a 20,0 MeV, e notando que esta razão não é constante com a energia (gráfico 2), sugerindo, que a seção de choque de eletrofissão tem a contribuição de outras componentes multipolares além da de dipolo elétrico.

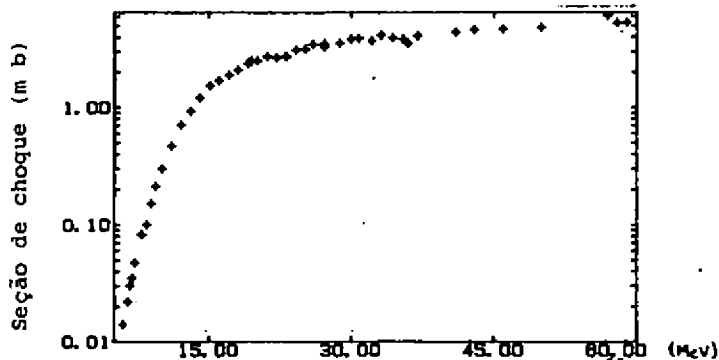


Gráfico 1 - Seções de choque de eletrofissão para o ²³⁷Np.

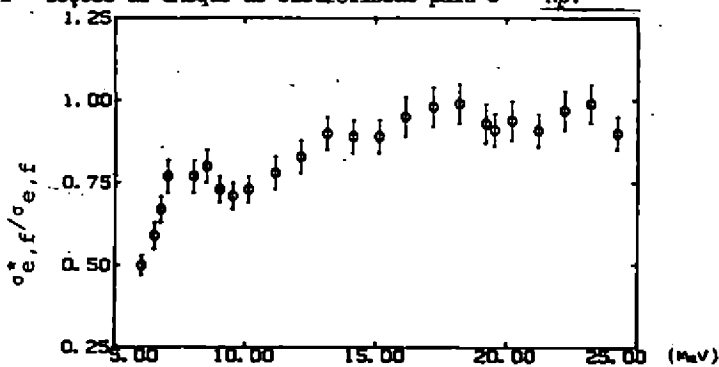


Gráfico 2 - Variação da razão $\sigma_{e,f}^*/\sigma_{e,f}$ com a energia.

REFERÊNCIAS

1. B.L. Berman, "Atlas of Photoneutron Cross Sections, obtained with monoenergetic photons", Preprint UCL-78482 (1976) 160.
2. J.D.T. Arruda Neto, S.B. Herdade, B.S. Bhandari and I.C. Nascimento, Phys. Rev. C18, (1979) 863.
3. L.E. Wright and C.W. Soto Vargas, Preprint of Physica Department, Ohio, University, Athens, Ohio 45701.
4. B.C. Cook, Nuclear Instruments and Methods 24 (1963) 256-268.

MEDIDAS DE TRANSIÇÕES FRACAS NOS DECAIMENTOS β^+ E β^- DO ^{84}Rb

A.M.P. Passaro*, I.D. Goldman

Instituto de Física da Universidade de São Paulo, São Paulo

Foram realizadas medidas de espectroscopia gama no decaimento do ^{84}Rb para a verificação de possíveis alimentações fracas. A provável existência das alimentações se justifica pelos valores de Q do decaimento e pelos spins dos estados envolvidos (1).

A fonte de ^{84}Rb foi produzida através da reação (γ, n) no ^{85}Rb , cuja porcentagem isotópica é 72,15. O feixe de gamas foi obtido a partir do feixe direto de elétrons do Acelerador Linear do IFUSP, por produção de Bremsstrahlung em lâminas de tântalo. Foi irradiado um alvo de Rb_2SO_4 em pó durante um período de 40 horas, com energia do feixe de elétrons de 30 MeV e corrente média 0,8 μA . Para garantir maior eficiência de irradiação utilizou-se um monitor de feixe.

Visando uma identificação completa do espectro do ^{84}Rb , realizaram-se medidas de espectroscopia simples utilizando um detector de Ge(Li) Ortec, de volume 93,1cc e resolução efetiva de 1,9 keV na região de interesse. Um dos espectros obtidos é apresentado na figura 1.

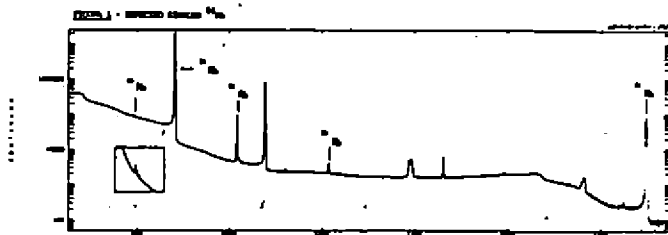
Todas as transições observadas foram identificadas e as atribuições feitas são baseadas nas razões de intensidade e meia vida tabeladas (1).

Foram medidas as transições de 1213,3 keV e 793,1 keV acompanhando o decaimento do ^{84}Rb , não observadas em trabalhos anteriores. Essas transições correspondem às alimentações por β^+ e β^- dos níveis de 2094,9 keV do ^{84}Kr e de 793,1 keV do ^{84}Sr , respectivamente, vide figura 2. A confirmação destas atribuições foi feita pela determinação da meia vida e dos valores de $\log ft$ a elas associados. A tabela I mostra os resultados obtidos para a meia vida e intensidade das transições gama observadas.

TABELA I - Resultados experimentais

Energia (keV)	$T_{1/2}$ (d)	I_{rel} (%) (3)	I_{rel} (%) *	I_{abs} (%) *
793,1	32,74(25)	—	0,026(1)	0,019(1)
881,6	32,87(11)	1,00	1,00	0,74 (1)
1016,1	32,90(11)	0,47(3)	0,459(9)	0,340(8)
1213,3	32,96(22)	—	0,012(1)	0,009(1)
1897,7	32,97(11)	1,37(1)	1,003(3)	0,74(19)

* este trabalho



* Bolsista de pós-graduação, CNPq

A tabela II mostra os valores de $\log ft$ obtidos utilizando-se as tabelas de N.B.Gove e M.J.Martin (4).

TABELA II - Valores de $\log ft$ obtidos

Transição	Decaimento	$\log ft$
$2^- \rightarrow 2^+$	6^-	8,02(5)
$2^- \rightarrow 4^+$	8^+ e CE	10,01(5)

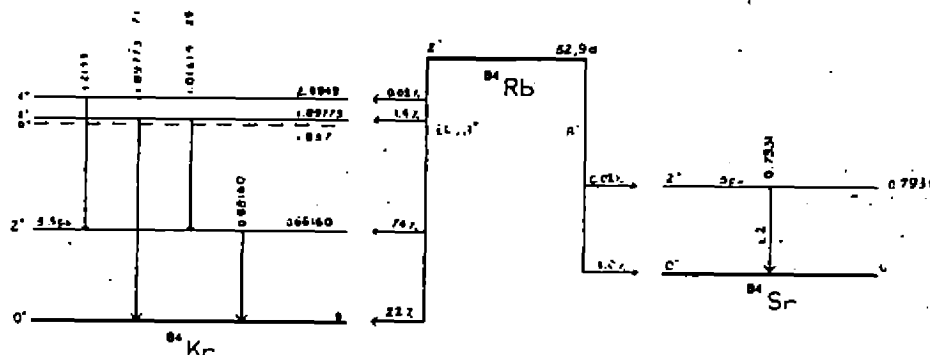
Medidas de coincidência gama - gama, utilizando dois detectores de Ge(Li) confirmaram, também, a alimentação do nível 4^+ do ^{84}Kr .

As alimentações fracas dos níveis 2_1^+ do ^{84}Sr e 4^+ do ^{84}Kr , pelo decaimento do ^{84}Rb foram determinadas com valores de meia vida e $\log ft$ consistentes com os esperados (1).

Entre os dados de reações nucleares obtidos para os níveis do ^{84}Kr , deve-se acentuar que na reação (p,t) (2), não foi possível o ajuste do nível de 2086 keV admitindo-se que este corresponda a um nível de spin 4^+ , dois fonons.

Após a realização das medidas, o esquema de decaimento obtido é apresentado na figura 2.

FIGURA 2 - ESCHEMA DE DECAIMENTO DO ^{84}Rb



A possível alimentação do estado 0_2^+ do ^{84}Kr não foi detetada e, dentro da precisão das medidas do presente trabalho, se o estado existe, a ele pode ser atribuído um $\log ft > 11$, próximo do valor 10,9 obtido na transição $2^- \rightarrow 0_2^+$, a partir do ^{84}Br .

Referências

- (1) C.M.Lederer e V.S.Shirley; Table of Isotopes, 7th edition (1977)
- (2) H.-W.Müller e J.W.Tepel; Nuclear Data Sheets 27(1979)339
- (3) V.Gehring, J.W.Hammer e K.-W.Hoffmann; Z.Phys.246(1971)376
- (4) N.B.Gove e M.J.Martin; Nuclear Data Tables 10(1971)205

ESTUDO DA SECÇÃO DE CHOQUE (e,2p) NO ^{63}Cu

V.F.S. Pastura e E. Wolynech (IFUSP)

Na literatura, frequentemente, supõe-se que o canal $(\gamma, 2p)$ é desprezível em relação ao $(\gamma, 2n)$, devido à barreira Coulombiana que faz com que a emissão de 2 prótons compita desfavoravelmente com a emissão de 2 neutrons.

Estamos medindo a secção de choque (e,2p) no ^{63}Cu , seguindo a linha de 67,4 keV resultante do decaimento do ^{61}Co para o ^{61}Ni . Estamos também medindo a taxa de produção de fotodesintegração produzida por bremsstrahlung, utilizando um radiador de cobre de $0,3297\text{g/cm}^2$, colocado no feixe imediatamente antes do alvo. Os resultados obtidos até o momento estão mostrados na Fig. 1.

Embora tenhamos ainda poucos pontos, fizemos um "unfolding" da secção de choque (e,2p) resolvendo a equação integral abaixo, a fim de estimarmos a secção de choque $(\gamma, 2p)$.

$$\sigma_{e,2p}(E_0) = \int_{\text{limiar}}^{E_0} \sigma_{\gamma,2p}(E) N^{E1}(E_0, E, Z) \frac{dE}{E}$$

onde N^{E1} é o espectro de fótons virtuais de dipolo elétrico e estamos supondo que a multipolaridade dominante da $(\gamma, 2p)$ seja E1. A figura 2 mostra o resultado obtido para a secção de choque $(\gamma, 2p)$. A secção de choque integrada $(\gamma, 2p)$ é 103,0 MeV.mb, enquanto que a secção de choque $(\gamma, 2n)$ integrada é 49,79 MeV.mb. Pretendemos, após completar essas medidas, comparar a competição $(\gamma, 2n)$ e $(\gamma, 2p)$ com as previsões do cálculo estatístico.

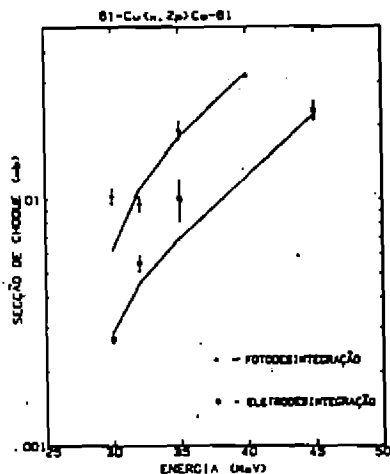
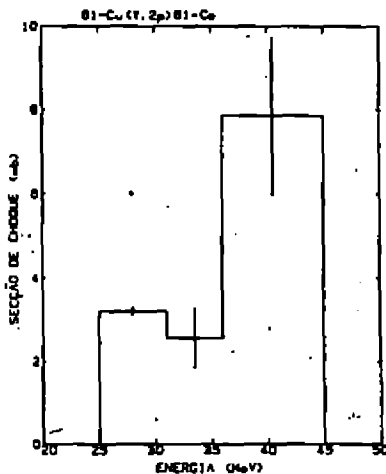


Fig. 1
Seção de choque $^{61}\text{Cu}(\gamma, 2n)$ (triângulos) e seção de choque $^{61}\text{Cu}(e, 2n)$ (círculos). As curvas representam o resultado do ajuste aos dados.

Fig. 2 - Histograma E1.



V.F.S. Pastura e E. Wolyneç (IFUSP)

A Ressonância Gigante de Quadrupolo Elétrico (RGE2) Isovetorial está prevista para a região de 120 a 130 $\text{A}^{-1/3}$ MeV. Não existe ainda na literatura uma sistemática sobre esse modo coletivo dos núcleos. A razão é que espalhamento inelástico de hádrons excita predominantemente modos isoescalares. O espalhamento inelástico de elétrons excita tanto modos isoescalares quanto modos isovetoriais. Entretanto, o estudo da RGE2 isovetorial por esse processo é dificultado pelo fato de que essa ressonância situa-se sobre a cauda da RGE1 isovetorial, a qual é o modo dominante. Além disso o fato de que a RGE2 isovetorial é bem menos compacta que a RGE2 isoescalar e a incerteza na subtração do fundo radiativo, sempre presente nas experiências de (e, e') , dificultam as medidas dessa ressonância.

Se o decaimento da RGE2 isovetorial for predominantemente estatístico, ela deve decair pelo canal dominante na região de energia em que se situa. Para o caso do ^{63}Cu , a RGE2 isovetorial deve situar-se em torno de 30 MeV e o canal dominante nessa região de energia é a emissão de 2 nêutrons.

A fim de verificar esta hipótese, medimos a secção de choque $(e, 2n)$ no ^{63}Cu , seguindo a linha de 67,4 keV, resultante do decaimento do ^{61}Cu para o ^{61}Ni . Medimos, também, a taxa de produção de fotodesintegração produzida por bremsstrahlung, utilizando um radiador de cobre de $0,3297\text{g/cm}^2$, colocado no feixe imediatamente antes do alvo.

Os resultados foram analisados utilizando-se o método dos fótons virtuais. A secção de choque de eletrodesintegração depende das multipolaridades envolvidas na reação em estudo, enquanto que a fotodesintegração não depende das multipolaridades. As secções de choque de eletro e fotodesintegração foram ajustadas simultaneamente. Para a secção de choque $(\gamma, 2n)$ utilizamos dados da literatura e a RGE2 isovetorial foi representada por uma Lorentziana.

A Fig. 1 mostra o melhor ajuste obtido juntamente com os dados experimentais. A curva E1 mostra a secção de choque de eletrodesintegração prevista se a secção de choque $(\gamma, 2n)$ tivesse apenas multipolaridade E1. A curva E1 + E2, foi obtida com os seguintes parâmetros para a RGE2 isovetorial: posição do pico : 30 MeV; largura: 8 MeV; intensidade: 83% da EWSR (regra da soma

ponderada em energia). A Fig. 2 mostra a secção de choque ($\gamma, 2n$) com suas componentes E1 e E2.

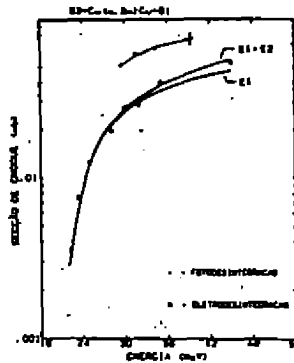


Fig. 1
Seção de choque $^{63}\text{Cu}(a, 2n)$ (círculos) e seção de choque $^{63}\text{Cu}(\gamma, 2n)$ (triângulos). As curvas representam o resultado do ajuste aos dados.

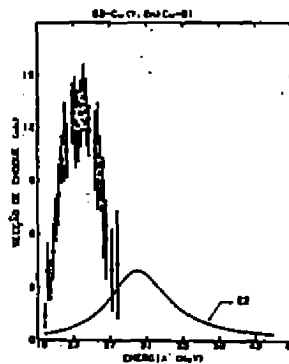


Fig. 2
Seção de choque $^{63}\text{Cu}(\gamma, 2n)$ pontos: Fultz e colaboradores e Lorentziana: este trabalho.

MEDIDAS DE PODER DE FREAMENTO DE ÍONS PESADOS EM SÓLIDOS

V.E. Rotberg, M.N. Vilela*, A.C.C. Villari*, R.V. Ribas

Instituto de Física da Universidade de São Paulo
Caixa Postal 20516
São Paulo, SP

Medimos o poder de freamento de ^{16}O e ^{14}N em Ti, Zr e Zn em toda a faixa de energia disponível ao acelerador Tandem Pelletron. Medidas para Cu, V e Pd também foram feitas em energias altas e serão concluídas brevemente.

Utilizamos um feixe secundário de íons produzidos por espalhamento do feixe primário do acelerador em uma folha de ouro, a fim de reduzir sua intensidade. Este feixe incide sobre um suporte que possui dois pequenos furos, colocado em frente a um detetor de barreira de Superfície (vide fig. 1).

Um destes orifícios é coberto por uma folha do material enquanto que o outro é aberto.

O espectro de energia resultante mostra dois picos correspondendo a partículas que chegam ao detetor através dos dois orifícios e fornece diretamente a perda de energia do feixe. Para obter o poder de freamento devemos dividir pela espessura da folha, que pode ser obtida de maneira absoluta, medindo a massa por unidade de área, ou relativamente, pela medida da perda de energia de partículas alfa e usando seus valores de poder de freamento, que são bem conhecidos. Os métodos estão em bom acordo, mas utilizamos o último para eliminar as incertezas introduzidas nas medidas de área e massa. Além disso, o primeiro método fornece uma medida da espessura sob toda a área, enquanto no segundo medimos a espessura no mesmo local onde os íons passarão.

Os dados foram analisados off-line usando um programa de computador que determina os centróides dos picos.

As figuras 2, 3 e 4 mostram nossos resultados comparados com as previsões teóricas de Ziegler (Ref. 1).

A incerteza nos pontos experimentais foi estabelecida em 2% e é devida essencialmente à não uniformidade das folhas.

Referências:

- 1) The stopping and ranges of ions in matter
Ed. J.F. Ziegler, Pergamon Press (1980).

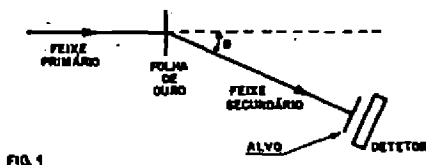
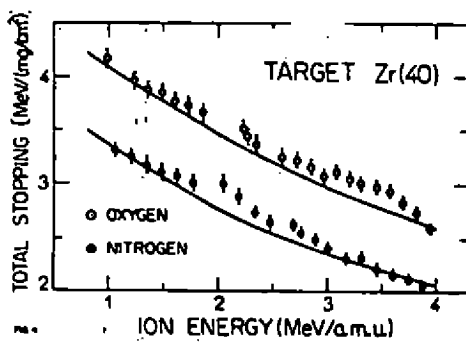
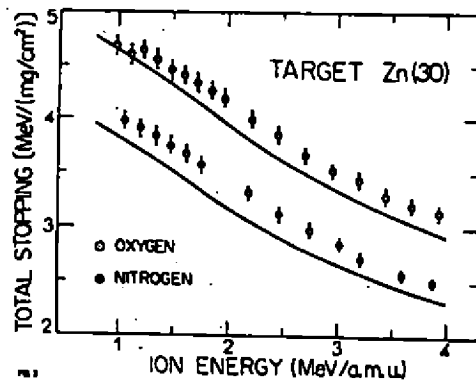
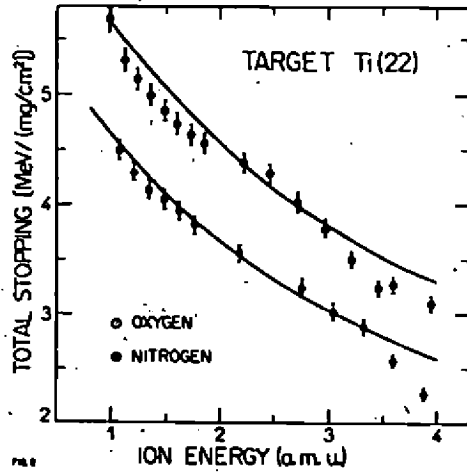


FIG. 1



AS REAÇÕES $^{10,11}\text{B}(p,n)^{10,11}\text{C}$ ENTRE $E_p = 13.7$ E 14.7 MeV

H.R.Schelin*, E.Farrely Pessoa**, W.R.Wylie*

J.L.Cardoso Junior* and R.A.Douglas***

Foram medidas seções de choque diferenciais absolutas para os grupos n_0 e n_1 de nêutrons da reação $^{10}\text{B}(p,n)^{10}\text{C}$ e para os grupos $n_0, n_1, n_2, n_3, n_4, n_5, n_6$ e n_7 da reação $^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$ nas energias de prótons incidentes de 14.0, 14.3 e 14.6 MeV no intervalo angular de 20° a 60° juntamente com curvas de excitação em $\theta_{\text{lab}} = 30^\circ$ entre $E_p = 13.7$ a 14.7 MeV.

*Centro Técnico Aeroespacial, IEAv/FEX.

**Departamento de Física Nuclear, Instituto de Física, Universidade de São Paulo.

***Departamento de Física Aplicada, IFGW, Universidade Estadual de Campinas, SP.

MULTIPOLARIDADE DAS TRANSIÇÕES ENVOLVIDAS NA ELETRO-
DESINTEGRAÇÃO DO ^{181}Ta .

V.A. Serrão, E. Wolyneć e M.N. Martins (IFUSP)

Medimos as seções de choque de eletrodesintegração e de fotodesintegração induzida por fótons de Bremsstrahlung do ^{181}Ta . Esta experiência, que consiste de medidas das seções de choque $\sigma_{e,n}$ e $\sigma_{\text{Brems},n}$, por atividade residual, tem por objetivo obter informações a respeito do carácter multipolar das transições envolvidas na excitação do núcleo.

A seção de choque de eletrodesintegração $\sigma_{e,n}(E_0)$ está relacionada com a correspondente seção de choque de fotodesintegração $\sigma_{\gamma,n}^{\lambda\lambda}(E)$ através da expressão:

$$\sigma_{e,n}(E_0) = \int_0^{E_0 - m_0 c^2} \int \sigma_{\gamma,n}^{\lambda\lambda}(E) N^{\lambda\lambda}(E_0, E, Z) E^{-1} dE \quad (1)$$

onde $N^{\lambda\lambda}(E_0, E, Z)$ é o espectro de fótons virtuais de multipolaridade $\lambda\lambda$.

A seção de choque de fotodesintegração, induzida por fótons de Bremsstrahlung, está relacionada com a seção de choque de fotodesintegração $\sigma_{\gamma,n}(E)$ através da relação abaixo:

$$\sigma_{\text{Brems},n}(E_0) = k \int_0^{E_0 - m_0 c^2} \sigma_{\gamma,n}(E) \phi(E_0, E, Z_{\text{rad}}) dE \quad (2)$$

onde $\phi(E_0, E, Z_{\text{rad}})$ é o espectro de Bremsstrahlung e k é a constante de normalização que dá a diferença de valor absoluto entre nossos dados experimentais e o valor de $\sigma_{\text{Brems},n}$ calculado, uma vez que a seção de choque $\sigma_{\gamma,n}(E)$, que é utilizada nos cálculos, foi medida por outro laboratório (Saclay⁽¹⁾ ou Livermore⁽²⁾).

A figura 1, mostra os dados experimentais da seção de choque de eletrodesintegração ($\sigma_{e,n}$) e da de fotodesintegração induzida por fótons de Bremsstrahlung ($\sigma_{\text{Brems},n}$). Nas medidas de fotodesintegração, utilizou-se um radiador de cobre com espessura de $0,329\text{g/cm}^2$.

A tabela 1, mostra o resultado da análise dos dados experimentais, quando se utiliza a seção de choque de fotodesintegração $\sigma_{\gamma,n}$ dos dois laboratórios já citados: Saclay e Livermore. Nessa tabela apresentamos a constante de normalização k , a porcentagem da regra da soma E2 ponderada em energia e a intensidade de MI.

As medidas existentes na literatura para RGE2 isoescalar no ^{181}Ta ^(3,4,5) não são muito compatíveis entre si, uma vez que essas experiências fornecem para a componente E2 valores entre 30 e 100% da regra da soma E2.

Se comparamos os resultados obtidos para a regra da soma E2 (tab. 1) com os dados existentes na literatura, perceberemos que Saclay nos fornece uma intensidade nula para a componente E2, o que não é razoável, uma vez que a RGE2 foi observada em todos os núcleos médios e pesados⁽⁶⁾. A ausência da componente E2, quando utilizamos os dados provenientes de Saclay, é devido ao excesso de seção de choque $\sigma_{\gamma,n}$ que superestima a componente dipolar elétrica. Este excesso de seção de cho-

que é devido a um erro no desdobramento da seção de choque de fotodesintegração total $\sigma_{\gamma,Tn}$ em seções de choque $\sigma_{\gamma,n}$ e $\sigma_{\gamma,2n}$, conforme já discutido por E. Wolyneć et al. (7,8).

Quando se utiliza a seção de choque $\sigma_{\gamma,n}$ de Livermore, os dados mostram-se compatíveis com existência de uma RGE2 isoescalar, localizada em 11,3 MeV, e que esgota $70 \pm 10\%$ da regra da soma E2 ponderada na energia, em boa concordância com a sistemática existente para núcleos de Z alto (6).

Quanto a componente M1, não existe ainda uma sistemática referente a intensidade dessas ressonâncias, contudo, os nossos dados mostraram-se compatíveis com a existência de uma ressonância M1 localizada entre 7,6 e 8,6 MeV e com uma intensidade de $17 \pm 5 \nu_0^2$.

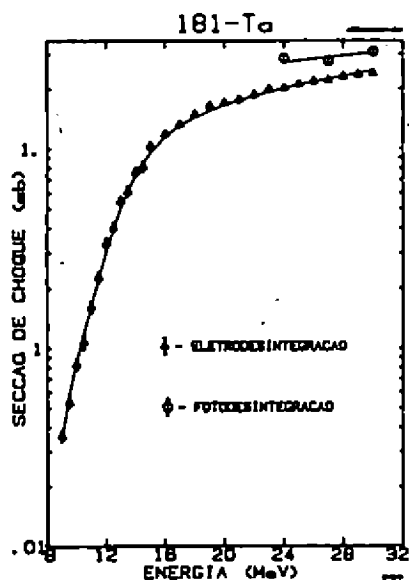


Tabela 1

Seção de choque utilizada	k	% da regra da soma E2	B(M1) (ν_0^2)
Saclay	$0,88 \pm 0,02$	0	35 ± 10
Livermore	$1,28 \pm 0,03$	70 ± 10	17 ± 5

Fig. 1 - Valores experimentais e ajustados das seções de choque $\sigma_{e,n}$ e $\sigma_{Bremss,n}$. Os valores ajustados foram obtidos utilizando-se a seção de choque $\sigma_{\gamma,n}$ proveniente de Livermore.

BIBLIOGRAFIA

1. R. Bergère, H. Beil and A. Veyssiére, Nucl. Phys. A121 (1968) 463.
2. R.L. Bramblett, J.T. Caldwell, G.F. Auchampugh and S.C. Fultz, Phys. Rev. 129 (1963) 2723.
3. N. Marty, M. Morlet, A. Willis, V. Comparat and R. Frascaria, Nucl. Phys. A238 (1975) 93.
4. R.S. Hicks, I.P. Auer, J.C. Bergstrom and H.S. Caplan, Nucl. Phys. A278 (1977) 261.
5. H. Miura and Y. Torizuka, Phys. Rev. C16 (1977) 1688.
6. F.E. Bertrand, Nucl. Phys. A354 (1981) 129C.
7. E. Wolyneć, A.R.V. Martinez, P. Gouffon, Y. Miyao, V.A. Serrão and M.N. Martins, Phys. Rev. C29 (1984) 1137.
8. E. Wolyneć et al., Photoneutrons Cross Sections, Preprint IFUSP/P-404 (1983).

PRODUÇÃO DE NEÚTRONS RÁPIDOS NO INSTITUTO DE ENGENHARIA NUCLEAR.
J.C.Suita, S.C.Cabral, L.T.Auler, L.J.Antunes e A.G. da Silva.

Considerando-se as necessidades para a utilização da energia nuclear, muitos estudos ainda são necessários especialmente na faixa de energia de nêutrons entre 5 e 14 MeV. Nêutrons "monoenergéticos" neste intervalo de energia podem ser produzidos com alguma facilidade a partir da reação $D(d,n)^3\text{He}$ num ciclotron de energia variável como o CV-28 do Departamento de Física do IEN.

Motivado parcialmente por um projeto interregional da IAEA decidiu-se dedicar parte do tempo de operação da máquina à obtenção de dados nucleares com nêutrons rápidos e para isto um novo sistema de transporte de feixe está sendo construído.

Neste trabalho, além da descrição do sistema de transporte de feixe serão relatados também os estudos das características de dois detectores NE-213 a serem utilizados.

MEDIDA DE PODER DE FREAMENTO DE IONS PESADOS EM SILÍCIO USANDO ALVOS TIPO SANDUÍCHE

M.M. Vilela, V. H. Rotberg e A.C.C. Villari**
Instituto de Física da Universidade de São Paulo
Depto. de Física Nuclear - Laboratório Pelletron
Caixa Postal 20516, São Paulo, S.P.

O método mais preciso para medir o poder de freamento num material é fabricar uma folha do mesmo e usar o chamado "método meia lua". Entretanto, para certos materiais, não é possível a construção de folhas auto-suportáveis. Outras técnicas devem ser, então, utilizadas. Este é, por exemplo, o caso do silício no qual muitas tentativas de produzir alvos auto-suportáveis falharam até o momento.

Conseguimos fabricar com sucesso um alvo grosso tipo sanduíche, de silício, e medidas estão atualmente sendo efetuadas. O alvo consiste de uma camada de silício entre duas camadas delgadas de ouro, sendo esta estrutura totalmente suportada por uma folha grossa de níquel (vide fig. 1).

O procedimento é medir o espectro de retroespalhamento do alvo. A figura 2 mostra uma medida típica. A diferença em energia entre os dois picos finos de ^{16}O retroespalhados das camadas de ouro pode ser usado para calcular o poder de freamento pelo método desenvolvido por Warters (Ref.1).

REFERÊNCIAS:

1. W.D. Warters (Thesis) - California Inst. of Technology (1957)
- W.K. Chu, J. Mayer and M. Nicolet - "Backscattering Spectrometry" - Academic Press - 1978.

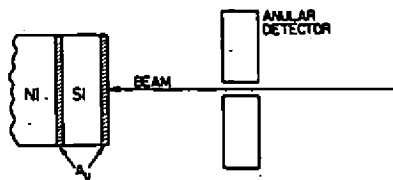


FIG. 1

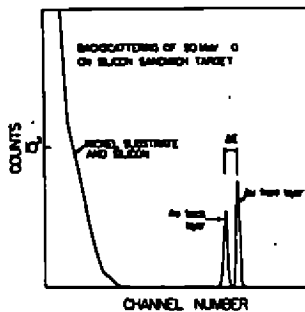


FIG. 2

INVESTIGAÇÃO EXPERIMENTAL DO EFEITO DE GLÓRIA NUCLEAR

A.C.C. Villari*, A. Lépine-Szily, R. Lichtenthaler FQ**,
O. Portesan FQ*, M.A.G. Fernandes, V.H. Rotberg e J.W. Cunha

Instituto de Física da Universidade de São Paulo
Caixa Postal 20516
São Paulo, SP

Em trabalhos recentes^{1,2)} mostrou-se que é possível identificar o efeito de glória nuclear a partir da quantidade $\Delta\sigma_T$

$$\Delta\sigma_T = \sigma_R - \int d\Omega [\sigma_{Ruth}(\theta) - \sigma(\theta)]$$

onde σ_R é a seção de choque total de reação, $\sigma_{Ruth}(\theta)$ e $\sigma(\theta)$ são seções de choque diferenciais de Rutherford e elástica. No trabalho presente medimos a seção de choque de reação σ_R do sistema $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ pelo método de atenuação³⁾ na faixa de energia entre $E_{CM} = 8,5 - 28$ MeV e a seção de choque diferencial elástica completa ($\theta_{CM} = 15^\circ - 170^\circ$) nas energias 26.78 MeV, 25.55 MeV, 24.55 e 23.20 MeV. Entre 8 e 23 MeV, o espalhamento elástico já está bem medido^{4,5)}.

Apresentamos o método de atenuação e os resultados experimentais já obtidos.

- REFERÊNCIAS:

- 1) M.S. Hussein, H.M. Nussenzveig, A.C.C. Villari and J.L. Cardoso Junior - Phys. Lett. 114B (1982) 1
- 2) M.S. Hussein, A. Lépine-Szily, M.M. Saad and A.C.C. Villari Phys. Rev. Lett. 52, 511 (1984)
- 3) C. Perrin, S. Kox, N. Longequene, J.B. Viano, M. Buenerd, R. Chukaoni, C. Guet and J. Pinston - Phys. Rev. Lett. 49, 1905 (1982)
- 4) P. Charles - tese Orsay n° 2378 (1981)
- 5) H. Fröhlich, P. Däck, W. Tren. and H. Voit - Phys. Rev. C 27 (1983) 578.

* FAPESP

** CNPq

SEÇÕES DE CHOQUE DE FOTONEUTRONS

E. Wolyneç, V.A. Serrão, P. Gouffon, Y. Miyao e M.N. Martins

Laboratório do Acelerador Linear

Nos últimos 20 anos, as seções de choque de fotoneutrons foram medidas para a maior parte dos núcleos. Estas seções de choque foram medidas, principalmente, por dois laboratórios: Saclay e Livermore. Os resultados dos dois laboratórios tem diferenças básicas. Os resultados de Livermore implicam que a Ressonância Gigante de Dipolo Elétrico decai estatisticamente por emissão de neutrons e os resultados de Saclay implicam que de 15 a 20 por cento dos neutrons emitidos vem de reação direta. Enquanto as seções de choque de Livermore para o canal (γ, n) se tornam nulas 2 ou 3 MeV acima do limiar de $(\gamma, 2n)$, as seções de choque (γ, n) de Saclay possuem uma cauda que é atribuída a neutrons rápidos que não seriam detetados pelo sistema de detecção de Livermore.

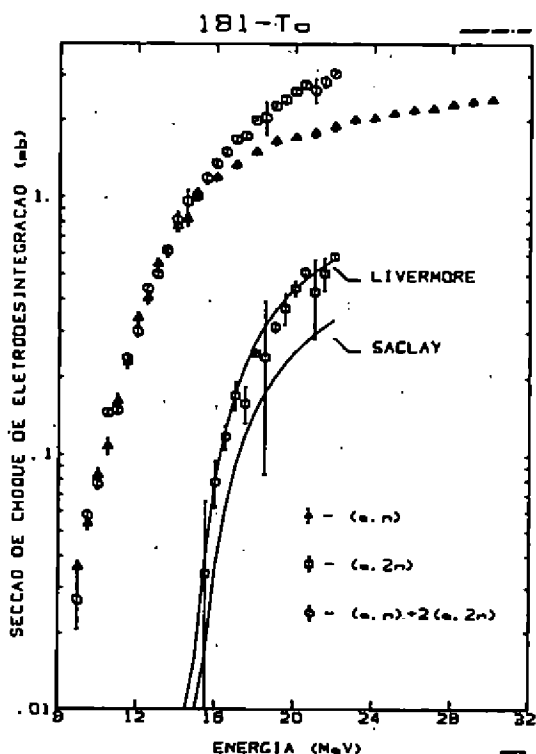
Mostramos em recente trabalho⁽¹⁾ que Saclay e Livermore, em todos os casos que ambos estudaram, medem o mesmo número de neutrons em função da energia do fóton incidente. A diferença entre suas seções de choque (γ, n) e $(\gamma, 2n)$ é causada pela análise que separa os neutrons totais observados em eventos (γ, n) ou $(\gamma, 2n)$. Mostramos que um dos laboratórios estava interpretando eventos de $(\gamma, 2n)$ como 2 eventos (γ, n) . Nesse trabalho, entretanto, não foi possível concluir qual dos laboratórios estava efetuando a análise corretamente. Para verificar esse ponto são necessários dados experimentais.

Medimos as seções de choque $(e, Tn) = (e, n) + 2(e, 2n)$ contando diretamente os fotoneutrons emitidos no ^{181}Ta . Além disso, medimos a seção de choque (e, n) por atividade residual. A diferença $|(e, Tn) - (e, n)|/2$ nos dá a seção de choque $(e, 2n)$. Estas seções de choque estão mostradas na figura a seguir.

A fim de levar em conta diferenças de valor absoluto entre os nossos resultados experimentais e os de Saclay e Livermore medimos também a fotodesintegração por emissão de 1 neutron. A partir desses dados, obtivemos as constantes k_L e k_S que são as diferenças entre nosso valor absoluto e os de Livermore e Saclay, respectivamente. Os valores absolutos de Saclay e Livermore diferem entre si.

As curvas indicadas por Saclay e Livermore na figura abaixo, são os valores previstos para a seção de choque $(e,2n)$ utilizando-se, respectivamente, os dados de $(\gamma,2n)$ de Saclay e Livermore. Nosso resultado experimental mostra que os dados de Livermore são os que possuem o desmembramento correto das seções de choque de foneutrons.

O fato de os dados de Livermore estarem corretos, implica que o decaimento da ressonância gigante de dipolo elétrico por emissão de neutrons é um processo estatístico.



REFERÊNCIA

1. E. Wolyneć, A.R.V. Martínez, P. Gouffon, Y. Miyao, V.A. Serrão and M.N. Martins, Phys. Rev. C29, 1137 (1984).

ESTUDO DO ESTADO ANÁLOGO DE 16,28 MeV DO ^{90}Zr .

E. Wolyneć (IFUSP), W.R. Dodge e E. Hayward (NBS)

O ^{90}Zr possui um nível análogo bastante intenso, situado na energia de excitação de 16,28 MeV, com $J^\pi = 1^-$. Utilizando o feixe de elétrons do acelerador linear do NBS medimos com precisão a largura radiativa desse nível. Os resultados anteriores da literatura tinham uma incerteza de 30% no valor absoluto. Observamos que esse estado análogo decai, emitindo prótons, para o estado fundamental e para o segundo estado excitado do ^{89}Y . A Fig. 1 mostra o espectro de prótons emitidos pelo ^{90}Zr , quando bombardeado por elétrons de energia total 22 MeV. Os valores obtidos são: $\Gamma_\gamma \Gamma_{p0} / \Gamma = 66,1 \pm 2,0$ eV e $\Gamma_{p2} / \Gamma_{p0} = 0,58 \pm 0,02$. A partir desses dois resultados obtém-se: $\Gamma_\gamma = 104,4 \pm 5,2$ eV.

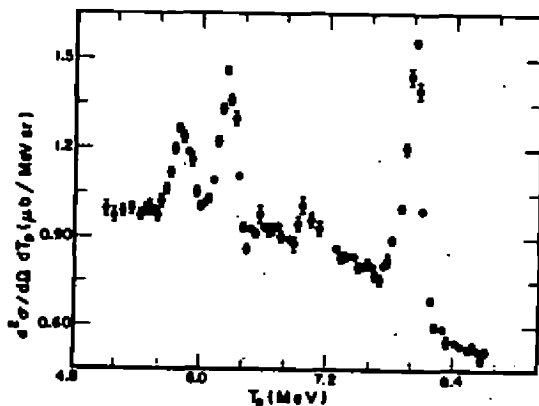


Fig. 1 - Espectro de prótons emitidos pelo ^{90}Zr quando bombardeado por elétrons incidentes de energia total 22 MeV.

DECAIMENTO DOS ^{101m}Rh E ^{101f}Rh E ESTRUTURA NUCLEAR DO ^{101}Ru

Vito R. Vanin, Angelo Passaro*, Angela M. P. Passaro*,
M. Tiago F. Cruz* e Iuda D. G. vel Lejbman

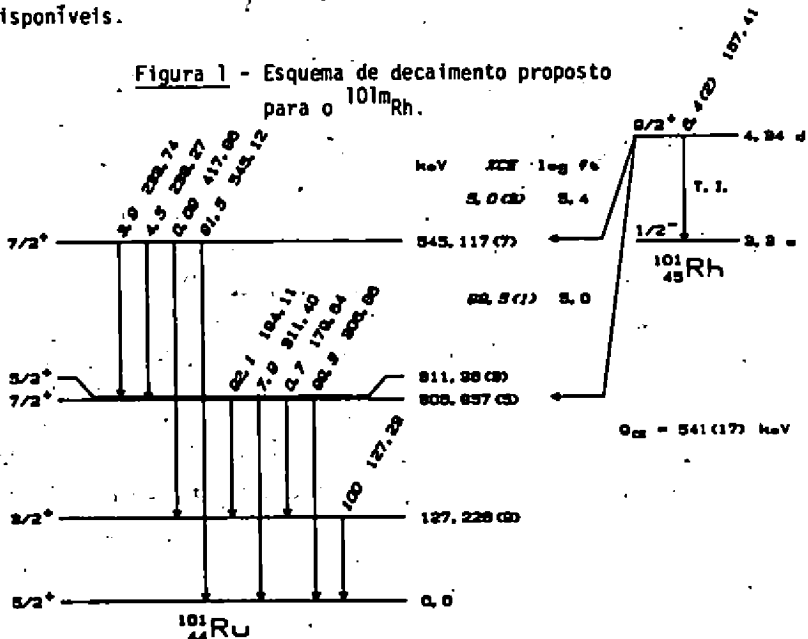
Instituto de Física da USP

Os decaimentos dos núclídeos ^{101m}Rh e ^{101f}Rh foram estudados por espectroscopia gama com detectores de Ge(Li) e HPGe de volumes entre 5 e 100 cm^3 , em medidas de espectros simples e em medidas de coincidência.

As fontes foram produzidas na reação $^{103}\text{Rh}(\gamma, 2n)^{101m,f}\text{Rh}$, com fótons de Bremsstrahlung de elétrons de 31 MeV (fonte de ^{101m}Rh) e 27 MeV (fonte de ^{101f}Rh) do Acelerador Linear do Instituto de Física da USP. Foram utilizados 600 mg de Rh metálico natural em pó.

A atribuição de linhas nos espectros obtidos aos decaimentos dos ^{101m}Rh e do ^{101f}Rh foi realizada através de medidas de meia-vida e da medida de coincidência gama-gama.

Diversas linhas anteriormente atribuídas ao decaimento do ^{101m}Rh (1,2) não foram observadas. A figura 1 mostra o esquema de decaimento obtido para o ^{101m}Rh . Note-se que os níveis de 616,624 e 643 keV, propostos anteriormente (1,2) com spins $7/2^+$ ou $9/2^+$ não são mais necessários para acomodar os dados experimentais disponíveis.

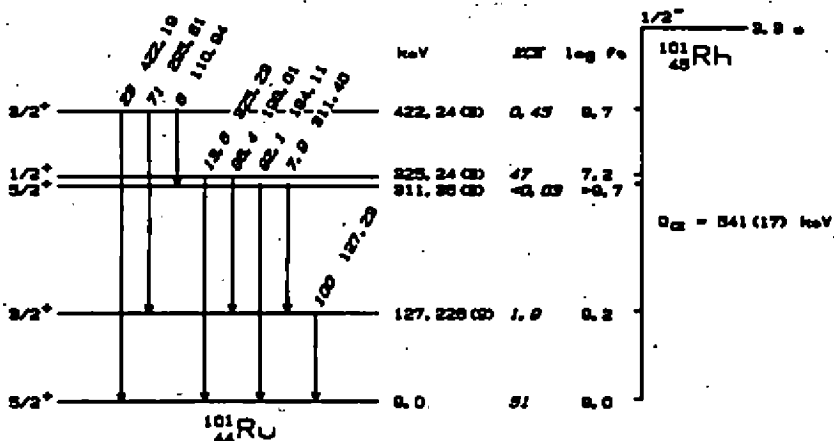


* Bolsistas do CNPq

Os resultados obtidos para o ^{101f}Rh conduzem ao esquema de decaimento da figura 2. As transições de 217keV e 463 keV anteriormente atribuídas ao decaimento do ^{101f}Rh foram atribuídas ao decaimento do ^{102m}Rh por medidas de coincidência. A captura Eletrônica para o estado fundamental do ^{101}Ru foi medida através do crescimento da atividade gama do ^{101f}Rh devido à transição isomérica do ^{101m}Rh ao longo dos primeiros dez dias após o fim da irradiação.

Note-se que os níveis de 344 e 463 keV, anteriormente propostos não são mais necessários acomodar os dados experimentais disponíveis.

Figura 2 - Esquema de decaimento do ^{101f}Rh proposto neste trabalho. As intensidades de Captura Eletrônica (CE) do ^{101f}Rh para o ^{101}Ru tem um erro relativo da ordem de 30% em razão da baixa precisão da medida da intensidade da CE para o nível fundamental.



O esquema de níveis obtido para o ^{101}Ru fica, então, consideravelmente simplificado e adapta-se bem, qualitativamente, ao esquema de acoplamento de uma quase-partícula a fonons (para energias de excitação < 700 keV). O acordo quantitativo restringe-se aos fatores espectroscópicos e B(E2), havendo desacordo em relação ao espectro de energia, embora a densidade de níveis prevista corresponde à observada experimentalmente.

REFERÊNCIAS

1. J. Sienlowski, H. Pettersson e B. Nyman, Z. Physik 245 (1971) 81-96.
2. B. Harmatz, Nucl. Data Sheets 28 (1979) 343.

TRABALHOS TEÓRICOS

O PAPEL DESEMPENHADO PELAS ONDAS PARCIAIS
PERIFÉRICAS NO ESPALHAMENTO ANÔMALO EM
ÂNGULOS GRANDES EM COLISÕES ENTRE NÚCLEOS
DO TIPO $n - \alpha$

A.N. Aletro*, L.F. Canto*, P. Carrilho* e M.S. Hussein**

Estudamos as propriedades de funções de excitação elástica a 180° , produzidas por desvios em relação à matriz S de absorção forte usual. Consideramos desvios \bar{s} com forma de "janelas" no espaço de momento angular, centradas em um valor \bar{l} correspondente a uma colisão periférica. Concentramos nossa análise na interferência entre as ondas parciais próximas a \bar{l} . Investigamos as condições para interferência construtiva e para interferência destrutiva, as consequências de uma possível dependência de \bar{s} em paridade, e os efeitos de reflexão Coulombiana e nuclear. Consideramos também a influência da interferência entre as ondas periféricas na função de excitação elástica a 180° em colisões entre núcleos do tipo $n - \alpha$, em conexão com resultados de outros trabalhos.

* Instituto de Física da Universidade Federal do Rio de Janeiro
** Instituto de Física da Universidade de São Paulo

EQUAÇÕES VARIACIONAIS PARA DINÂMICAS CLASSICO-QUÂNTICAS

C. Marcio do Amaral
Instituto de Física da UFRJ

e

Sergio Joffily
Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (CBPF)

Seja um sistema formado de dois subsistemas em interação, um quântico de n graus de liberdade e outro clássico com R graus de liberdade, que chamaremos de sistema clássico-quântico (CQ). O objetivo principal deste trabalho é derivar as equações dinâmicas do sistema-CQ, a partir de um princípio variacional, tal que no limite da ausência de interação entre os dois subsistemas tenhamos as equações usuais da mecânica clássica e mecânica quântica para os respectivos subsistemas isoladamente.

O subsistema clássico é descrito por R variáveis clássicas (c-number) $x^J(t)$; $J = 1, \dots, R$; dependentes do tempo e o subsistema quântico é dado por um conjunto completo de vetores de base, auto-estados de um operador $H_q(x^j, \hat{p}_j)$ onde x^j ; $j = 1, \dots, n$; simboliza as coordenadas dos n graus de liberdade do tipo quântico (q-numbers) e $\hat{p}_j = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x^j}$.

Para caracterizar a dinâmica do sistema-CQ vamos admitir a existência de um operador Hamiltoniano estendido

$$\hat{H} = \hat{H} = \hat{H}(x^j, \hat{p}_j; x^J, \dot{x}^J) \quad (1)$$

onde as variáveis do tipo c-number e suas derivadas temporais \dot{x}^J , entram como parâmetros contínuos.

Seja, então, a ação estendida:

$$A(x^J, \dot{x}^J) = \int_{t_1}^{t_2} dt \langle \phi(t) | i\hbar \frac{\partial}{\partial t} - \bar{H}(\bar{x}^J, \bar{p}^J; x^J, \dot{x}^J) | \phi(t) \rangle \quad (2)$$

onde $|\phi\rangle$ é o vetor de estado do sistema-CQ e o parêntese de Dirac $\langle || \rangle$ indica uma integração no espaço configuracional $\{x^J\}$ do subsistema quântico considerado. Ao se aplicar o princípio variacional à ação estendida (2), dividimos a variação δ em duas partes

$$\delta = \delta_\phi + \delta_{\bar{H}}, \quad (3)$$

onde δ_ϕ significa variação no espaço funcional dos estados unicamente, mantendo-se fixo o operador \bar{H} , e $\delta_{\bar{H}}$ significando variação de \bar{H} fixando-se o espaço dos estados. Com esta definição a condição variacional, $\delta A = 0$, para extremos fixos, nos leva as seguintes equações acopladas:

$$i\hbar \frac{\partial \phi}{\partial t} = \bar{H}\phi \quad (4)$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial x^J} - \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial}{\partial \dot{x}^J} \right) \right] \langle \phi | \bar{H} | \phi \rangle = 0 \quad (5)$$

$$\text{com } \phi = \phi(x^J; x^J, \dot{x}^J, t) \quad (6)$$

O sistema de equações (4) e (5) acopladas pelo Hamiltoniano estendido \bar{H} , definem uma dinâmica clássico-quântica (dinâmica-CQ). No caso de não existir interação entre os dois subsistemas, o Hamiltoniano poderia ser escrito na forma

$$\bar{H}(\bar{x}^J, \bar{p}^J; x^J, \dot{x}^J) = \bar{H}_q(\bar{x}^J, \bar{p}^J) + \bar{H}_c(x^J, \dot{x}^J) \quad (7)$$

que levado ao sistema (4) e (5) vai desacoplá-lo numa equação de

Schrödinger para o operador \hat{H}_q e numa equação de Euler-Lagrange onde o operador H_c , múltiplo da identidade, dependente apenas de variáveis do tipo c-number, se identifica com a Lagrangeana que caracteriza o subsistema clássico.

As equações (4) e (5) são fundamentais para o problema da medida da mecânica quântica¹⁾, em se tratando de um estudo da interação entre sistemas clássicos e quânticos.

Uma utilização prática desta formulação da dinâmica-QC, seria em sistemas nucleares envolvendo graus de liberdade coletivos, usualmente tratados classicamente, em interação com os graus de liberdade intrínsecos, tratados quânticamente. As equações derivadas neste trabalho descrevem a reação do movimento quântico sobre as variáveis clássicas, o que vem sendo desprezado por alguns autores²⁾.

REFERÊNCIAS

- (1) E.P.Gordov e S.D.Tovorogov; *Physica* 119A (1983) 339.
- (2) W.Greiner et al; *Nucl.Phys.* A248 (1975) 191

MODELOS DE FUSÃO DE MÚLTIPLAS ETAPAS PARA
ÍONS PESADOS

B.V. Carlson*, O. Civitarese†, M.S. Hussein**
e A. Ssanto de Toledo**

Construímos um modelo de fusão entre íons pesados que contém como ingredientes principais os seguintes:

- 1) a partir do canal de entrada o sistema de íons pesados passa por duas etapas distintas; a primeira é a formação de uma configuração quasi-molecular de ressonância superpostas que age como um espécie de "doorway", e a segunda é a formação da configuração do núcleo composto.
- 2) o sistema pode decair através de emissão de partículas leves e pesadas tanto na primeira configuração quanto na segunda.

Calculamos σ_F para vários sistemas de íons pesados dentro do modelo proposto e achamos uma boa concordância com os dados experimentais.

* CTA - São José dos Campos

† Universidade Nacional de La Plata - Argentina

** Instituto de Física da Universidade de São Paulo

UM TRATAMENTO UNIFICADO DO ESPALHAMENTO
PROTON E ANTIPROTON EM NUCLEOS

*B.V. Carlson[†], M. Isidoro F[†] e M.S. Hussein**

Calculamos as distribuições angulares, as seções de choque da reação, a polarização de spin e a rotação do spin para os sistemas $p+A$ e $\bar{p}+A$ usando a teoria de Dirac do espalhamento nucleon-nucleo recentemente proposto como ponto de partida. O sistema $p+A$ é descrito por uma equação de Dirac que é transformada da conjugação de carga da equação correspondente para $p+A$.

Nossos resultados para $p+A$ e $\bar{p}+A$ estão em bom acordo com os dados existentes.

[†] CTA - São José dos Campos

* Instituto de Física da Universidade de São Paulo

Dinâmica de Correlações num gás de Fermi degenerado

B.V. Carlson, IEAv, CTA, São José dos Campos, S.P.

M.C. Nemes* e A.F.R. de Toledo Piza, DFMA, Instituto de Física, USP

A densidade de um corpo de um gás de Fermi uniforme (i.e. com invariância translacional) é sempre necessariamente diagonal na representação de momentos. Dessa forma, não sendo violada a uniformidade, a dinâmica ao nível dessa densidade é descrita completamente pela dependência temporal das probabilidades de ocupação dos estados de uma partícula com momento bem definido, isto é

$$\hat{\rho}(t) = \sum_k |k\rangle \rho_k(t) \langle k| ; \frac{\partial}{\partial t} (|k\rangle \langle k|) = 0 ; \hat{\rho}_{kk'}(t) = \rho_k(t) \delta_{kk'}$$

Para um estado inicial determinantal ($\rho_k(t=0)$ sendo 1 ou zero) uma expressão formal exata para ρ_k é (M.C. Nemes e A.F.R. de Toledo Piza, Phys. Rev. C27,862(1983))

$$\rho_k(t) = -\text{Tr} \left\{ c_k^\dagger c_k \int_0^t dt' [H, G(t, t')] Q(t') [H, F_0(t')] \right\} \quad (I)$$

com

$$F_0(t) = \prod_k [\rho_k(t) c_k^\dagger c_k + (1 - \rho_k(t)) c_k c_k^\dagger] ,$$

$G(t, t') = T \exp - \int_{t'}^t d\tau Q(\tau) [H,]$, sendo $Q(t)$ um operador que filtra componentes não correlacionadas (no sentido de $F_0(t)$). Aproximando $G(t, t')$ pelo propagador de campo médio (i.e., tal que $g(t, t') (|k_1\rangle \langle k_2|)_{t'} = (|k_1\rangle \langle k_2|)_t$) é possível calcular explicitamente o lado direito de (I) obtendo

$$\rho_k(t) = -\text{Re} \sum_{k_1, k_2, k_3} \int_0^t dt' [\langle k_2 k_3 | \tilde{v} | k k_1 \rangle_t \langle k k_1 | \tilde{v} | k_2 k_3 \rangle_{t'}] \times \quad (II)$$

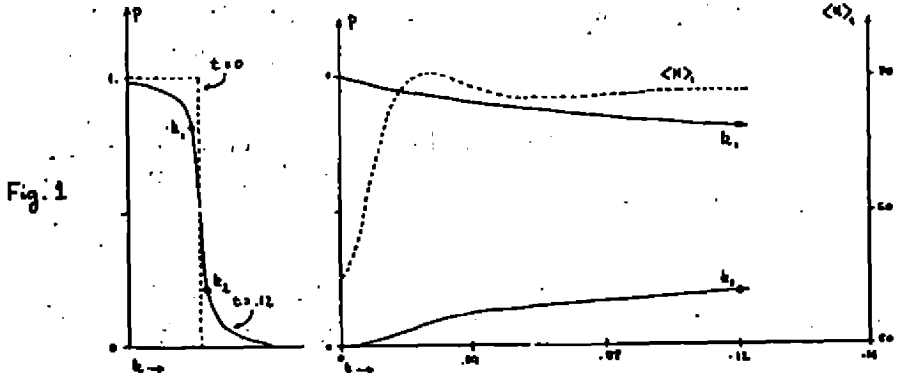
$$= (\rho_k \rho_{k_1} \rho_{k_2} \rho_{k_3} - \rho_k \rho_{k_1} \rho_{k_2} \rho_{k_3})_{t'}$$

com $q \equiv -p$ e os índices t, t' correspondendo aos tempos em que os respectivos objetos são calculados. Dada a interação de dois corpos (\tilde{v} indica um elemento de matriz antissimetrizado) essa expressão integrodiferencial é diretamente calculável. No caso aqui descrito tomamos para $g(t, t')$ a evolução temporal da pelas energias de partícula independente

*Com apoio FAPESP

$$\epsilon_k(t) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + \sum_{k'} \langle k k' | \tilde{U} | k k' \rangle_t p_{k'}(t) \quad (III)$$

usando para v uma força gaussiana $V_0 e^{-4b^2(k-k')^2}$, em uma dimensão. Para valores suficientemente pequenos do alcance de v ($bk_F \ll 1$) uma aproximação de massa efetiva para (III) se torna viável, simplificando consideravelmente a integração numérica de (II). A evolução temporal devida a v do determinante



descrevendo o estado fundamental degenerado de um gás de Fermi sem interação, calculada dessa forma, está representada na fig. 1. À esquerda aparecem a distribuição inicial e "final" (i.e., $p/t = 1/2 \hbar/V_0$) das probabilidades de ocupação: À direita aparecem como função do tempo as ocupações p_{k_1} e p_{k_2} para os valores de k_1 e k_2 assinalados à esquerda, e a "energia de um corpo" $\text{Tr } H F_0(t) = \langle H \rangle_t$. Essa energia difere da energia total (conservada), do sistema pela energia de correlação $\langle H \rangle_c$. Dadas as condições iniciais é claro que $\langle H \rangle_c$ se anula inicialmente. O comportamento de $\langle H \rangle_t$ revela que $\langle H \rangle_c$ é negativa e se aproxima de um valor bastante estável num tempo curto comparado com o da "relaxação" da densidade de um corpo, de acordo com argumentos físicos propostos por Bogoliubov na sua discussão da teoria cinética de sistemas clássicos (N.N. Bogoliubov Problems of a Dynamical Theory in Statistical Physics, em studies in Statistical Mechanics, de Boer e Uhlenbeck eds., North Holland Publ. Co. 1962, p.72). Vale a pena notar que conservação de momento e energia nas colisões de dois corpos anulam o espaço de fase para transições reais, neste sistema. Dessa forma, o comportamento observado está essencialmente relacionado com o caráter não-markoviano da equação de evolução quântica (II).

RESOLUTION VARIATION CONNECTIONS IN DOPPLER- BROADENING SPECTRO

E. Carpintero (UNCPBA), D. Otero (CNEA), A.N. Proto (CNEA) and A. Somoza (UNCPBA).

In this paper we have developed two main facts:

a) we have demonstrate that the information related to the intrinsic distribution $f(l)$ obtained with the $M^{(2)}$ method is in agreement with that obtained (through the same method) from the angular correlation data taken as the $f(l)$ intrinsic distribution and

b) as a consequence of a) we outlined a procedure which allow us to obtain an $M^{(2)}$ proper evaluation even in that cases where resolution variations (up to 30%) have occurred.

Coeficientes de transformação entre as cadeias canônica e de Elliott do grupo $SU(3)$

J.A. Castilho Alcarás

Instituto de Física Teórica, São Paulo

e

V. Vanagas

Institute of Physics, Lithuanian Academy of Sciences,

Vilnius, USSR

Resumo

São desenvolvidas fórmulas para os coeficientes de transformação da cadeia canônica $SU(3) \supset SU(2)$ para a cadeia de Elliott $^{SU(3)}O^+(3)$ de $SU(3)$. Tais coeficientes têm uma parte irracional totalmente fatorada multiplicada por um polinômio. As fórmulas obtidas foram desenvolvidas de modo a permitir a codificação de programas de computação para o cálculo algébrico exato desses polinômios. Esses programas produziram as fórmulas constantes das tabelas.

H. Dias (IFUFF) e E. Wolyneć (IFUSP)

As propriedades do decaimento das ressonâncias gigantes são de grande interesse para a compreensão da estrutura e dinâmica desses modos coletivos. A classificação do decaimento em estatístico e/ou direto é feita comparando-se os resultados experimentais com as previsões do modelo estatístico.

Recentemente, Eyrich et al. ⁽¹⁾ estudaram o decaimento da ressonância gigante de monopolo elétrico (RGM) por emissão de neutrons no ^{208}Pb . Como a RGM nesse núcleo se situa em 13,5 MeV de energia de excitação, o único canal aberto para o decaimento é a emissão de um neutron. O espectro de neutrons obtido por Eyrich et al. ⁽¹⁾ é mostrado na Fig.1. Esses autores efetuaram um cálculo estatístico, supondo que a densidade de níveis do ^{207}Pb possa ser descrita por:

$$\rho = \rho_0 \exp(E_x/T) \quad (1)$$

onde E_x é a energia de excitação do ^{207}Pb e T é a temperatura do núcleo e igual a 0,7 MeV. Com essas hipóteses, o espectro de neutrons mostrado pela linha pontilhada na Fig.1 é obtido. O resultado experimental é o histograma. O excesso de neutrons em relação à linha pontilhada é atribuído a neutrons provenientes de reação direta. Os autores concluem que 15% dos neutrons emitidos são provenientes de reação direta. Essa mesma técnica vem sendo utilizada na literatura para interpretar os espectros de neutrons emitidos pela RGE1. Porém, em todos esses casos as energias de excitação não são suficientemente e levadas para justificar o uso da expressão (1) para descrever a densidade de níveis do núcleo residual.

Para a RGM no ^{208}Pb , como $E_x = 13,5$ MeV e o limiar para emissão de um neutron é 7,4 MeV, a máxima energia de excitação no ^{207}Pb é 6,1 MeV. Os níveis do ^{207}Pb são conhecidos até essa energia de excitação. A Tabela I, mostra o número de níveis do ^{207}Pb previstas pela eq.(1) e o número de níveis observados experimentalmente. A eq.(1) foi normalizada para concordar com o número de níveis na faixa 3-4 MeV. A eq.(1) é totalmente inadequada para representar a densidade de níveis do ^{207}Pb nessa faixa de energia. Tentamos outras funções de densidade de níveis, mais sofisticadas, sem sucesso.

Efetuamos, então, um cálculo estatístico do espectro de neutrons provenientes da RGM, utilizando os níveis do ^{207}Pb observadas experimentalmente. De acordo com o modelo estatístico, as seções de choque parciais para os vários canais de decaimento são:

$$\sigma_1(E_x) = \sigma_f(E_x) \frac{\sum_{s, \ell} T_{\ell s}^1(E_x - Q_1)}{\sum_{k, s', \ell'} T_{\ell' s'}^k(E_x - Q_k)} \quad (2)$$

onde $\sigma_f(E_x)$ é a seção de choque de formação que excita o núcleo na energia E_x ; $T_{\ell s}^1(E)$ é o coeficiente de transmissão para o i -ésimo canal; $E = E_x - Q_1$; Q_1 é o limiar da reação; s e ℓ são o spin e momento angular da partícula emitida e k é o número de canais abertos. No caso $k = 1$.

No nosso cálculo representamos cada linha de neutrons por uma gaussiana com FWHM = 500 keV, uma vez que essa é a resolução do espectro experimental. O resultado obtido está mostrado na Fig. 2.

O espectro medido e o calculado estão em excelente acordo. Pode-se concluir que o decaimento da RGM no ^{208}Pb é puramente estatístico.

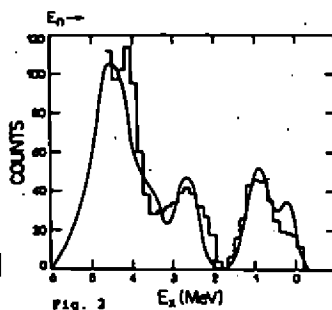
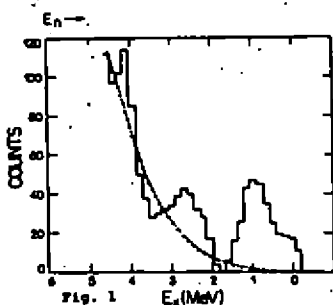
REFERÊNCIA:

I. W. Eyrich, K. Fuchs, A. Hofmann, U. Scheib, H. Steur and H. Rebel, Phys. Rev. C29, 418 (1984).

TABELA I

Densidade de níveis do ^{207}Pb

Intensidade de Energia (MeV)	Numero de níveis Equação (1)	Exp.
0-1	0,1	3
1-2	0,4	1
2-3	2	5
3-4	8	24
4-5	32	32
5-6	130	13



Hélio Dias (IFUFF) e Elisa Wolynech (IFUSP)

O estudo do decaimento das ressonâncias gigantes multipolares é uma das principais fontes para a compreensão desses modos fundamentais de excitação nuclear. Uma questão de grande interesse no momento é saber como o núcleo dissipa a energia armazenada nesses modos coletivos de excitação. A classificação experimental dos ramos do decaimento como direto, semi-direto ou estatístico é muitas vezes ambíguo por não existirem procedimentos experimentais que permitam classificar um dado decaimento nuclear como sendo de um particular mecanismo de reação. O que se tem feito é recorrer a comparações das propriedades médias observadas do decaimento com as previsões específicas de modelos de reação. Os desvios das previsões dos cálculos de Hauser-Feshbach ⁽¹⁾ são considerados como evidências de contribuições não estatísticas da seção de choque medida. No caso particular da ressonância gigante dipolar elétrica (RGE1) as conclusões existentes na literatura ⁽²⁾ são baseadas em medidas de espectros de neutrons emitidos por vários núcleos ^(3,4). Esses espectros são comparados com as previsões do modelo estatístico supondo que a densidade de níveis do núcleo residual possa ser representada por:

$$\rho = \rho_0 \exp(E_x/T) \quad (1)$$

onde E_x é a energia de excitação do núcleo residual e T é a temperatura do núcleo. Baseado nessa análise conclui-se que para núcleos médios e pesados há - 15% de reação direta ⁽²⁾.

Analisamos neste trabalho o decaimento da RGE1 no ^{208}Pb utilizando a medida do espectro de neutrons emitidos por esse núcleo efetuada por M.E. Toms e W. E. Stephens ⁽⁴⁾. Conforme discutido em outro trabalho que estamos apresentando nesta reunião ⁽⁵⁾ a equação (1) é totalmente inadequada para representar os níveis do ^{207}Pb . Para a RGE1 no ^{208}Pb , $E_x = 13.5$ MeV e como o limiar para emissão de um neutron é 7.4 MeV a máxima energia de excitação no ^{207}Pb é 6.1 MeV. Como os níveis do ^{207}Pb foram medidos até essa energia de excitação, efetuamos um cálculo estatístico utilizando a equação (2) da ref. 5 e os níveis do ^{207}Pb observados experimentalmente. Na equação (2) da ref. 5 utilizamos $k = 1$, pois o canal de emissão de um neutron é o único que contribui para o decaimento, uma vez que a barreira Coulombiana inibe a emissão de partículas carregadas. Cada linha de neutrons prevista pelo cálculo foi representada por uma Gaussiana com largura (FWHM) de 1.5 MeV, para simular a resolução do espectro experimental e área igual à intensidade de neutrons prevista pelo cálculo. O resultado obtido está mostrado na Fig. 1, juntamente com o resultado experimental da ref. 4 que é o histograma. O acordo entre a curva calculada e o resultado experimental é excelente, mostrando que o decaimento da RGE1 no ^{208}Pb é estatístico.

Outro argumento frequentemente utilizado para justificar uma componente

direta no decaimento da RGEI é o fato de a distribuição angular dos neutrons emitidos não ser isotrópica. A Fig. 2 mostra a distribuição angular dos neutrons emitidos com energia maior que 4 MeV pela RGEI do ^{208}Pb (4). A curva tracejada é o ajuste efetuado pelos autores (4) aos dados experimentais utilizando $f(\theta) = a + b \sin^2 \theta$. O melhor ajuste fornece $(b/a) = 0.23$. A curva cheia é a previsão do nosso cálculo estatístico para a distribuição angular.

Concluimos que efetuando-se o cálculo estatístico, utilizando os níveis do ^{207}Pb observados experimentalmente, obtém-se um excelente acordo com o espectro de neutrons e com a distribuição angular obtidos experimentalmente, evidenciando que o decaimento da RGEI é estatístico.

REFERÊNCIAS

1. H. Feshbach, Nuclear Spectroscopy, Part B, edited by F. Ajzenberg-Selove (Academic Press, New York, 1960).
2. S.S. Hanna in Giant Resonances Topical Conference, Oak Ridge, 1980, edited by F. E. Bertrand (Harwood, New York, 1980), p. 1.
3. J.R. Calarco, Ph. D. Thesis, University of Illinois (1972).
4. M.E. Toms and W.E. Stephens, Phys. Rev. 108, 77 (1957).
5. H. Dias e E. Wolyneq, Decaimento Estatístico da Ressonância Gigante de Monopolo no ^{208}Pb , publicado neste volume de contribuições.

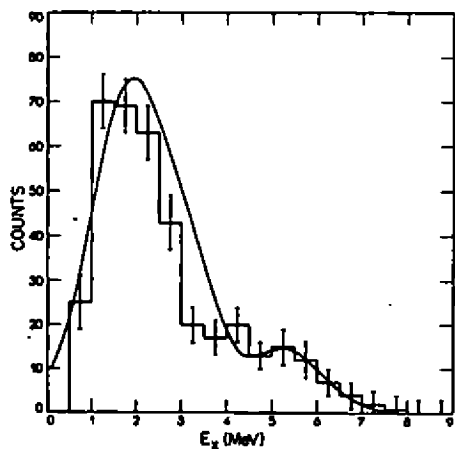


Fig. 1

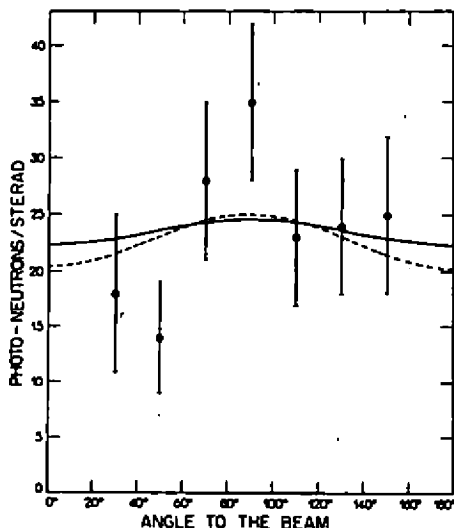


Fig. 2

COVARIANT FORMULATION OF INFORMATION AN THEORY

E. Duering (UNCPBA), D. Otero (CNEA), A. Plastino (UNLP) and
A.N. Proto (CNEA).

A geometric representation for Information Theory is introduced by recourse to a covariant formulation. The central tool is the metric tensor, that characterizer the particular dynamics of a given system and yields the corresponding quantal invariants. This formulation provides us with a rather powerful methodology for dealing with the basic elements of I.T., the 'S (Lagrange multipliers) and the O'S, and may shed light upon their dual space characteristics.

POLARIZAÇÃO NO ESPALHAMENTO ELÁSTICO n-d

Tobias Frederico (IEAv) e I.D.G. Vel Lejbman (IFUSP)

As polarizações constituem uma fonte rica em informações sobre diferentes aspectos dos potenciais envolvidos. No espalhamento elástico neutron-deuteron a estrutura multipolar do potencial N-N foi bastante explorada com o estudo das polarizações.

Apesar da predominância dos estados 3S_1 e 1S_0 , na interação entre dois nucleons em energias menores do que 50 MeV, é necessário a inclusão do potencial tensorial nas ondas 3S_1 - 3D_1 , e das componentes P, para explicar as polarizações de 1ª ordem.

As formas parametrizáveis, do potencial N-N utilizadas, não são unívocas, e no sistema nucleon-deuteron, elas são críticas apenas em observáveis que dependem de 2S . No estado $J_p = 1/2^+$, estão concentrados os efeitos "off-shell", já que a interação entre dois nucleons, na presença de um terceiro próximo, torna importante a formação não-assintótica do par. Isto é o que denominamos de sensibilidade à matriz T, N-N, "off-shell".

As polarizações de 1ª ordem não mostraram uma sensibilidade específica à variação "off-shell", sendo predominante em importância uma boa parametrização dos deslocamentos de fase N-N nas ondas 3S_1 - 3D_1 , e nas ondas P para essas observáveis.

Recentemente algumas das polarizações de 2ª ordem chamaram a atenção pela sensibilidade aos efeitos "off-shell" (1,2).

Este estudo procura fundamentar para essas observáveis que a informação "off-shell" sobre a interação N-N está contida apenas em uma amplitude (2S) e que os efeitos devidos à não-centralidade do potencial N-N que aparecem nestas polarizações é esgotado com um potencial com componentes multipolares 1S_0 , 3S_1 - 3D_1 , 1P_1 , 3P_0 , 3P_1 e 3P_2 .

As observáveis que calculamos são C_{xx} e C_{yy} (3) para as cor-relações de polarização, K_y^x , K_y^y e K_z^x (1) para as transferências de polarização N-N e o resultado que obtivemos, apesar da simplicidade do nosso cálculo é bastante satisfatório.

BIBLIOGRAFIA

1. F.Sperisen et al. Phys.Lett. 102B (1981)9.
2. H.Zankel et al. Phys.Rev. C28 (1983)538.
3. J.Chauvin, D.Garreta e M.Fruneau. Nucl.Phys. A247 (1975)335.

Cálculo de probabilidades de transição com o método semiclassico de Weyl-Wigner.

D. Galetti e A. Eiras

A distribuição de Wigner(1) tem tido sucesso quando usada em diversas áreas da física. Por trabalhar com equações envolvendo sempre objetos clássicos (e não operadores) esta descrição, usando uma simulação de espaço de fase, é, em certas situações, fácil de se interpretar, permitindo uma descrição da dinâmica dos processos quânticos de colisão em termos de trajetórias (ao longo das quais os pontos do espaço de fase da referida distribuição se movem), que possibilita também o cálculo de secções de choque(2,3).

Nosso projeto consiste em desenvolver um formalismo para o cálculo de probabilidades de transição em colisões, nos quais os estados inicial e final do núcleo são representados pelas distribuições de Wigner correspondentes, sendo a distribuição inicial propagada, em primeira ordem, pela aproximação semiclassica da equação de evolução temporal

$$i\hbar \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = [\hat{H}, \hat{\rho}]$$

mapeada pela transformação de Weyl(4)

$$\frac{\partial \hat{\rho}_w(q,p,t)}{\partial t} = \frac{2}{\hbar} \operatorname{sen} \left[\frac{\hbar}{2} \left(\frac{\partial^{(w)}}{\partial q} \frac{\partial^{(p)}}{\partial p} - \frac{\partial^{(h)}}{\partial p} \frac{\partial^{(p)}}{\partial q} \right) \right] h_w(q,p) \rho_w(q,p,t)$$

Desta forma, em ordem mais baixa, a evolução temporal é dada por

$$\frac{\partial \rho_w(q,p,t)}{\partial t} = \left(\frac{\partial^{(h)}}{\partial q} \frac{\partial^{(p)}}{\partial p} - \frac{\partial^{(h)}}{\partial p} \frac{\partial^{(p)}}{\partial q} \right) h_w(q,p) \rho_w(q,p,t)$$

ou, numa forma mais compacta

$$\rho_{\omega}(q,p,t) = \exp\left[-\int_{\text{clás}} L(q,p)(t-t_0)\right] \rho_{\omega}(q,p,t_0)$$

onde $L_{\text{clás}}(q,p)$ é o Liouvilliano clássico do problema.

Nesta abordagem, embora a propagação temporal se faça através da solução das equações clássicas de Hamilton correspondentes, a distribuição $\rho_{\omega}(q,p,t)$ guarda toda a natureza quanto-mecânica do sistema que queremos descrever.

Os sistemas abordados são descritos por um potencial de oscilador harmônico em interação com uma partícula sem estrutura. Tal escolha é motivada pelo fato do oscilador se constituir numa boa aproximação para a descrição de uma série de movimentos nucleares coletivos(5,6). Desta forma estamos aptos a calcular semiclasicamente a probabilidade de excitação de um grau de liberdade coletivo nuclear.

$$P + A(n) \longrightarrow P + A(m)$$

onde n e m são os números quânticos inicial e final do modo coletivo do alvo. Para o oscilador harmônico temos

$$\rho_{\omega}^{n,n}(q,p,t=-\infty) = \frac{1}{\pi\hbar} \int dx e^{-\frac{i}{\hbar}px} \psi_n^*(q-\frac{x}{2}) \psi_n(q+\frac{x}{2})$$

$$\rho_{\omega}^{f,i}(q,p,t=+\infty) = \sum_i \sum_j a_i^*(t=\infty) a_j(t=\infty) \rho_{\omega}^{ij}(q,p)$$

que é a Wigner correspondente a

$$\psi(q,t=\infty) = \sum_i a_i(t=\infty) \psi_i(q)$$

Assim a probabilidade de transição $n \rightarrow m$ é dada por

$$PT_{n \rightarrow m} = |a_m(t=\infty)|^2 = 2\pi\hbar \int dq dp \rho_{\omega}^{nm}(q,p) \rho_{\omega}^f(q,p,t=\infty)$$

Para o oscilador harmônico

$$\rho_{\omega}^{nm}(q,p) = \frac{(-1)^n}{\pi\hbar} e^{-y} L_n^{-y}(2y) \quad , \text{ onde}$$

$y = \frac{q^2 + p^2}{2\hbar}$ é a energia clássica do oscilador, L_n é o n -ésimo polinômio de Laguerre, e $\rho_{\omega}^f(q,p,t=\infty)$ é a distribuição de Wigner propagada no tempo através das equações de Hamilton.

Atualmente preparamos um programa de cálculo da evolução temporal e da probabilidade de transição $PT_{n \rightarrow m}$.

Referências

1. E.Wigner, Phys.Rev. 40(1932)749.
2. E.Heller, J.Chem.Phys. 65(1976)1289
3. P.Carruthers and F.Zachariasen, Rev. of Mod.Phys. 55(1983)245
4. Veja de Groot and Suttorp - "Foundations of Electrodynamics" North Holland - cap.VI e apêndice.
5. J.J.Griffin and J.A.Wheeler, Phys.Rev. 108(1957)311
6. D.Galetti and A.F.R.T.Piza, Phys.Rev. 24C(1981)2311.

'Limite Semiclássico da dinâmica nuclear de um corpo'

D. Galetti e S.S. Mizrahi, IFT de São Paulo

M.C. Nemes^a e A.F.R. de Toledo Piza, DFMA, Instituto de Física, USP

Tratamentos semiclássicos da dinâmica nuclear de um corpo têm sido baseados heurísticamente na adoção de uma equação de Vlasov com um termo de colisão tipo Uehling-Uhlenbeck para a transformada de Wigner da densidade de um corpo, possivelmente submetida a um processo de mediação tipo Strutiuscki (P.Schuck e J.Winter, em Time-Dependent Hartree-Fock and Beyond, Lecture Notes In Physics vol. 171(1982), p.190; C.Grégoire et al., GANIL preprints P-84.05 e P-84-06, 1984).

Com o objetivo de melhor fundamentar o ponto de partida para esse tipo de tratamento, submetemos a equação obtida anteriormente (M.C.Nemes e A.F.R. de Toledo Piza, Phys.Rev. C27, 862(1983)) para a dinâmica efetiva da densidade de um corpo no limite de acoplamento fraco

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{\mu\nu}(t) = & \frac{1}{i\hbar} [\hat{h}(t), \hat{\rho}(t)]_{\mu\nu} + \\ & + \frac{1}{2\hbar^2} \sum_{\beta\gamma\delta} \int_0^t dt' [\langle \gamma\delta | \tilde{v} | \nu\beta \rangle \langle \mu\beta | \tilde{v} | \gamma\delta \rangle (\rho_{\beta\delta} \rho_{\mu\gamma} - \rho_{\delta\mu} \rho_{\beta\gamma}) - \\ & - \langle \mu\beta | \tilde{v} | \gamma\delta \rangle \langle \gamma\delta | \tilde{v} | \nu\beta \rangle (\rho_{\nu\beta} \rho_{\gamma\delta} - \rho_{\delta\gamma} \rho_{\nu\beta})] \quad (I) \end{aligned}$$

à transformação de Weyl-Wigner (De Groot e Suttrop, Foundations of Electrodynamics, N.Holland 1972). A transformação do comutador (primeiro termo do lado direito de (I)) é imediata e inclui termos correspondentes à equação de Vlasov, para a hamiltoniana de campo médio dependente do tempo

$$\hat{h}_{\mu\nu}(t) = \left(\frac{\hat{p}^2}{2m} \right)_{\mu\nu} + \sum_{\gamma} \langle \gamma | \tilde{v} | \beta \gamma \rangle \rho_{\beta\gamma}(t) \quad (II)$$

O segundo termo à direita de (I) representa os efeitos de correlações para o campo médio efetivo e para a evolução temporal das probabilidades de ocupação $\rho(t)$. A contribuição correspondente à ele para a transformada de Wigner do lado esquerdo, $\dot{\rho}_w(p,q)$, é

$$\begin{aligned} \frac{2\pi}{\hbar} \dot{\rho}_w^{(corr)}(p_1, q_1) = & \frac{2}{\hbar^2} \int dp_2 \int dq_2 \operatorname{sen} \left(\frac{\hbar}{2} \Lambda_{d,e} \right) \tilde{v}^{(d)}(p_1, q_1, p_2, q_2) \times \\ & \times \int_0^t dt' \int dp'_1 \int dp'_2 \int dq'_1 \int dq'_2 g^{(e)}(p_1, q_1, p_2, q_2; p'_1, q'_1, p'_2, q'_2; t, t') \times \\ & \times \operatorname{sen} \left[\frac{\hbar}{2} (\Lambda_{b,ac} + \Lambda_{a,c}) \right] [(1 - \rho_w(p'_1, q'_1))(1 - \rho_w(p'_2, q'_2))] \tilde{v}^{(c)}(p'_1, q'_1, p'_2, q'_2) \times \\ & \times [\rho_w(p'_1, q'_1) \rho_w(p'_2, q'_2)]^{(b)} \quad (III) \end{aligned}$$

Os operadores diferenciais $\Lambda_{a,b} \equiv \sum_i \left(\frac{\partial^{(a)}}{\partial p_i} \frac{\partial^{(b)}}{\partial q_i} - \frac{\partial^{(a)}}{\partial q_i} \frac{\partial^{(b)}}{\partial p_i} \right)$ agem respectivamente sobre os fatores do Integrandado assinalados com os índices de $\Lambda_{a,b}$; $\tilde{V}(p_1, q_1, p_2, q_2)$ é a transformada de Weyl do potencial de dois corpos antisimétrizado $V(1,2) [\delta(1-1')\delta(2-2') - \delta(1-2')\delta(2-1')]$; a função de Green de campo médio $g(p_1, q_1; p_2, q_2; t, t')$ provém da evolução temporal dada pelo termo que contém a contribuição de Vlasov. Em ordem mais baixa de h ela é

$$g = \delta[p_2(t) - p_2'] \delta[q_1(t) - q_1'] \delta[p_1(t) - p_1'] \delta[q_2(t) - q_2']$$

onde as funções $p_i(t)$ e $q_i(t)$ são soluções das equações clássicas de Hamilton para a transformada de Weyl $h(p, q)$ da Hamiltoniana de Hartree-Fock (1º termo à direita de (1)). Essa função de Green implementa, no limite semiclassical, o caráter não Markoviano de (11). Em ordem mais baixa de h , essa expressão se reduz à integração temporal de um duplo parêntesis de Poisson com um deslocamento temporal interno produzido por g . Tal forma é conhecida da teoria cinética de sistemas clássicos (A.Akhiezer e S.Péletninski, Les Méthodes de la Physique Statistique, MIR(Moscou)1980, pag.28).

Este desenvolvimento não depende de hipóteses sobre a extensão ou homogeneidade do sistema. Suas limitações decorrem apenas da hipótese de acoplamento fraco embutida na forma de partida (1) da integral de correlação (colisão).

*Com apoio da FAPESP

Fragmentação Inclusiva em Reações de Ions Leves e Pesados
com $E/N \gg 20 \text{ Mev}$

M.S. Hussein

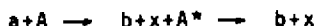
Instituto de Física,
Universidade de São Paulo, São Paulo

R.C. Mastroleo

Instituto de Estudos Avançados - CTA
São José dos Campos

Uma classe de reações nucleares que recentemente tem atraído bastante atenção é aquela onde ocorre a fragmentação do projétil. Essa fragmentação pode ser identificada pela detecção de pelo menos um fragmento do projétil (o espectador) próximo ao ângulo de "grazing" e cujo espectro de energia tem seu pico próximo à velocidade do feixe incidente. Em termos de medidas, o aspecto mais simples destas reações, tanto experimental como teoricamente, é a determinação da distribuição de energia e/ou distribuição angular somente do espectador. O objetivo deste trabalho é desenvolver uma formulação simples e direta desta teoria de forma a obter-se essas distribuições através de cálculos numéricos mais simples do que aqueles usados anteriormente por outros autores⁽¹⁾.

Na notação que já se tornou convencional, a reação é descrita como



onde somente o fragmento b é detetado e x(participante) é o fragmento que colide com o alvo A. Dessa forma, o espectro de energia do espectador em função do angulo de espalhamento (supõe-se b interagir elasticamente com o alvo) pode ser escrito como²⁾

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_b dE_b} = \frac{2}{h\nu_a} \langle \rho_x^{(+)} | W_{xA} | \rho_x^{(+)} \rangle \rho(E_b)^{-1}$$

como

$$\rho_x^{(+)}(\vec{r}_x) = \langle x_b^{(-)}(\vec{r}_b) | \phi_a(\vec{r}_b - \vec{r}_x) x_a^{(+)}(\vec{r}_b, \vec{r}_a) \rangle$$

onde a notação $\langle | \rangle$ significa que a integração é feita somente nas coordenadas da partícula b; $x_a^{(+)}$ e $x_b^{(+)}$ são as funções de onda óticas de a e b; ϕ_a é a função de onda do projétil e W_{xA} é a parte imaginária do potencial óptico do sistema participante (x) - alvo(A). Assim, $\langle \rho | W | \rho \rangle$ representa grosseiramente a secção de choque de reação de x com A. Essas funções de onda podem ser calculadas explicitamente usando-se a aproximação de WKB. Os cálculos numéricos estão em andamento e os resultados preliminares são bastante satisfatórios.

REFERÊNCIAS

1. R. Serber, Phys. Rev. 72 (1947) 1008, W.A. Friedman, Phys. Rev. C27 (1983) 569, G. Baner e D. Trantmann, Phys. Rep. 25C (1976) 293, T. Udagawa et al. Phys. Lett. 135B, 333 (1984)
2. M.S. Hussein e K.W. McVoy, preprint (1984), a ser publicado no Nucl. Phys. A.

TEORIA SEMI-CLÁSSICA COM ABSORÇÃO

M.S. Hussein e M.P. Pato

Instituto de Física da Universidade de São Paulo
Caixa Postal 20516
São Paulo, SP

Nós demonstramos que se descrevermos a absorção no canal elástico pela parametrização de Ericson da função reflexão $\eta(\lambda) = [\exp(\frac{\Lambda - \lambda}{\Delta}) + 1]^{-1}$, então as amplitudes de espalhamento f^{\pm} em ângulos positivos (+) e negativos (-), satisfazem às equações

$$\left\{ \exp \left[\frac{1}{\Delta} \left(\Lambda - i \frac{d}{d\theta} \right) \right] + 1 \right\} \left[\sqrt{\sin \theta} f(\theta) \right]^{\pm} = \sqrt{\sin \theta} f_0^{\pm}(\theta)$$

onde f_0^{\pm} são as amplitudes de espalhamento pelo potencial, sem absorção, em ângulos positivos (+) e negativos (-). Soluções das equações acima podem ser construídas usando-se a função de Green do operador $\left\{ \exp \left[\frac{1}{\Delta} \left(\Lambda - i \frac{d}{d\theta} \right) \right] + 1 \right\}$. Isto leva a fórmulas deduzidas antes, de um modo diferente, por Frahn⁽¹⁾ e usadas por ele para o cálculo do espalhamento no caso de uma função deflexão monótona. Num tratamento alternativo nós resolvemos essas equações empregando técnicas de expansão para obter fórmulas mais gerais válidas também para função deflexão com arco-íris. O resultado principal do nosso trabalho é mostrar que supondo absorção forte é possível calcular a amplitude de espalhamento como

$$f = f_{SCO} + \bar{f}$$

onde f_{SCO} é a amplitude de espalhamento no limite sharp cut-off, com ou sem arco-íris, e \bar{f} é uma função que dá as correções smooth cut-off à amplitude sharp cut-off.

- Referência:

1) W.E. Frahn and D.H.E. Gross, Ann. Phys. 101 (76) 520.

O ACOPLAMENTO QUASICLUSTER-VIBRADOR
APLICADO A ISOTOPOS ÍMPARES DO Zn

LAERCIO LOSANO*

Instituto de Física da Universidade de São Paulo,

e

HELIO DIAS

Instituto de Física da Universidade Federal Fluminense

Em nosso tratamento para o acoplamento quasi-partícula-cluster-vibrador (ACQPV)⁽¹⁾, na descrição de núcleos esféricos ímpares com ambas camadas abertas, consideramos uma abordagem simples para os problemas decorrentes do uso do formalismo da BCS. A base é truncada em energia, da forma usual, a conservação do nº de partículas e a eliminação dos estados espúrios são tratados com técnicas simples⁽²⁾.

Apresentamos uma comparação entre os resultados obtidos com nosso tratamento e os obtidos com QCVM⁽³⁾, uma abordagem bem mais sofisticada.

Os cálculos para os isotopos $^{61,63,65,67}\text{Zn}$ foram efetuados com os seguintes valores para os parâmetros: $e(f7/2) - e(p3/2) = 0.76$ MeV, $e(p1/2) - e(p3/2) = 1.08$ MeV, $\hbar\omega_2 = 1.20$ MeV, $G = 0.40$ MeV, $a = 0.81$, e com SDI para a interação residual.

Na fig.1 os espectros calculados (THE) são comparados com os experimentais (EXP) e com os calculados na ref.(3) (QCVM); no caso do ^{61}Zn ($n=3$) o espectro calculado com um cluster de 3 partículas (EXATO) é também apresentado. Em todos os casos a dimensão do espaço não excedeu a 104 vetores, enquanto que em um cálculo de shell model⁽⁴⁾ chegou a aproximadamente 2.000 vetores.

Observamos que, considerando a simplicidade do tratamento usado, os resultados são satisfatórios. A densidade

* Em afastamento do Departamento de Física da Universidade Federal da Paraíba (CAPES/PICD).

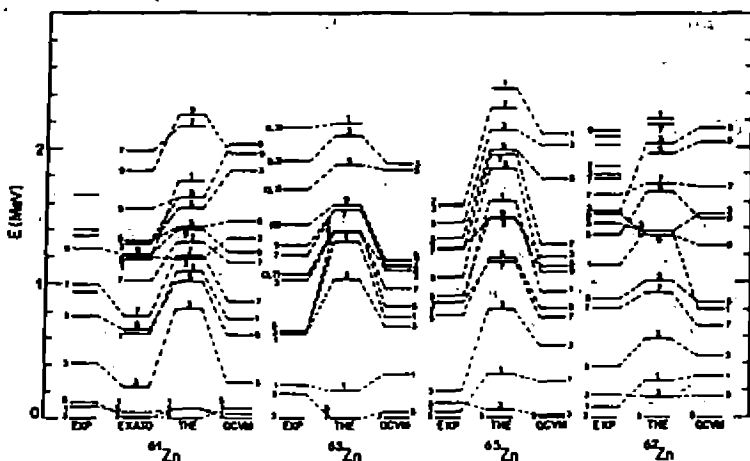


Fig.1. Espectros (TME e EA70), experimentais (EXP) e calculados na ref. [QCVM], para as paridades negativas dos isótopos do Zn. Os spins estão na forma 2).

de níveis, a ordenação dos spins, e a energia dos 3 primeiros estados estão em razoável acordo, porém a energia dos demais estados estão excessivamente elevadas. Estes na maioria têm uma forte componente de 3 quasipartículas, o que indica que tal desvio passa ser corrigido com inclusão do efeito de "blocking"⁽⁵⁾.

Devemos ressaltar que para alguns estados as correções incluídas com QCVM implicam num desvio maior, e para a maioria deles estão superestimadas; ainda que o nosso resultado para o ^{67}Zn é tão bom quanto o obtido com QCVM.

Encontram-se em fase de conclusão os cálculos das probabilidades de transição, bem como, os cálculos com a inclusão do efeito de "blocking".

REFERÊNCIAS:

1. Comunicação apresentada na VI Reunião de Trabalho sobre Física Nuclear no Brasil (Itatiaia-1983)
2. T.T.S. Kuo e outros, Nucl. Phys. 79(1966)513.
3. K.Allaart, P.Hofstra and V.Paar, Nucl.Phys. A366(1981)384.
4. J.F.Van Hiemen, W.Chung and B.H.Wildenthal, Nucl.Phys.A269 (1976)159.
- 5) H.Dias and F.Krmpotić, Phys.Lett. 112B(1982)103.

O MODELO DE CAMADAS E O "BAG MODEL"

T.A.J. Maris e Gastão Inácio Krein (UFRGS)

RESUMO:-

Estudamos num modelo simples a validade do modelo de camadas nuclear para nucleons com estrutura de quarks. A estatística de Fermi dos quarks implica em correções ao movimento de partícula-independente no núcleo que dependem do tamanho do nucleon; para "bags" pequenos as correções são pequenas, tornando-se catastróficas para "bags" com raios maiores do que 1.2 fm.

"RESUMO DA ESTRUTURA NUCLEAR DO BÚXO PELO MODELO UNIFICADO"

R.C. Mastroleo

Instituto de Estudos Avancados - CIA

Sao Jose dos Campos, SP

H. Dias

Universidade Federal Fluminense - Departamento de Física

Niteroi - RJ

F. Krmotic

Universidade Nacional de La Plata

Faculdade de Ciências Exatas - La Plata - Argentina

Recentemente, R.N. Saxena et al⁽¹⁾, realizaram medidas de correlação angular direcional das transições gama do

$^{84}_{36}Kr$ resultante do decaimento do ^{84}Br . Essas medidas permitirão estabelecer e também confirmar os spins nucleares de alguns níveis. As razões de mistura multipolar para algumas transições também foram obtidas. Pretendemos aqui, a partir do acoplamento de dois buracos de neutrons de valência a um campo vibracional quadrupolar (modelo unificado⁽²⁾), reproduzir esses resultados.

Nesse modelo, a hamiltoniana que descreve o sistema é

$$H = H_{sp} + H_{vib} + H_{int} + H_{res} \quad (1)$$

onde H_{sp} descreve as partículas de valência (ou buracos), os quais têm acesso aos estados preditos pelo modelo de camadas. H_{vib} descreve o campo vibracional quadrupolar produzido pelo caroço. H_{int} representa a interação partícula-vibrador. Como temos dois buracos, devemos levar em conta a força residual entre eles. H_{res} representa essa interação residual a qual aproximamo-la por uma força de emparelhamento.

Os operadores quadrupolar elétrico e dipolar magnético consistem de duas partes, uma descrevendo a parte associada as partículas e a outra associada com o vibrador.

A razão de mistura $\delta(E2/M1)$ pode então ser calculada através da relação

$$\delta(E2/M1) = 0,885 \cdot E_Y \cdot D \quad \text{com} \quad D \equiv \frac{\langle I_i \| M(E2) \| I_f \rangle}{\langle I_i \| M(M1) \| I_f \rangle} \quad (2)$$

onde $E_Y = E_i - E_f$ é a energia da transição em Mev. Os níveis de energia obtidos podem ser encontrados na figura 1. No nosso cálculo, a probabilidade de transição $B(E2)$ da transição $2^+_1 \rightarrow 0^+_1$ é $0,025 e^2 b^2$ ($B(E2)$ experimental é $0,034 \pm 0,06$ ⁽³⁾ $e^2 b^2$), e as razões de mistura $\delta(E2/M1)$ das transições $2^+_2 \rightarrow 2^+_1$ e $2^+_3 \rightarrow 2^+_1$ são dadas respectivamente por $0,82$ e $-0,88$ (os valores

experimentais são $\delta_{2^+ \rightarrow 2^+} = 0,80 \pm 0,03$ e $\delta_{2^+ \rightarrow 2^+} = 1,05 \pm 0,03$ (1).

É possível extrair-se uma regra de sinal para o δ de transição $2^+ \rightarrow 2^+$ através de uma expressão analítica com base nos termos perturbativos em ordem mais baixa dos elementos de matriz reduzidos de (2). Os termos de ordem mais baixa que contribuem para os elementos de matriz $\langle 2^+ || M(E2) || 2^+ \rangle$ são representados pelos diagramas dados na figura 2a. Na figura 2b são mostrados os diagramas correspondentes aos termos de ordem mais baixa que contribuem para os elementos de matriz $\langle 2^+ || M(M1) || 2^+ \rangle$.

Calculando-se os termos da série perturbativa correspondentes a esses diagramas, no caso geral em que as duas partículas (ou buracos) estão emparelhados no estado de "single-particle" de spin J , pode-se escrever o quociente D de (2) apenas como função dos parâmetros do modelo

$$D = \frac{1}{3} \sqrt{\frac{5}{7}} \frac{\Delta J}{\hbar \omega} \frac{(2J+5)(2J-3)}{2J(2J-1)} \frac{e_{\text{eff}}^{Q_j^{SP}}}{g_r - g_j^{SP}} \quad (3)$$

com

$$e_{\text{eff}} = e_{\text{eff}}^{SP} + \frac{5a}{\sqrt{\pi}} \frac{\hbar \omega}{\Delta J (2\hbar \omega - \Delta J)} e_{\text{eff}}^V$$

onde ΔJ é o "pairing gap", Q_j^{SP} é o momento de quadrupolo elétrico de "single-particle" e $g_j^{SP} = \frac{\mu_j^{SP}}{J}$ onde μ_j^{SP} é o momento de dipolo magnético de "single-particle".

Da expressão acima, pode-se notar que o sinal de δ para $J > \frac{3}{2}$ é dado pelo sinal de $\frac{e_{\text{eff}}^{Q_j^{SP}}}{g_r - g_j^{SP}}$. De fato, a expressão (3) é obtida supondo-se os aproximados cancelamentos dos termos de ordem superior, os quais ocorrem no limite de J grande (4).

A validade desta regra para sinal de δ é verificada para ^{48}Kr e isótopos pares de Cd (5).

REFERENCIAS

- 1 - P.N. Saxena, L.C. Jahnke e F.C. Zawislak, Phys. Rev. **621**, 1531 (1980)
- 2 - G. Alaga, Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi" Course XL, pp 28 (1969)
- 3 - Nuclear Data Sheets, **Y22**, 365 (1979)
- 4 - V. Paar, Rev. Bras. Fis. **Y4**, 213 (1972)
V. Paar, Phys. Lett. **60B**, 232 (1970)
V. Paar e S. Brant, Phys. Lett. **74B**, 267 (1978)
- 5 - R.C. Mastroleo, H. Dias e F. Krmpotic, a ser publicado.

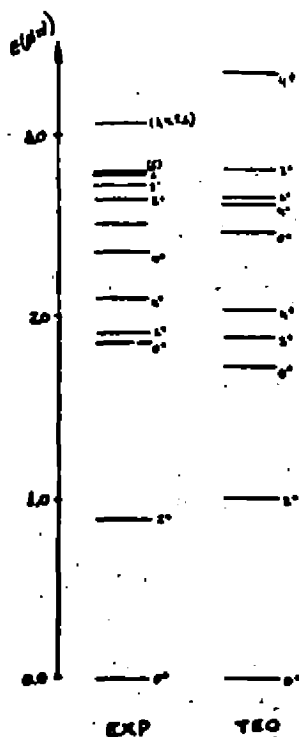
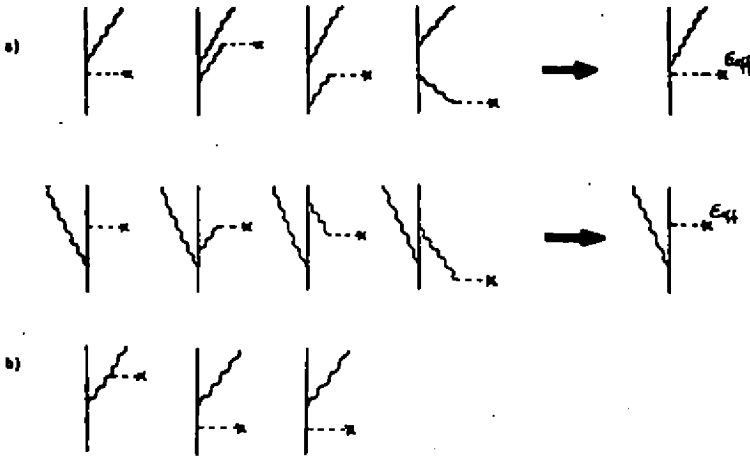


Fig.1 - Níveis de energia teóricos do ^{241}Pu , comparados com os níveis experimentais.



a) Para cada diagrama de partícula no lado esquerdo corresponde três diagramas da parte coletiva à direita os quais levam a uma renormalização da carga efetiva de "single-particle".

b) Diagramas correspondentes aos termos perturbativos em ordem mais baixa de $\langle \sum_1^{\infty} [N(N)] \rangle_1$

EQUAÇÃO MASTER COM EFEITOS DE MEMÓRIA

Salomon S. Mizrahi, Sergio A. Carias de Oliveira (IFT-SP) e José Roberto Brinati (UFRJ)

Considerando um particular subsistema \mathcal{S} (sobre o qual centramos o nosso interesse) caracterizado por uns poucos graus de liberdade e imerso num reservoir \mathcal{R} constituído de osciladores harmônicos, o tratamento usual na aproximação de Markov (o tempo de relaxação do reservoir é considerado nulo) leva a uma equação "master" escrita na forma de uma equação diferencial de primeira ordem no operador estatístico reduzido. No entanto, um tratamento mais realista mostra que é necessário levar em conta a finitude do tempo de relaxação do reservoir e nesta situação a equação "master" obtida é dada na forma de uma equação integro diferencial:

$$\hat{\rho}^r(t) = \frac{1}{\pi_h} \hat{L}_s \hat{\rho}^r(t) - \sum_{i,j} r_i r_j \int_0^t dt' \left\{ [\hat{u}_i, e^{-i\hat{L}_s(t-t')} \hat{u}_j \hat{\rho}^r(t')] \right. \\ \left. + \gamma_{ij}(t-t') + [\hat{u}_i, e^{-i\hat{L}_s(t-t')} \hat{\rho}^r(t') \hat{u}_j] \gamma_{ij}(t-t') \right\} \quad (1)$$

onde os $\{\hat{u}_i\}$ são operadores do sistema S , $\hat{L}_s = [\hat{H}_s]$ é o "superoperador" Liouvillian, r_i são as constantes de acoplamento entre sistema e reservóir e $\gamma_{ij}(t-t') = \langle \hat{v}_i(t-t') \hat{v}_j \rangle = \text{Tr} \hat{\rho}_{eq}^a \hat{v}_i(t-t') \hat{v}_j$, onde os $\{\hat{v}_i\}$ são operadores do reservóir e $\hat{\rho}_{eq}^a$ é o operador estatístico de reservóir no equilíbrio.

Diversos problemas préviamente tratados na aproximação de Markov podem ser agora abordados de forma mais exata permitindo verificar a influência dos efeitos de memória. O método de transformada de Laplace é usado para a solução da equação (1).

"Simulação tipo Monte Carlo da Fragmentação do Carbono em Alta Energia"

E. Moeller, M.C. Nemes e D.H.E. Gross

Hahn-Heitner Institut für Kernforschung, Berlin

A fragmentação de núcleos pesados após o bombardeamento dos mesmos com prótons de alta energia é um processo bastante complexo. A compreensão do mecanismo de reação envolvido está essencialmente ligada à questão de como os vários fragmentos emergentes se relacionam entre si, de como interagem antes de atingir o detetor. Embora essa informação detalhada não possa ser obtida a partir de medidas inclusivas, existem evidências experimentais de que a fragmentação dos núcleos pesados é principalmente uma fragmentação de muitos corpos e não um processo evaporação/fissão como se pensava ⁽¹⁾. Por exemplo, o píco nos espectros inclusivos de fragmentos ocorre uma posição que não corresponde à aceleração devido ao campo coulombiano de um segundo (grande) fragmento.

Para se obter um entendimento mais profundo desse processo seria útil medir-se canais exclusivos das reações. Para núcleos muito grandes isto é quase que impossível. No entanto, para um núcleo pequeno como o Carbono, existem projetos em Berkeley de se medir canais exclusivos na reação $p + C$ em alta

energia. Assim motivados, fizemos uma simulação tipo monte Carlo⁽²⁾ dessa reação dentro do contexto de um modelo estatístico⁽³⁾. Estudamos a influência da interação Coulombiana nos espectros de energia dos fragmentos. Fig.1 mostra um caso típico. A interação Coulombiana dos fragmentos se manifesta num "shift" da posição do pico do espectro com relação à distribuição Maxwelliana. Se o núcleo for mais pesado que o carbono, haverá igualmente um aumento na temperatura efetiva do espectro. Correlações angulares e de energia entre as partículas nos vários canais refletem o efeito Coulombiano de forma mais dramática, como era de se esperar. Na fig.2 vemos uma correlação angular entre as várias partículas do canal $^{12}\text{C} \rightarrow \gamma \text{Li} + \alpha + p$. Os parâmetros do modelo estatístico e detalhes deste cálculo se encontram na ref.⁽²⁾.

Referências

- (1) G.D.Vestfall et al Phys.Rev.C17,1368(1978)
- (2) E.Moeller, M.C.Nemes e D.H.E.Gross, preprint
- (3) D.H.E.Gross et al, Zeit für Phys. A309,41(1982)

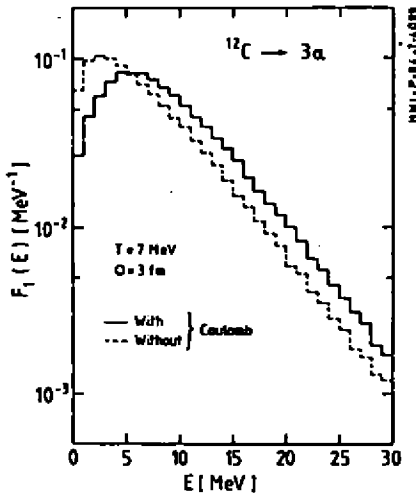


Fig 1

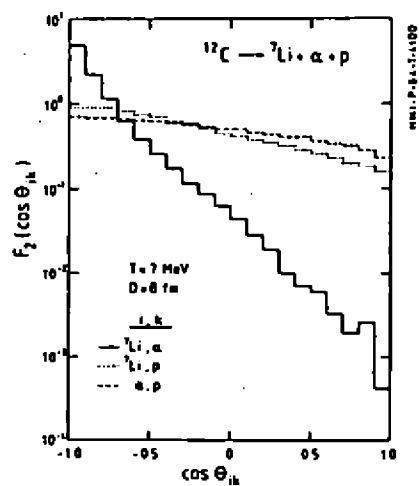


Fig 2

O MODELO SIMPLETICO DAS OSCILAÇÕES MONÓPOLARES

M.M.B.M. de Oliveira* e E.J.V. de Passos

Instituto de Física da Universidade de São Paulo

De um ponto de vista fenomenológico, as ressonâncias gigantes monópolares são um modo de respiração do núcleo. Os estados que descrevem a contração e expansão do núcleo são:

$$|\Psi(\theta)\rangle = e^{i\theta \hat{D}} |\Psi_0\rangle \quad (1)$$

onde $|\Psi_0\rangle$ é a função de onda do estado fundamental e \hat{D} o operador de dilatação,

$$\hat{D} = \frac{1}{2} \sum_i (\hat{x}(i) \cdot \hat{p}(i) + \hat{p}(i) \cdot \hat{x}(i)) \quad (2)$$

Esse operador, juntamente com o raio quadrático médio e a energia cinética

$$\hat{M} = \frac{1}{2} \sum_i \hat{x}(i)^2 \quad K = \frac{1}{2} \sum_i \hat{p}(i)^2$$

são os geradores do grupo $Sp(2, R)$ (1)

Se $|\Psi_0\rangle$ é um estado de peso mínimo, os estados (1) estão definidos no espaço de uma representação irredutível do grupo $Sp(2, R)$, que será identificado com o sub-espaço coletivo. Funções de onda e níveis de energia são calculados diagonalizando a hamiltoniana de muitos corpos nesse sub-espaço.

Construímos uma base no sub-espaço coletivo do modo usual, definindo os operadores de levantamento, abaixamento e o operador de peso (1):

$$\hat{A}^+ = \frac{1}{2} (\hat{K} - \hat{M}) + i \frac{\hat{D}}{2} = \frac{1}{2} \sum_{j, \mu} a_{j, \mu}^+ a_{j, \mu} \quad \hat{A} = (\hat{A}^+)^+ e$$

$$\hat{C} = \frac{1}{2} (\hat{K} + \hat{M}) = \frac{1}{4} \sum_{j, \mu} a_{j, \mu}^+ a_{j, \mu} + a_{j, \mu} a_{j, \mu}^+$$

onde $a_{j, \mu}^+$ e $a_{j, \mu}$ são os operadores de criação e aniquilação de um quanta de oscilador de comprimento b (μ indica as direções no espaço e j os estados). O estado de peso mínimo é um auto-estado de C e é aniquilado por A

$$C|\Psi_0\rangle = K|\Psi_0\rangle \quad A|\Psi_0\rangle = 0$$

onde o auto-valor K é o índice da representação irredutível do grupo $Sp(2, R)$.

*FAPESP

Vamos calcular as energias do modo monopolar para o ${}^4\text{He}$, ${}^{16}\text{O}$ e ${}^{40}\text{Ca}$, tomando para $|\psi_0\rangle$ um determinante de Slater de funções de onda do oscilador harmônico e a hamiltoniana Skyrme III. Para o cálculo dos elementos de matriz de H na base $|n\rangle$ vamos utilizar o método da função geratriz⁽¹⁾.

Também investigaremos o efeito das correlações do estado fundamental nas regras de soma e se essas correlações podem ser entendidas como correlações de RPA.

(1) J. Broeckhove and P. Van Leuven - Phys. Rev. C 29 (1984), 628

DINÂMICA DE COLISÕES NO MODELO DE JAYNES - CUMMINGS

Marta Lenardon Corradi Rabello^a e A.F.R. de Toledo Piza
Instituto de Física, Universidade de São Paulo

Considerando a hamiltoniana exatamente solúvel

$$H = \frac{\epsilon}{2} \sigma_z + \alpha^2 a + \lambda(\alpha \sigma_+ + \alpha^* \sigma_-)$$

(v. N.B. Narozhny et al, Phys.Rev.A 23 number 1, 236(1981)) que caracteriza o modelo de Jaynes - Cummings para a interação da radiação com a matéria, analisamos a evolução temporal de quantidades interessantes ($\langle \sigma_z \rangle_t$ - Inversão atômica e $\langle \sigma_p \rangle_t$ - Inversão atômica Infrínseca) do sistema que ela descreve, para uma condição inicial na qual o modo normal do campo de radiação quantizado se encontra num estado coerente (v. H.M. Nussenzveig, Introduction to Quantum Optics-Gordon and Breach Science Publishers-1973).

Para isso, utilizamos primeiramente que o estado que descreve o sistema ($|z\rangle$) pode ser escrito segundo a decomposição nos estados naturais (v. E. Schroedinger, Proc.Camb.Phil.Soc. 31, 555(1935))

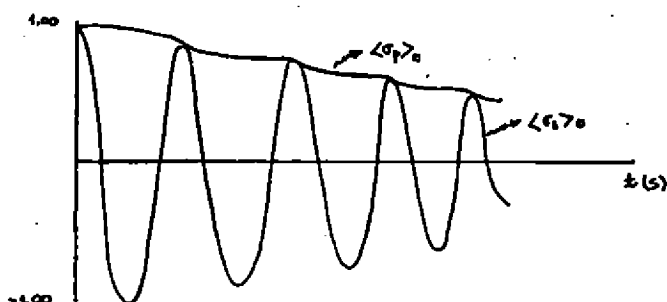
$$|z\rangle = \sum_{\pm} \alpha_{\pm}(z) |\Omega_{\pm}(z)\rangle |S_{\pm}(z)\rangle$$

onde $\{|S_{\pm}(t)\rangle$ e $\{|\Omega_{\pm}(t)\rangle$ são conjuntos de vetores ortonormais no espaço do sistema de dois níveis e no espaço do modo normal do campo de radiação respectivamente e os $\alpha_{\pm}(t)$ são amplitudes reais.

Podemos então obter a evolução temporal de $\alpha_{\pm}(t)$, $|\Omega_{\pm}(t)\rangle$ e $|S_{\pm}(t)\rangle$ consistente com

$$i \frac{\partial}{\partial t} |t\rangle = H |t\rangle$$

e investigar as informações dinâmicas daí obtidas. Resolvendo as equações resultantes numa aproximação de campo médio ($\dot{\alpha}_{\pm}(t) = 0$) e calculando perturbativamente $\alpha_{\pm}(t)$ (v. Marta Lenardon Corradi, Tese de Mestrado, IFUSP, 1984), se obtêm tipicamente os comportamentos mostrados na figura 1.



Essa análise, além de reproduzir os comportamentos interessantes característicos da quantidade $\langle \sigma_p \rangle_t$ mostrados na referência de Marozhny, indica que uma outra quantidade $\langle \sigma_p \rangle_t$ - valor médio da projeção de spin na direção do vetor de polarização - é crucial para o entendimento desses mesmos comportamentos.

*FAPESP

MOMENTOS ELETROMAGNÉTICOS NOS ISÓTOPOS DE ESTANHO

Nelson Rabello Júnior* e Hideaki Miyake

Instituto de Física, Universidade de São Paulo

Fizemos um cálculo sistemático das probabilidades reduzidas de transição E2 e M1 e momentos de quadrupolo elétrico e dipolo magnético na primeira camada ativa dos isótopos ímpares de estanho (A=113-123).

O modelo utilizado trata o núcleo ímpar como uma quasi-partícula acoplada a um núcleo par com estados vibraçionais de um e dois fonons 2^+ obtidos pelo método BCS+RPA. Este modelo nuclear se mostrou bastante satisfatório na descrição de várias outras propriedades dos isótopos de estanho (v. A. Mizukami, H. Miyake e K. Hara, Rev. Bras. Fís. 8 - 1978 - 634) e, de acordo com ele, a função de onda de um estado com momento angular J, m de um núcleo ímpar é aproximada por

$$\begin{aligned}
 |4_{jm}^-\rangle &= |4_{jm}^-\rangle_0 + |4_{jm}^-\rangle_1 + |4_{jm}^-\rangle_2 \\
 &= A_j C_{jm}^+ |4_0^-\rangle + \sum_j A_j^2 \frac{1}{j} [C_j^+ B_2^-]_{jm} |4_0^-\rangle + \sum_j A_j^2 \frac{1}{j^2} [C_j^+ (B_2^+)^2]_{jm} |4_0^-\rangle \\
 C_{jm} |4_0^-\rangle &= B_{2m} |4_0^-\rangle = 0
 \end{aligned}$$

onde $|4_{jm}^-\rangle_0$ é a componente de quasi-partícula, $|4_{jm}^-\rangle_1$ é a componente de quasi-partícula acoplada a um fonon, $|4_{jm}^-\rangle_2$ é a componente de quasi-partícula acoplada a dois fonons e $|4_0^-\rangle$ é o vácuo das quasi-partículas e dos fonons.

Um exemplo dos resultados obtidos é mostrado na tabela abaixo.

A	i	j	B(E2) _{0p}	B(E2) _{0f}	B(E2) _{0m}	B(E2) _{0m12}	B(E2) _{0m}	B(E2) ₁₂₂₁	B(E2) ₂₂₂	B(E2) ₂₂₁
115	$d_{\frac{1}{2}}$	$s_{\frac{1}{2}}$	10,052	53,9	6,01	49,7	0,0240	0,151	$2,40 \cdot 10^{-8}$	101
115	$d_{\frac{3}{2}}$	$s_{\frac{1}{2}}$	15,693	53,9	6,22	104	0,0899	2,69	$9,24 \cdot 10^{-8}$	219
115	$d_{\frac{5}{2}}$	$d_{\frac{3}{2}}$	10,356	16,6	0,224	192	$4,08 \cdot 10^5$	0,0422	$1,79 \cdot 10^{-7}$	2,71
115	$d_{\frac{7}{2}}$	$g_{\frac{7}{2}}$	21,316	6,60	2,40	20,6	$8,74 \cdot 10^5$	0,031	$8,91 \cdot 10^{-8}$	44,2

Nesta tabela, os valores dos B(E2) são dados em unidades de $e^2 \text{fm}^4$ e os índices inferiores indicam qual componente da função de onda foi considerada no respectivo cálculo. Essa apresentação possibilita avaliar facilmente a importância relativa de cada uma dessas componentes.

*CNPq/CAPES

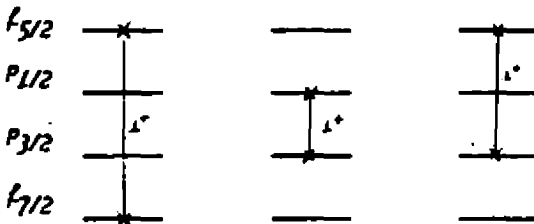
Transições M1 nos Isótopos do Ca :

A.R. Salvetti - Depto. de Física-Química - U.F.M.S. *

A.F.R. Toledo Piza - D.F.M. - Instituto de Física - U.S.P.

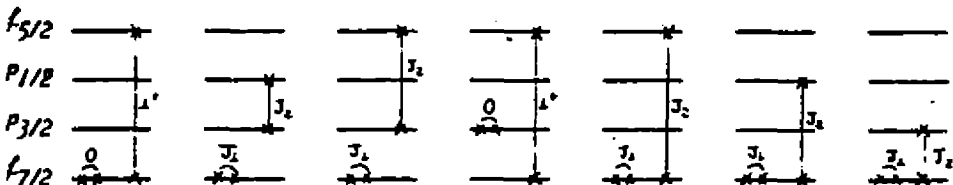
Dados experimentais das transições M1 nos isótopos pares do Ca (^{42}Ca , ^{44}Ca , ^{48}Ca) mostram intensidades M1, particularmente no caso do ^{44}Ca , inferiores ao que era esperado pelo cálculo do modelo de camadas. Tentamos explicar tais resultados, através da fragmentação do estado de partícula independente $f_{7/2} - f_{5/2}$ (estado esse que domina as excitações M1 dos estados fundamentais ($f_{7/2}^{+} 0^{+}$), em outros estados 1^{+} com energias em torno de 10 Mev. Se caracterizarmos o grau de fragmentação por uma lorentziana de largura Γ^{+} os cálculos até então efetuados levam na direção correta.

Para o ^{42}Ca , considerando inerte o caroço de ^{40}Ca , temos as seguintes configurações 1^{+} :




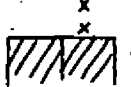
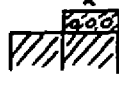

com as quais obtemos uma largura Γ^{+} da ordem de dezenas de KeV.

Para o ^{44}Ca , considerando inerte o caroço de ^{40}Ca , temos entre outras, as seguintes configurações 1^{+} :



Com as quais obtemos uma largura Γ^{+} da ordem de unidades de Mev.

* Encontra-se atualmente na U.S.P. fazendo Doutorado.

Caso o cálculo do ^{48}Ca é análogo ao do ^{42}Ca [ ]
 e o cálculo para o ^{46}Ca também é análogo ao do ^{44}Ca [ ]

devemos esperar menor fragmentação no ^{48}Ca e maior no ^{46}Ca , apesar de não haverem dados experimentais disponíveis do ^{46}Ca .

CÁLCULOS DE MISTURAS MULTIPOLARES $\delta(E2/M1)$ ATRAVÉS DO MODELO DE ACOPLAMENTO QUASE-PARTÍCULA-VIBRADOR PARA OS NÚCLEOS DE ^{127}Te e ^{129}Te

Maristela Olzon M.D. de Souza⁺, Hêllio Dias^{*} e Rajendra N. Saxena^x

Recentemente, foram obtidos resultados experimentais de $\delta(E2/M1)$ para quatorze transições gama no núcleo de ^{127}Te (atê à energia de 1155keV) e para dezesseis no núcleo de ^{129}Te (atê à energia de 1843keV) através da técnica de Correlação Angular γ - γ ^{**}, a partir do decaimento β^- do ^{127}Sb e ^{129}Sb , respectivamente. A partir destes resultados foram feitos cálculos para $\delta(E2/M1)$ para transições gama entre níveis de paridade positiva, através do modelo de acoplamento quase-partícula-vibrador, supondo que este realiza vibrações harmônicas.

Os três primeiros níveis dos dois núcleos foram bem reproduzidos, contendo uma componente de partícula única predominante. Para os estados de energia mais alta as contribuições coletivas são bastante significativas.

** Esses resultados foram apresentados na V e VI reuniões de Física Nuclear (1982 e 1983)

+ Universidade Federal de São Carlos, São Carlos-SP.

* Universidade Federal Fluminense, Niterói-RJ.

x Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, São Paulo-SP.

Com relação aos resultados obtidos para $\delta(E2/M1)$, de modo geral, permitiram concluir que para o ^{127}Te , as amplitudes das funções de onda obtidas resultaram numa contribuição coletiva superestimada nos elementos de matriz de $\delta(E2/M1)$. Para o núcleo de ^{129}Te , o resultado foi no sentido de contribuições coletivas, nos elementos de matriz, subestimadas. O fato de vários dos níveis experimentais deste núcleo não apresentarem spin e paridade bem definidos dificultou a análise e assim, os resultados teóricos se ajustaram, de modo geral, de uma forma menos satisfatória do que no caso do ^{127}Te .

Referências:

- 1) Hélio Dias, Tese de Mestrado, IFUSP/SP (1977).
- 2) Maristela Olzon M.D. de Souza, Tese de Doutorado, IPEN-CNEN/SP (1984).
- 3) Bohr, A. e Mottelson, B.; Mat.Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk, 27: n° 16, (1953).
- 4) Souza, Maristela O.M.D. e Saxena, R.N. - "Directional Correlation Measurements for Gamma Transitions in ^{127}Te " (enviado para publicação em "J. Phys. G.: Nucl. Phys").

TRABALHOS DE INSTRUMENTAÇÃO

MEDIDAS PRECISAS DE ESPESSURAS DE ALVOS ESPESSOS SOBRE SUBSTRATOS POR RETROESPALHAMENTO DE RUTHERFORD

J.C.Acquadro (IFUSP), E.F.Chagas (IEAv), R.Liguori Neto (IFUSP), P.R.S.Gomes (UFF), N.Carlin Filho (FAPESP) e M.M.Coimbra (FAPESP)

Aplicamos com sucesso o método de retroespalhamento de Rutherford para medidas de espessuras de alvos relativamente grossos (~ dezenas a centenas de $\mu\text{g}/\text{cm}^2$) sobre substratos bastante espessos, no laboratório Pelletron da USP. Este método permite a obtenção das espessuras destes alvos com precisão da ordem de 5%, o que é extremamente útil em diversas áreas de Física Nuclear como, por exemplo, em espectroscopia gama.

As figuras 1a e 1b mostram como o retroespalhamento de Rutherford pode ser empregado para esta finalidade.

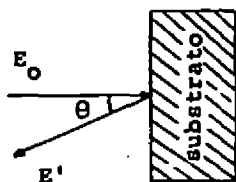


Fig. 1a

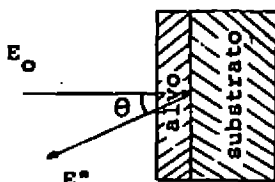


Fig. 1b

Partículas do feixe, com energia E_0 , que incidem sobre o substrato e são retroespalhadas em sua superfície, emergem com energia E' . Partículas do feixe, com mesma energia incidente, mas que atravessam um alvo com espessura x antes de serem retroespalhadas na superfície do substrato com energia $E_0 - \Delta E_1$, emergem com energia E'' . A diferença de energia $\Delta E = E' - E''$ é dada pela expressão¹⁾:

$$\Delta E = K \left. \frac{dE}{dx} \right|_{E=E_0} \cdot x + \left. \frac{dE}{dx} \right|_{E=K(E_0 - \Delta E_1)} \cdot \frac{x}{\cos \theta}$$

onde

$$K = 1 - \frac{2mM}{(M+m)^2} (1 - \cos \theta_{CM})$$

onde dE/dx é o poder de freamento no material do alvo e m e M são as massas do projétil e do substrato, respectivamente.

Medindo esta diferença de energia ΔE , utilizando os valores de poder de freamento encontrados na literatura²⁾ e utilizando um programa de ajuste polinomial, obtêm-se a espessura do alvo.

Utilizamos feixes de ^{60}Co de baixa energia e o incidimos inicialmente sobre o substrato. As partículas retroespalhadas são detetadas por um detector barreira de superfície a ângulo bem traseiro. Posteriormente, irradia-se a face do alvo. Com uma rigorosa curva de calibração e com os dois espectros obtidos determina-se o deslocamento da energia máxima das partículas do substrato. As figuras 2a e 2b mostram os espectros obtidos com a incidência do feixe sobre um substrato de Pb e sobre um alvo de Co. Para uma melhor determinação dos pontos de sela nestes espectros graficamos suas curvas diferenciais.

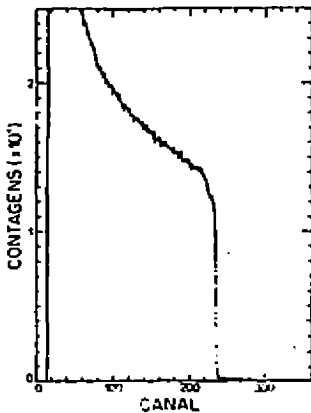


Fig. 2a

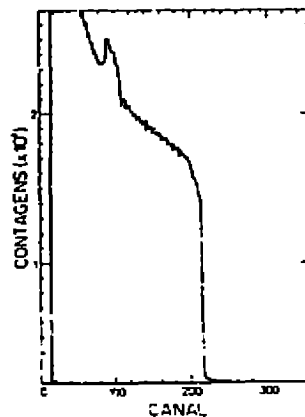


Fig. 2b

Alvos de ^{59}Co , ^{90}Zr - ^{90}Nb - ^{90}Ti e ^{10}B - ^{11}B , sobre substratos de Pb e Ta, com espessuras entre 30 e 500 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ foram medidos com precisão da ordem de 5%. A maior fonte de imprecisão são os valores de dE/dx .

REFERÊNCIAS

1. W.K.Chu, J.Mayer and M.Nicolet - "Backscattering Spectrometry" - Academic Press, 1978.
2. J.F. Ziegler - Nuclear Data Sheets, nº 25 (1972).

CONSTRUÇÃO DE UMA CÂMARA DE IONIZAÇÃO SENSÍVEL À POSIÇÃO

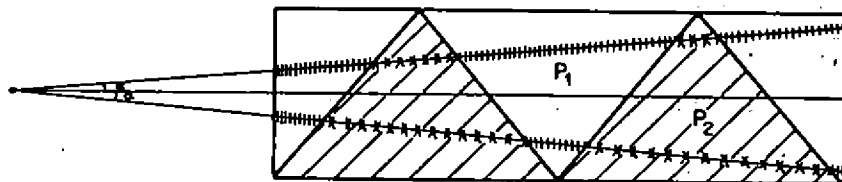
N. Added*, A. Szanto de Toledo, N. Carlin Filho*,
M.M. Coimbra*, E.M. Szanto, J.A. Pena-Brage, V. Guimarães*

Departamento de Física Nuclear - Instituto de Física
Universidade de São Paulo

As câmaras de ionização começaram a ser desenvolvidas para substituir os detectores de barreira de superfície finos na obtenção do sinal de ΔE , pois com o aumento do número de massa dos resíduos de evaporação esses detectores passaram a ter a necessidade de ser muito mais finos, o que acarretou uma certa dificuldade na produção dos mesmos.

Aproveitando o fato de que geralmente uma câmara de ionização pode abranger uma abertura angular maior do que um detector de barreira de superfície foram desenvolvidos vários métodos para a obtenção de um sinal associado a posição de incidência da partícula ionizante. Fios resistivos ou detectores de barreira de superfície sensível à posição podem ser usados.

No nosso trabalho optamos por um dos métodos mais recentes, que se trata da divisão da placa coletora (ânodo) em duas placas dentadas em forma de triângulo e isoladas (ver figura).



FAPESP

Como se pode avaliar na figura acima, as cargas coletadas nas placas P1 e P2 são sempre diferentes para duas / trajetórias diferentes. Depois de estudarmos as várias funções que poderíamos usar para avaliar a posição da partícula ionizante, ou seja, procurar aquela onde os sinais de posição possuíssem a maior diferença (a função tem a maior derivada), chegou-se a conclusão que a melhor era:

$$F(X) = \frac{Q1 - Q2}{Q1 + Q2}$$

onde: X - posição
 Q1 - carga coletada em P1
 Q2 - carga coletada em P2

Estamos na fase final de testes da câmara de ionização. Conseguimos chegar a uma resolução de aproximadamente 3 a 5% em energia ($\delta\Delta E/\Delta E$) e 4% em ângulo ($\delta\theta/\theta$). Contudo ainda esperamos melhorar estas marcas homogeneizando o campo entre as placas e a grade colocando divisores de tensão.

REFERÊNCIAS:

- G. Rosner, B. Heck, J. Pochodzalla, G. Hlawatsch, B. Kolb, and A. Miczaika, Nucl. Instr. and Meth. 188 (1981) 561
- D. Shapira, R.M. Devries, H.W. Fulbright, J. Toke and M.R. Clover, Nucl. Instr. and Meth. 129 (1975) 123
- J. Barrete, P. Braun-Munzinger and C.K. Gelbke, Nucl. Instr. and Meth. 126 (1975) 181
- R.G. Stokstad, D.C. Hensley and A.H. Snell, Nucl. Instr. and Meth. 141 (1977) 499
- G. Augustinski, in Entwicklung Einer Grossen Ortsempfindlichen Ionisationskammer, GSI - Darmstadt

DESENVOLVIMENTO DE UM CIRCUITO DE POLARIZAÇÃO PARA UM CANHÃO DE ELÉTRONS QUE SERÁ USADO NO ACELERADOR LINEAR DO IFUSP E NO INJETOR DO ANEL DE ARMAZENAMENTO DO LABORATÓRIO NACIONAL DE RADIAÇÃO SINCROTRONICA.

A.L. Bonini e J.B. Dyrjawoj (IFUSP)

O canhão de elétrons tem como objetivo fornecer um feixe de elétrons com energia de 100 keV com uma faixa de corrente de \varnothing mA a 1 μ mA no modo contínuo e até 200 mA no caso de ser pulsada ou mista.

O canhão é uma válvula triódica cuja construção será executada nos laboratórios do Acelerador Linear do IFUSP; o corte da válvula pode ser visto na fig. 1.

O circuito de polarização consiste de dois blocos principais: um bloco quente, onde ficam as fontes de tensão da grade, do filamento e do pulsador; o controle e medições são feitas por um microprocessador. O segundo bloco é o lado frio do controlador, no qual um operador ou um computador fornecem as tensões de referência ao microprocessador que são transferidos ao microprocessador do lado quente via fibras óticas as quais isolam da diferença de potencial de 100 kV estabelecida entre os dois blocos. Um diagrama de blocos das duas partes pode ser vista nas figuras 2 e 3.

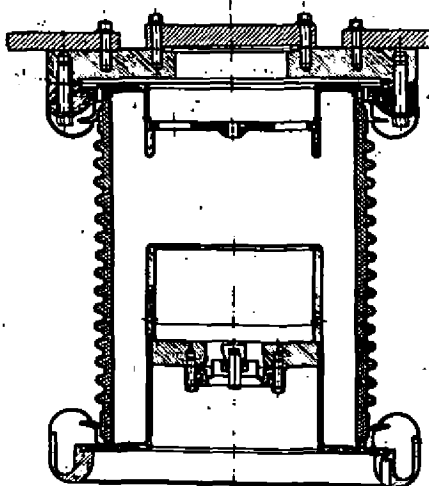


Figura 1. - Vista lateral em corte do canhão de elétrons.

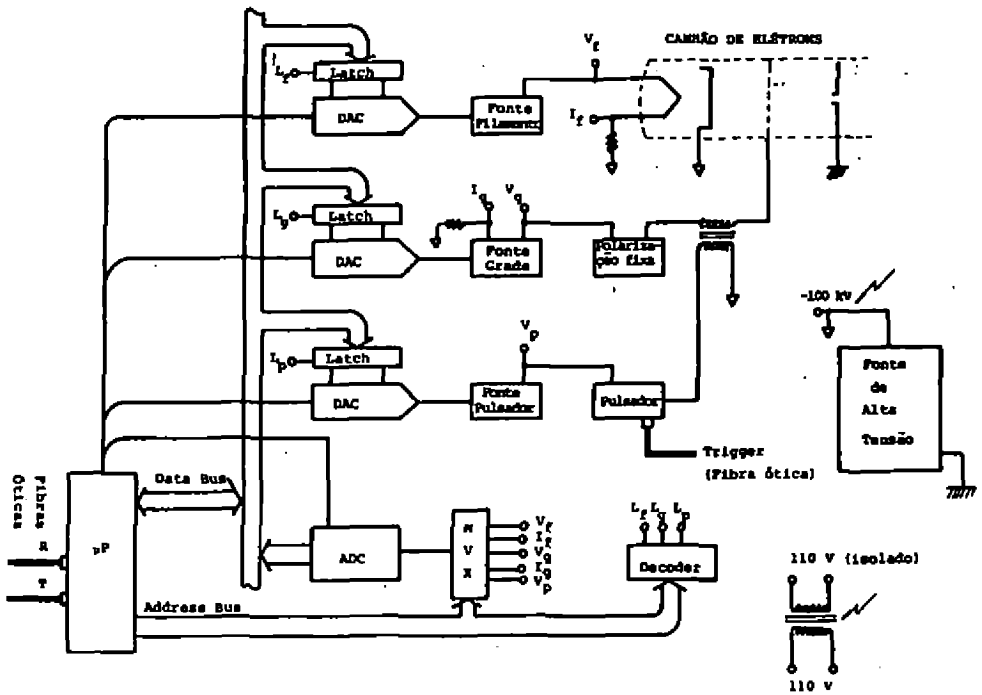


Figura 2 - Diagrama em blocos do lado quente

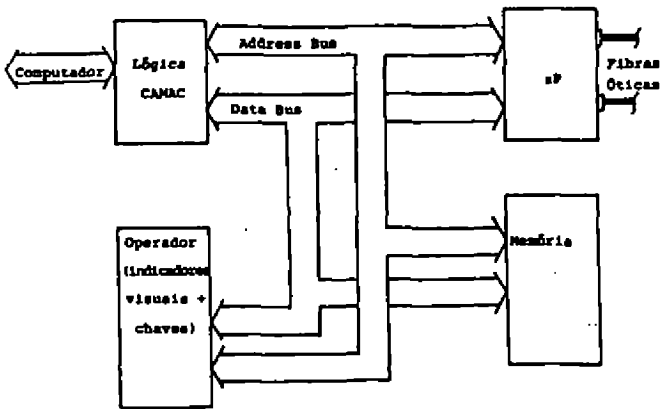


Figura 3 - Diagrama em blocos do lado frio

MEDIDAS DE ESPESSURA DE ALVOS POR ABSORÇÃO DE RAIO-X

M.I.C. Cataldi e M.N. Martins (IFUSP)

Este trabalho foi projetado para medir a densidade superficial de alvos ($> 1\text{mg}/\text{cm}^2$) utilizando a aparelhagem existente no Laboratório do Acelerador Linear do IFUSP.

Quando um feixe de raio-X passa através de uma fina camada de matéria, uma fração dI/I_0 é absorvida do raio incidente. Essa fração é proporcional à espessura da camada dx .

$$dI/I_0 = -\mu dx$$

onde a constante de proporcionalidade, μ , é o coeficiente linear de absorção. Integrando essa equação teremos:

$$I/I_0 = \exp(-\mu x)$$

sendo: I , a intensidade do feixe incidente com o alvo; I_0 , a intensidade do feixe incidente sem alvo e x , a espessura do alvo.

A intensidade I pode ser escrita como: $I = B hv$, onde B é o número de fótons que atravessaram o material por unidade de área e por unidade de tempo, e hv é a energia do fóton. É conveniente escrevermos o coeficiente linear de absorção, μ , como μ/ρ , denominado coeficiente de absorção. Neste caso teremos:

$$B/B_0 = \exp(-\mu x)$$

onde $\underline{\mu}$ é a densidade superficial do alvo expresso em g/cm^2 .

A parte experimental consiste, basicamente, de três etapas: a montagem do sistema eletrônico, a montagem da mesa onde colocamos a fonte e o alvo e finalmente a análise dos dados.

Os módulos eletrônicos utilizados nesta experiência foram um detector de germânio hiperpuro de raio X, um pré-amplificador, um amplificador, uma fonte de alta tensão e um multicanal ("Series Memory Unit"). O esquema experimental é mostrado na figura 1, sendo que o osciloscópio serve para testar o sistema.

A fonte calibrada de raio-X (^{241}Am , ^{60}Co , ^{133}Ba , ...), e o alvo são fixados no colimador conforme mostra a figura 2. A blindagem de Cu que envolve o "end-cup" tem como função atenuar o fundo proveniente de fontes externas. O colimador é um bloco de Pb com um orifício central de aproximadamente 2mm, este é alinhado com o detector de tal forma que o feixe incida no centro do detector.

O feixe de radiação emitido sem alvo, é coletado pelo detector formando um espectro no multicanal. O tempo de exposição da fonte radiativa depende

da precisão desejada nas medidas, como também da intensidade do pico. Repete-se a experiência usando o alvo. A densidade superficial (e) pode ser determinada comparando-se as áreas dos picos dos dois espectros. Por exemplo, para uma fonte de ^{57}Co e um alvo de Bismuto obtivemos, em 20 horas, os valores abaixo:

energia (keV)	$(\mu/\rho) \text{ g/cm}^2$	B_o	σ_{B_o}	B	σ_B	$(e) \text{ mg/cm}^2$	$(\sigma_e) \text{ mg/cm}^2$
6,403	406,744	92.659	361	40.300	270	2,05	0,02
7,057	318,176	18,048	197	10,061	164	2,01	0,06

O valor médio para a densidade superficial, neste caso, é de :

$$e = (2,05 \pm 0,02) \text{ mg/cm}^2$$

Com esse trabalho é possível determinar a densidade superficial com uma precisão de até 1%.

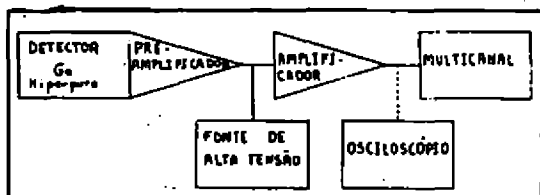


Fig. 1 - Esquema dos módulos eletrônicos.

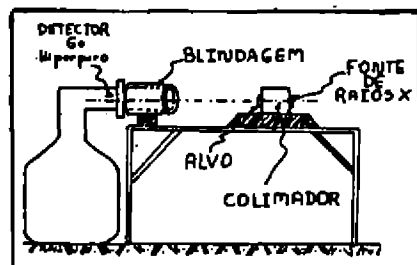


Fig. 2 - Esquema da mesa onde é colocado o alvo e a fonte.

BIBLIOGRAFIA

1. J.H. Hubbel, Photon Mass Attenuation and Energy - Absorption Coefficients from 1 keV to 20 MeV, Int. J. Appl. Isot. vol. 33, 1269 (1982).
2. R.D. Evans, The Atomic Nucleus, McGraw-Hill Book Company, Inc.: 1a. ed., 1955.
3. C.M. Lederer e V.S. Shirley, Tables of Isotopes, John Wiley & Sons, Inc., 7a. ed., 1978.

APLICAÇÃO DO FILTRO DE WIENER EM NEUTRONGRAFIA

VERGINIA REIS CRISPIM *

JOHN DOUGLAS ROGERS

PROGRAMA DE ENGENHARIA NUCLEAR - COPPE/UFRJ

CAIXA POSTAL 68509 - 21.944 - RIO DE JANEIRO/RJ - BRASIL

A imagem espacial formada numa neutrongrafia é altamente afetada pela própria característica randômica no processo de registro da imagem com neutrons. Existem diversos métodos para melhorar a qualidade dessa imagem que visam estimar sempre as características do ruído adicionando a ela. Geralmente, o ruído é admitido como dependente do sinal e tem uma variância proporcional à potência da densidade ótica do filme.

Objetivando restaurar a imagem neutrongráfica de uma fenda infinita com largura de $43\mu\text{m}$, definida entre paredes de Cádmiio, este trabalho consiste em aplicar a técnica de filtragem ótima, como um dos métodos capazes de melhorar a qualidade dessa imagem, através do uso do FILTRO DE WIENER.

Um procedimento de simulação é realizado, adotando-se o sinal (função resolução espacial) com forma Lorentziana, gerando-se dez versões de ruídos randômicos com R.M.S. crescentes, individualmente adicionados ao sinal de origem e verificando-se o funcionamento do FILTRO DE WIENER para diferentes amplitudes de ruído randômico.

* Departamento de Física-CCT/UFPb

Caixa Postal 518 - 58100-Campina Grande - Pb - Brasil

RESULTADOS EXPERIMENTAIS DO DETETOR E-ΔE, A GÁS, SENSÍVEL À POSIÇÃO*

Lilian B. C. W. de Faro, Kiyomi Koide e Olácio Dietzsch
(Instituto de Física da USP)

e

Hélio Takai e Antônio Bairrió Nuevo Jr.
(Instituto de Física da UFRJ)

Dando continuidade aos testes do detetor E-ΔE, a gás, sensível à posição, projetado para possibilitar a identificação entre íons pesados de massas próximas¹, novos testes com fonte "α" (²⁴¹Am) de 5.5 Mev foram realizados, além de testes de performance com reações entre íons pesados.

Os testes efetuados com fonte "α" apresentaram os seguintes resultados: resolução em posição melhor do que .4mm; não uniformidade na sinal do proporcional de perda parcial de energia melhor do que 10%.

O detetor foi testado com partículas emergentes das reações ¹⁰B+¹⁴N e ¹²C+¹⁶O, tendo-se obtido, particularmente no 2º caso, resolução submilimétrica.

Com base em resultados anteriormente obtidos, foi modificada a geometria do proporcional de energia, a fim de possibilitar melhor resolução, bem como minimizar a contribuição de íons positivos aos pulsos deste anodo.

Agradecimentos:

Os autores agradecem a colaboração de J. G. Pacheco e M. S. Mansueto em todas as fases de desenvolvimento deste projeto.

Referências:

- 1- Trabalho apresentado na VI Reunião de Trabalho Sobre Física Nuclear no Brasil.

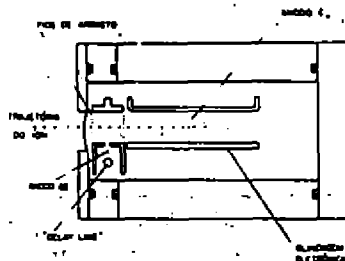


Fig. 1 - Esquema do detetor E-ΔE a gás, sensível à posição, em sua montagem atual.

*Trabalho parcialmente financiado pela FAPESP, FINEP e CNPq.

DETECTOR DE TEMPO DE VÔO PARA ÍONS PESADOS

V.Guimarães*, E.M.Szanto, A.Szanto de Toledo, N.Carlin Filho*,
M.M.Coimbra*, J.A.Pena-Brage, N.Added*, M.C.da Silva Figueira

Departamento de Física Nuclear - Instituto de Física - USP

Tem havido um crescente interesse na observação e compreensão da fusão nuclear bem como nos processos que com ela competem como fusão incompleta, transferência e processos de pré-equilíbrio.

Para medidas da secção de choque de fusão é necessária a identificação dos resíduos de fusão. A técnica mais usada é a determinação da medida do tempo de voo, que juntamente com a da energia permite a identificação da massa através da relação $A = 2E \times t^2/d^2$.

A medida do tempo de voo é feita utilizando-se dois detectores: o primeiro, que estamos desenvolvendo, consiste de uma folha de C de $\approx 20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ e um multiplicador de elétrons. O resíduo passa através da folha de C liberando elétrons e continua sua trajetória sem desvio, com perda de energia desprezível, até o segundo detector. Os elétrons liberados são acelerados em direção ao multiplicador que fornecerá o sinal de tempo. O segundo é um detector de barreira de superfície que fornece o outro sinal de tempo e a energia do resíduo (Fig.1).

O multiplicador de elétrons utilizado é um "chevron" (dois "channel plate" em série). O "chevron" consiste de duas placas de vidro finas perfuradas por canais de $12 \mu\text{m}$ de diâmetro recobertos por um material que multiplica elétrons. Esse dispositivo nos proporciona um ganho de 10^7 elétrons mediante aplicação de alta tensão entre as placas

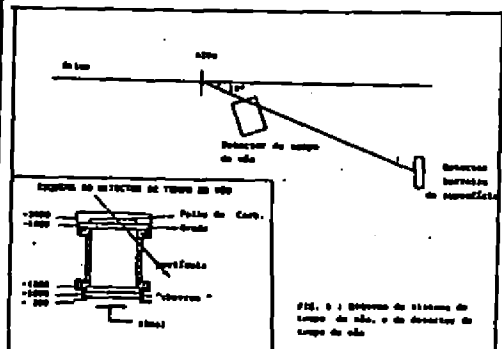
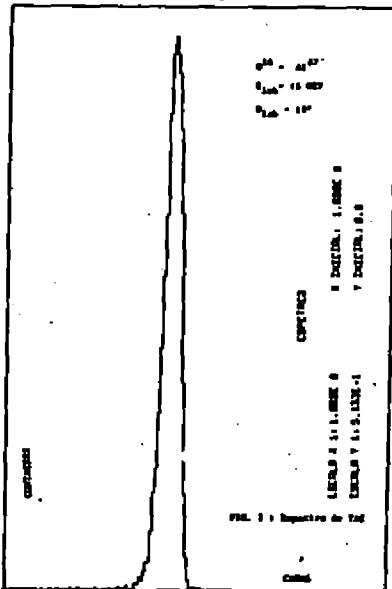
Para verificarmos a resolução em tempo desse sistema bombardeamos alvos de Al + Au de $\approx 80 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ com feixe de ^{16}O de 45 MeV de energia (acelerador Pelletron IFUSP).

* FAPESP

A distância de voo utilizada foi de aproximadamente 68 cm, a detecção dos resíduos foi realizada a 10° em relação ao feixe.

Para a aquisição de dados foi usada a eletrônica convencional para tempo de voo, onde o primeiro detector dá o sinal de STOP no conversor tempo-amplitude (TAC) e o detector barreira de superfície dá o sinal de START no conversor.

A melhor resolução em tempo obtida para ser verificada no espectro de TAC (Fig.2) foi de 680 ps (0.057 n.s. por canal). Entretanto, como ainda estamos em fase final de testes, pretendemos melhorar essa resolução otimizando a eletrônica de aquisição e a performance do detector de tempo.



REFERÊNCIAS:

- B.B.Back, R.R.Betts, C.Gaarde, J.S.Larsen, E.Michelsen and Tai Kuang-Hsi - Nucl.Phys. A285 (1977) 317.
- W.F.W.Schneider, B.Kohlmeier, W.Pfeffer, E.Pulhofer and R. Bock - Nucl.Instr.Meth. 123 (1975) 93.
- J.Ladislav Wiza - Nucl.Instr.Meth. 162 (1979) 587
- H. Essel, P. Speer, K.Hartel, P.Kitnle, H.J.Körner, K.E. Rehm and W.Wagner - Nucl.Instr.Meth. 174 (1980) 515.

DOSIMETRIA DE ÁREA NO LABORATÓRIO DO ACELERADOR LINEAR DO IFUSP

S.B. Herdade, W.A. Oliveira e A.N. Teixeira (IFUSP) e

J.L. González, L.S. Yanagihara e V.L.C.P. Veissid (IEAV - CTA)

Neste trabalho são reportados os aspectos mais importantes na análise de segurança radiológica e da dosimetria de área no Laboratório do Acelerador Linear do IFUSP realizada em 1982-83⁽¹⁾. Ao longo desse período procedeu-se uma avaliação da instrumentação disponível, recalibração e adaptações às particularidades do campo de radiação em aceleradores pulsados e foram desenvolvidos critérios de interpretação das medidas para a avaliação da taxa de dose equivalente.

No início de 1983 foi feita uma reforma no acelerador que possibilitou atingir-se uma energia de até 70 MeV e corrente média de até 0,3 μ A do feixe analisador, resultando porém maiores níveis de radiação nas vizinhanças da instalação. A fim de reduzir estes níveis foram feitas modificações e ampliações das blindagens existentes com materiais disponíveis no LAL. Para minimizar o risco de exposição de trabalhadores e indivíduos do público, com base nas monitorações de área, foram estabelecidos critérios e recomendações de uso da máquina.

Os levantamentos radiométricos foram feitos para as energias de 30, 45 e 60 MeV, simulando-se as condições mais usuais de utilização da máquina.

As principais fontes de radiação são as partes atingidas pelo feixe de elétrons, constituindo-se o campo nas imediações da instalação de radiação pronta pulsada de bremsstrahlung e neutrons. Medidas da atividade induzida na máquina e alvos mostraram que o seu efeito só é significativo a distâncias muito curtas. Na tabela 1 é mostrada a participação percentual média de cada tipo de radiação na taxa de dose equivalente para três condições de uso da máquina.

TABELA 1

TIPO DE RADIAÇÃO	FEIXE DIRETO	FEIXE ANALISADO	FEIXE ANALISADO
	ALVO ESPESSE (E=60MeV, i=1,1 μ A)	ALVO FINO+COPO FARADAY (E=60MeV, i=0,3 μ A)	ALVO ESPESSE (E=60MeV, i=0,3 μ A)
Bremsstrahlung	87	76	55
Neutrons rápidos	11	20	35
Neutrons térmicos	2	4	10

A monitoração de bremsstrahlung foi feita com uma câmara de ionização, tendo-se corrigido a leitura das perdas por efeito da pul

sação. Para os nêutrons rápidos a eficiência do monitor e o fator de qualidade dependem da energia. Optou-se por determinar a energia média dos nêutrons nos locais mais representativos da instalação e utilizou-se este valor no cálculo da dose equivalente. Um monitor portátil da Victoreen foi transformado num espectrômetro móvel de nêutrons rápidos ⁽²⁾.

Os resultados em forma de tabelas e histogramas, bem como todos os mapas de monitoração são apresentados na referência 1. A análise com base nos dados de monitoração estabelece que a operação do acelerador nas condições atuais é segura. A observância de todas as recomendações a curto prazo satisfará todos os requisitos básicos de proteção radiológica. A médio prazo a implementação das blindagens poderá liberar o acelerador sem restrição de tempo de uso nas condições mais críticas de irradiação.

REFERÊNCIAS

- 1) S.B. Herdade e outros: "Dosimetria de área no Laboratório do Acelerador Linear do Instituto de Física da USP", Publicação IFUSP/P-456, fevereiro/1984.
- 2) L.S. Yanagihara: "Determinação da Taxa de Dose Equivalente de Nêutrons nas Imediações do Acelerador Linear de Elêtrons do IFUSP, Tese de Mestrado, IFUSP (1984).

ALVOS AUTO-SUPORTÁVEIS DE $^{10,11}\text{B}$ PARA O ESTUDO DE REAÇÕES NUCLEARES

KIYOMI KOIDE (Instituto de Física - USP),
MELAYNE M.COIMBRA (Depto.de Física Nuclear,Lab.Pelletron-USP)

e

HÉLIO TAKAI
(Instituto de Física da Universidade Federal do Rio de Janeiro)

Dentro dos programas de estudos das reações nucleares induzidas por íons pesados detectando partículas carregadas no Laboratório Pelletron do IFUSP, estamos trabalhando em experiências que utilizam isótopos de $^{10,11}\text{B}$ como alvo. A qualidade dos alvos empregados quanto à uniformidade e contaminação de elementos com Z e A próximos ao $^{10,11}\text{B}$ comprometem os resultados experimentais. A presença de ^{12}C no alvo é particularmente crítica e, portanto, desenvolvemos um método de preparação de alvos auto-sustentáveis, minimizando as contaminações, utilizando os instrumentos e materiais disponíveis.

O método utilizado é a evaporação por bombardeamento eletrônico. O canhão eletrônico anular e o cadinho de Cermet são disponíveis comercialmente (Edwards Vacuum Co.). Os isótopos de $^{10,11}\text{B}$ são fornecidos (Oak Ridge Lab.) em forma de pó. A montagem de evaporação é mostrada na figura 1. A fim de evitar a contaminação pelo cadinho antes da evaporação, colocamos o material no cadinho na montagem da figura e o material é aquecido em vácuo lentamente até a temperatura próxima a da evaporação formando um aglomerado. Uma grande quantidade (~ 100 mg) de material é necessária a fim de formar um aglomerado de tamanho razoável para que possamos aquecer somente o material, evitando assim o aquecimento desnecessário do cadinho e suporte. A lâmina de vidro onde é depositado o

filme é limpa cuidadosamente com abrasivos e álcool isopropílico.

O material em forma de aglomerado, é colocado no cadinho e focaliza-se o mesmo, cuidadosamente, com o canhão eletrônico, ajustando-se a altura do mesmo. Uma fina camada de B é evaporada com um vácuo de $p < 4 \times 10^{-6}$ torr sobre a lâmina e o material é oxidado abrindo-se a campânula do evaporador a fim de formar um filme de óxido de boro (que funciona como "release agent" por ser solúvel em água). Após a oxidação, novamente uma camada de espessura da ordem de 30 - 50 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ de B isotopicamente enriquecido é evaporada em vácuo $p < 4 \times 10^{-6}$ torr.

Obtém-se o filme fino de B flutuando-se em água quente, o material obtido na evaporação. Com estes alvos obtivemos espectros com baixa contaminação de ^{12}C para o espalhamento elástico de ^{14}N em ^{10}B . Os métodos para minimizar a presença de ^{16}O estão sendo desenvolvidos.

Trabalho parcialmente financiado pela FAPESP, FINEP e pelo CNPq.

Novo Método de Localização Bi-dimensional por Plano Resistivo
- Resultados Preliminares -

B. Maréchal* - M. Proissart** - M. Nogueira de Souza* -
R. Bruère-Dawson**

* Laboratório de Física Aplicada - IP/UFRJ

**Laboratório de Physique Corpusculaire - Collège de France

Convênio CNPq/CNRS - Projeto "Física Aplicada - Desenvolvimen-
to de Detectores"

A localização de eventos ionizantes por divisão de corrente em um plano resistivo já foi estudada por vários pesquisadores.

A originalidade do nosso trabalho reside na maneira simples e muito eficiente de eliminação quase completa das distorções de imagem sem usar métodos computacionais.

Estudos teóricos, arranjo experimental e resultados preliminares, no caso de um plano resistivo de geometria circular, se -
rão apresentados.

TERMINAÇÃO DINÂMICA PARA LINHAS DE RETARDO*

José G. Pacheco, Kiyomi Koide e Lilian B. C. W. de Faro
(Instituto de Física da USP)

e

Hélio Takai e Antonio Bairrio Nuevo Jr.
(Instituto de Física da UFRJ).

O detetor proporcional sensível à posição E- ΔE para o plano focal do espectrógrafo magnético do Instituto de Física da USP, utiliza uma linha de atraso helicoidal para leitura de posição. Este método de determinação da posição de incidência de uma partícula, já empregue em projeto anterior¹, apresenta, além de excelente resolução em posição espacial ($< .4\text{mm}$), boa linearidade de ao longo de toda a extensão útil (40cm).

Atualmente a terminação da linha para o circuito de análise temporal é feita através de transformadores de pulso, cuja desvantagem é a atenuação do pulso na razão do número de espiras entre o primário e o secundário.

Para contornar o problema, foi projetado um pré amplificador para ser utilizado nas extremidades da linha, cujas características são: impedância de entrada igual à impedância característica de linha, ganho igual a 5, tempo de subida igual a 6 ns, e impedância de saída igual a 50Ω .

Referência

- 1) K. Koide, H. Takai, A. Bairrio Nuevo Jr., B. Marechal e O. Dietzsch, Nucl. Instr. and Methods 215 (1983) 177

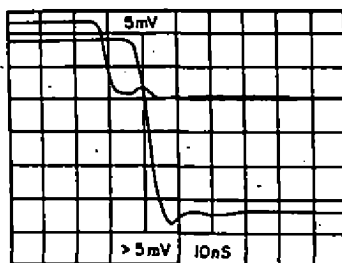


Fig. 1 - Resposta do pré-amplificador a um pulso quadrado com $t_r < 1\text{ns}$.

*Trabalho parcialmente financiado pela FAPESP, FINEP e CNPq.

ATA

ATA DA ASSEMBLÉIA GERAL DA VII REUNIÃO DE TRABALHO SOBRE FÍSICA NUCLEAR NO BRASIL

ATA DA ASSEMBLÉIA REALIZADA A 04/Set./84

INÍCIO DA ASSEMBLÉIA: 21:30 horas com a presença de 110 participantes.

O coordenador da Comissão Organizadora (C.O.), Raphael de Haro Jr., abriu a sessão manifestando os agradecimentos da C.O. à Secretaria Geral da Sociedade Brasileira de Física pelos serviços prestados na organização da reunião; a seguir passou a direção dos trabalhos a Maria José Bechara.

I - COMUNICAÇÕES GERAIS

1. Informe sobre a II Escola de Verão "Jorge André Swieca" de Física Nuclear:- A.F.R. de Toledo Piza, em nome da Comissão Organizadora daquela Escola, informou que está confirmada a realização da Escola no período de 29/janeiro/85 a 07/fevereiro/85, no Colégio Sagrado Coração no Rio de Janeiro. Anunciou, também, os cursos confirmados: Processos de pré-equilíbrio em reações nucleares (M.S. Hussein), Espalhamento de elétrons (E. Woly nec), Colisões de íons pesados a altas energias (M. Carolina Nemes), Estados de altos spins - Teoria e Experiência (Celso L. Lima e J. Barreto), Quarks (T. Kodama). Com relação aos seminários informou estar aguardando sugestões.

2. O representante do CNPq na Reunião, Yashiro Yamamoto , fez uma breve exposição da política científica daquele órgão e entregou o documento "Avaliação e Perspectivas" à C.O.

II - AValiação DA VII REUNIÃO DE TRABALHO SOBRE FÍSICA NUCLEAR

Após algumas manifestações de congratulações à C. O., foram apresentados os seguintes comentários:

1. Boa receptividade dos Grupos de Trabalho na forma proposta pela C.O., não havendo nenhuma manifestação explícita contra.
2. As reuniões deveriam ser mais curtas com maior tempo para exposições orais, com discussão dos trabalhos, dando-se maior representatividade àqueles apresentados como contribuição.
3. A densidade do programa como tal, está bem adaptada, com uma boa distribuição dos trabalhos.
4. A manutenção dos Grupos de Trabalho deve ser estimulada com seus trabalhos e dinâmica própria, mesmo fora dos períodos das Reuniões.
5. Implementar seminários de revisão.

III - CONTINUIDADE DAS REUNIÕES E CONSTITUIÇÃO DA COMISSÃO ORGANIZADORA

A proposta apresentada (A.F.R. Toledo Piza) da continuidade das Reuniões, com período de um ano, foi posta em votação e aprovada por unanimidade. A seguir foi vota-

da pela Assembléia a constituição da nova Comissão Organizadora, cujo resultado foi: Takeshi Kodama (88 votos) , Paulo Roberto Silveira Gomes (79 votos), Carlos Apoloni (61 votos), Otaviano Helene (54 votos), Thereza Borello Lewin (45 votos), Chung K. Cheong (35 votos), Rúi Nazareth (32 votos), Rajendra Saxena (26 votos), Lighia H. Matsushighe (11 votos), J.A. Castilho Alcaraz (23 votos), Hélio Dias (25 votos), Alejandro S. de Toledo (20 votos), Emerson J.V. Passos (34 votos) e Roberto Ribas (21 votos). Fica a Comissão Organizadora constituída pelos seis nomes mais votados.

IV - DISCUSSÃO SOBRE O 2º WORKSHOP DE FÍSICA NUCLEAR EXPERIMENTAL

Foi apresentada e posta em discussão a proposta de estudo e constituição do 2º WORKSHOP de Física Nuclear Experimental.

Inicialmente foi votada pela Assembléia a proposta (A.F. Piza) da formação de uma Comissão Provisória com a finalidade de ouvir a opinião e decidir sobre as propostas então apresentadas; esta proposta foi derrotada (4 votos a favor).

A seguir os dois Laboratórios que se inscreveram para sediar o WORKSHOP, a saber, o Laboratório Van de Graaf da Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro e o Laboratório do Acelerador Linear do Instituto de Física da USP, apresentaram seus projetos, tendo na votação sido escolhido o Laboratório do Acelerador Linear da USP (33 votos) (Laboratório da PUC - 32 votos e 17 absten

ções).

Por votação da Assembléia decidiu-se ainda que a Comissão Organizadora do 29 WORKSHOP de Física Nuclear Experimental seria constituída de dois membros escolhidos por votação da própria Assembléia, mais três membros indicados pelo Laboratório escolhido. Passando-se à votação foram indicados e votados: Paulo Roberto Silveira Gomes (31 votos), Emerson J.V. Passos (24 votos), Hêlio Dias (22 votos), Ricardo Marinelli (4 votos) e Dirceu Pereira (14 votos). Fica assim a Comissão Organizadora constituída pelos dois nomes mais votados da lista acima, e de Paulo R. Pascholati, Marcos N. Martins e um teórico, a ser indicado posteriormente, como membros indicados pelo Laboratório do Acelerador Linear.

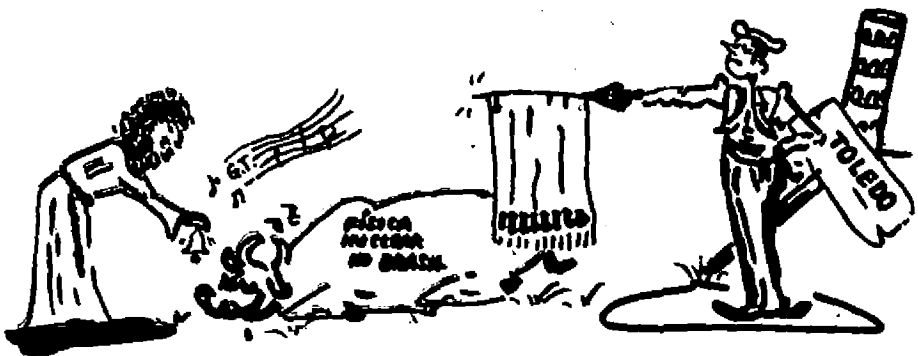
A Assembléia foi encerrada às 23:30 horas pelo Coordenador da Comissão Organizadora, Raphael de Haro Jr., que agradeceu a presença de todos.

RESUMO - T. KODAMA (CBPF)

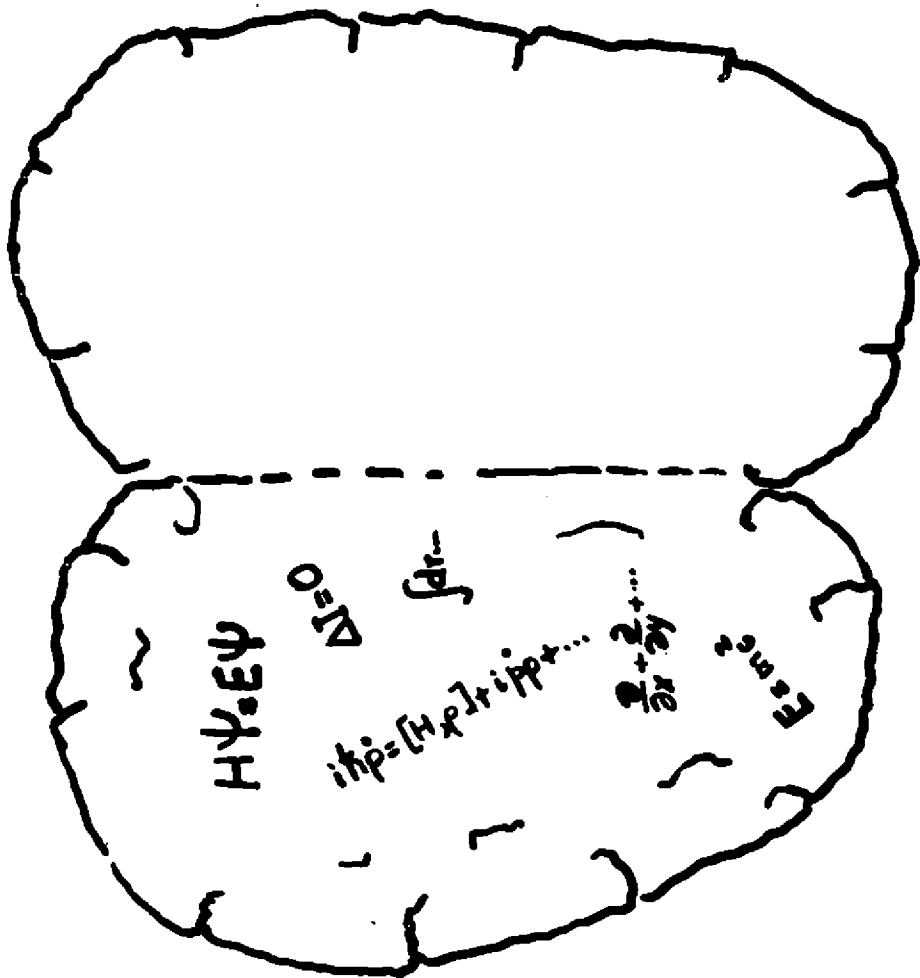
RESUMO

1. Grupo de Trabalho
2. Colóquios
3. Apresentação Oral.
4. Cursos
5. Seminários

Abertura







LISTA DE PARTICIPANTES

VII REUNIÃO DE TRABALHO SOBRE FÍSICA NUCLEAR NO BRASIL

LISTA DE PARTICIPANTES

Univ. Fed. Rio Grande do Sul

1. Fernando Claudio Zawislak
2. Gastão Inácio Krein *OK*

Univ. Fed. Santa Catarina

1. Frederico F. Souza Cruz
2. José Ricardo Marinelli
3. Marilena M. Watanabe de Moraes *OK*

Univ. Est. Londrina

1. Carlos Roberto Appoloni
2. Felix René A. Revollo
3. José Noboru Maki
4. Marcos de C. Falleiros
5. Santosh Shelly Sharma *OK*

Instituto de Física da USP

1. Alfredo Luiz Bonini
2. Alfredo Roque Salvetti
3. Alinka Lépine
4. Ana Maria dos S. Scardino
5. Angela Maria P. Pássaro
6. Angelo Pássaro
7. Antonio Carlos C. Villari
8. Antonio Fernando R. T. Piza
9. Antonio Ricardo V. Martinez
10. Claudio Tenreiro Leiva
11. Débora Peres Menezes
12. Dirceu Pereira
13. Elisa Wolyneç
- ~~14. Eloisa Madiera Szanto~~
15. Emerson José V. de Passos
16. Ewa W. Cybulska
17. Iberê Luiz Caldas
18. José Luciano Miranda Duarte
19. Lighia B. H. Matsushigue
20. Lillian B. C. Waltenberg de Faro
21. Luiz Carlos Gomes

22. Mahir S. Hussein

23. Manoel Tiago F. da Cruz

24. Marcio Maia Vilela

25. Marcos Antonio R. Franco

26. Maria Candida P. Martins

27. Maria Carolina Nemes

28. Maria Inês Cunha Cataldi

~~29. Maria José Bechara~~

30. Maria Luiza Cescato

31. Marta L. Corradi Rabello

32. Maurício Porto Pato

33. Melayne Martins Coimbra

34. Nelson Carlin Filho

35. Nelson Rabello Junior

36. Nemitala Added

37. Nilton Teruya

38. Otaviano Augusto M. Helene

39. Paulo Reginaldo Pascholati

40. Philippe Gouffon

41. Raphael Liguori Neto

42. Sara Cruz Barrios

43. Sebastião Simionatto

44. Silvia Sirota

45. Silvio Bruni Herdade

46. Suzana Salém Vasconcelos

47. Thereza Borello Lewin

48. Valdir Guimarães

49. Violeta de Jesus G. Porto

50. Vito Roberto Vanin

51. Wayne Allan Seale

52. Zulmira Carvalheiro

Inst. Pesq. Energéticas e Nucleares-CNEN

1. Brigitte R. S. Pecequilo

2. Cibele Bugno Zamboni

3. Luiz Paulo Geraldo

4. Marco Antonio P. V. de Moraes

5. Marina Beatriz A. Vasconcellos

OK
16.5.85

- 6. Marina Fallone Koskinas
- 7. Mauro da Silva Dias
- 8. Rajendra N.Saxena
- 9. Renato Matheus *OK*

Instituto de Física Teórica

- 1. Airton Eiras
- 2. Diógenes Galetti
- 3. José Antonio C.Alcarás
- 4. Maria Caballero Tijero
- 5. Salomon S.Mizrahi
- 6. Sérgio Augusto C.de Oliveira
- 7. Sérgio Ignacio Pawel
- 8. Valdir C.Aguilera-Navarro *OK*

Inst.Est.Avançados/CTA-S.J.Campos

- 1. Brett Vern Carlson
- 2. Edgar Francisco das Chagas
- 3. Hugo Reuters Schelin
- 4. Ricardo Camanho Mastroleo
- 5. Tobias Frederico

Univ.Fed.São Carlos

- 1. Maristela Oizon M.D.Souza
- 2. Sylvio Dionysio de Souza

UNESP - Rio Claro

- 1. Alfredo Pio N.R.Galeão

Univ.Fed.Rio de Janeiro

- 1. Aldo Carlos de M.Gonçalves
- 2. Ana Maria S.Breitschaft
- 3. Armando N.Faria Aleixo
- 4. Bernard Maréchal
- 5. Carlos Eduardo M.de Aguiar
- 6. Carlos Marcio do Amaral
- 7. Celso Luiz Lima
- 8. Danilo de Paiva Almeida
- 9. Hélio Takai
- 10. Jorge Luiz V.Barreto
- 11. Leandro Salazar de Paula
- 12. Luiz Felipe de Souza Coelho

- 13. Marta Feijó Barroso
- 14. Nadine Lisbona Gonçalves
- 15. Nadya Maria P.D.Ferreira
- 16. Odair Dias Gonçalves
- 17. Paulo Carrilho Soares Filho
- 18. Raphael de Haro Junior
- 19. Rui Alberto M.dos S.Nazareth
- 20. Solange M.C.de Barros
- 21. Tania Schirn Cabral
- 22. Valmar Carneiro Barbosa *OK*

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

- 1. Chung Kai Cheong
- 2. Edgar Correa de Oliveira
- 3. Emanuel Henrique C.Gomes
- 4. Emil de Lima Medeiros
- 5. Gletson Ferreira Pinto
- 6. José Thadeu P.de Cavalcante
- 7. Luiz Carlos Gomes
- 8. Ronaldo Marques
- 9. Sérgio Joffily
- 10. Sérgio José B.Duarte
- 11. Takeshi Kodama

Univ.Fed.Fluminense

- 1. Alan Freitas Machado
- 2. Hélio Dias
- 3. Luiz Paulo Coletto
- 4. Paulo Roberto S.Gomes
- 5. Thadeu Josino P.Penna

Pont.Univ.Católica-RJ

- 1. Alceu G.de Pinho Filho
- 2. Eduardo Chaves Montenegro
- 3. Enio Frota da Silveira
- 4. Fernando Lázaro Freire Jr.
- 5. Nelson Velho de C.Faria

Inst.Engenharia Nuclear-CNEN

- 1. Aucyone Augusto da Silva
- 2. Julio Cezar Suinta
- 3. Maria Inês S.Souza *OK*

OK OSCAR HIP

Paulo Leonis

4. Rosanne C. de A. Amado Furieri

OK

Inst. Radioprot. Dosimetria-CNEN

1. Domingos D'Oliveira Cardoso
2. Evaldo Simões da Fonseca
3. José Luiz S. Carvalho
4. Léa Contier de Freitas
5. Márcia Maria C. Torres
6. Paulo Henrique B. Becher

proames



COPPE/UFRJ

1. Vergínia Reis Crispim

Instituto de Biofísica - UFRJ

1. Roberto Lent

OL

Pont. Univ. Católica - Proj. Portinari

1. João Cândido Portinari

OK

Univ. Fed. Bahia

1. Tereza Sakai

UNICAMP

Tereza

Univ. Fed. Piauí

1. Francisco Luciano Viana
2. Valdemiro da Paz Brito

OK

Com. Nac. Energia Atômica (Argentina)

1. Araceli Noemi Proto
2. Daniel di Gregório
3. Daniel R. Bes
4. Dino Otero
5. Jorge Testoni

OK

M. I. T. - USA

1. M. Baranger

~

Cons. Nac. Des. Cient. e Tecnológico-CNPq

1. Yashiro Yamamoto

OK

ÍNDICE DE AUTORES

ÍNDICE DE AUTORES

- ACQUADRO, J.C. - 235
ADDED, N. - 237, 245
ALEIXO, A.N.F. - 193
AMARAL, C.M.do - 194
ANTUNES, L.J. - 182
ARRUDA NETO, J.D.T. - 150, 152, 162, 170
AULER, L.T. - 182
- BAIRRIO NUEVO JR., A. - 159, 244, 252
BARANGER, M. - 13
BES, D.R. - 57
BONINI, A.L. - 239
BORELLO-LEWIN, T. - 153
BRINATI, J.R. - 222
BRUÈRE-DAWSON, R. - 251
- CABRAL, S.C. - 182
CALDAS, I.L. - 99
CAMPOS, M.M. - 149
CANTO, L.F. - 193
CARDOSO JR., J.L. - 179
CARLIN FR, N. - 235, 237, 245
CARLSON, B.V. - 197, 198, 199
CARPINTERO, E. - 201
CARRILHO SOARES FR, P. - 193
CARVALHEIRO, Z. - 150
CARVALHO, J.L.S. - 149
CASTILHO-ALCARAS, J.A. - 201
CASTRO FARIA, N.V.de - 155
CATALDI, M.I.C. - 168, 241
CHAGAS, E.F.das - 235
CIVITARESE, O. - 197
COIMBRA, M.M. - 235, 237, 245, 249
CRISPIM, V.R. - 243
CRUZ, M.T.F.da - 188
CUNHA, J.W. - 184
- DIAS, F.R.D. - 152
DIAS, H. - 202, 204, 216, 218, 230
DIETZSCH, D. - 153, 159, 244
- DODGE, W.R. - 187
DOUGLAS, R.A. - 179
DUARTE, J.L.M. - 153
DUERING, E. - 206
DYRJAWOJ, J.B. - 239
- EIRAS, A. - 208
- FARO, L.B.C.W.de - 159, 244, 252
FARRELLY PESSOA, E. - 179
FERNANDES, M.A.G. - 161, 184
FREDERICO, T. - 207
FREIRE JR., F.L. - 155
FROISSART, M. - 251
FROTA PESSÓA, E. - 156
- GALETTI, D. - 208, 211
GOLDMAN, I.D. - 172, 188, 207
GOMES, P.R.S. - 235
GONÇALEZ, O.L. - 247
GOUFFON, P. - 168, 185
GROSS, D.H.E. - 223
GUIMARÃES, V. - 237, 245
- HAYWARD, E. - 164, 187
HELENE, D. - 63
HERDADE, S.B. - 150, 152, 162, 170, 247
HORONDYNSKI-MATSUSHIQUE, L.B. - 153
HUSSEIN, M.S. - 193, 197, 198, 213, 215
- ISIDRO FR, M.P. - 198
ITO, O.T. - 159
- JOFFILY, S. - 156, 194
- KOIDE, K. - 159, 244, 249, 252
KREIN, G.I. - 218
KRMPOTIĆ, F. - 218
- LAMAZE, G. - 164
LENT, R. - 113
LÉPINE-SZILY, A. - 161, 184

LICHTENTHALER Fº, R. - 161, 184
LIQUORI NETO, R. - 235
LOSANO, L. - 216

MARAYAMA, X. - 164
MARÉCHAL, B. - 251
MARIS, T.A.J. - 218
MARTINEZ, A.R.V. - 168
MARTINS, M.N. - 164, 168, 180,
185, 241

MASTROLEO, R.C. - 213, 218
MATHEUS, R. - 166
MIYAKE, H. - 228
MIYAD, Y. - 168, 185
MIZHARI, S.S. - 211, 222
MOELLER, E. - 223
MONTENEGRO, E.C. - 155

NAZARETH, R.A.M.dos S. - 74
NEMES, M.C. - 31, 199, 211, 223
NOGUEIRA DE SOUZA, M. - 251

OLIVEIRA, M.M.B.M.de - 225
OLIVEIRA, S.A.C.de - 222
OLIVEIRA, W.A. - 247
OTERO, D. - 86, 201, 206

PACHECO, J.G. - 252
PASCHOAL, S.L. - 162, 170
PÁSSARO, A. - 188
PÁSSARO, A.M.P. - 172, 188
PASSOS, E.J.V.de - 225
PASSOS MARTINS, M.C. - 162, 170
PASTURA, V.F.S. - 174, 175
PATO, M.P. - 215
PENA-BRAGE, J.A. - 237, 245
PINHO Fº, A.G.de - 155
PLASTINO, A. - 206
PORTEZAN Fº, O. - 161, 184
PORTINARI, J.C. - 136
PROTO, A.N. - 201, 206

RABELLO, M.L.C. - 226
RABELLO JR., N. - 228
RIBAS, R.V. - 176
ROGERS, J.D. - 243
ROTBERG, V.H. - 161, 176, 182, 184

SALVETTI, A.R. - 229
SAXENA, R.N. - 166, 230
SCHELIN, H.R. - 179
SCHIMA, F. - 164
SERRÃO, V.A. - 168, 180, 185
SIGAUD, G.M. - 155
SILVA, A.G.da - 182
SILVA FIGUEIRA, M.C.da - 245
SILVEIRA, E.F.da - 155
SIMIONATTO, S. - 150
SIROTA, S. - 153
SOMOZA, A. - 201
SOUZA, M.O.M.D.de - 230
SUITA, J.C. - 182
SZANTO, E.M. - 235, 245
SZANTO DE TOLEDO, A. - 197, 237, 245

TAKAI, H. - 159, 244, 249, 252
TEIXEIRA, A.N. - 247
TOLEDO PIZA, A.F.R.de - 199, 211, 226, 229

VANAGAS, V. - 201
VANIN, V.R. - 188
VASCONCELLOS, M.B.A. - 149
VEISSID, V.L.C.P. - 247
VILELA, M.M. - 176, 182
VILLARI, A.C.C. - 161, 176, 182, 184

YANAGIHARA, L.S. - 247

WOLYNEC, E. - 164, 168, 174, 175, 180,
185, 187, 202, 204

WYLIE, W.R. - 179