

VIII REUNIÃO DE TRABALHO

SÃO LOURENÇO - 1985

FÍSICA NUCLEAR

SOCIEDADE BRASILEIRA DE FÍSICA

VIII REUNIÃO DE TRABALHO

SÃO LOURENÇO - 1985

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. 1
Programa e Informações	5
Seminários de Revisão	17
. M.C.Nemes - "Reações com Íons Pesados em Baixas Energias".....	19
. D.R.Bes - "Dos Transiciones de Fase en Física Nuclear".....	46
Invited Talks	79
.R.J.Donangelo - "Mecanismos de Reação em Colisões entre Íons Pesados em Energias Intermediárias".....	81
.D.S.Onley - "Photofission and Electrofission by Virtual Photon Methods".....	91
.E.C.Montenegro - "Ionização de Camadas Internas por Partículas Carregadas - Aspectos Teóricos e Experimentais".....	116
.A.G.de Pinho - "Uma Interface entre a Física Nuclear e a Física Atômica: Como Medir Tempos Nucleares Observando Transições Atômicas".....	128
.M.H.Tabacniks - "O Método Pixe como Instrumento Microanalítico".....	151
Sessão Especial	167
.E.W.Hamburger - "A Física Nuclear em Um Quarto de Século: da Conferência de Pittsburgh (1957) à de Florença (1983)".....	169
Colóquio	219
.G.C.Marques - "O Universo Primordial".....	221
Mesas Redondas	247
.Mesa Redonda I - Avaliação Crítica e Resumo dos Trabalhos sobre Física Nuclear Apresentados.....	249
.Mesa Redonda II - Perspectivas da Física Nuclear no Brasil.....	250
Ata	259
Lista de Participantes	265

APRESENTAÇÃO

APRESENTAÇÃO

Ao propormos a organização da VIII Reunião de Trabalho sobre Física Nuclear no Brasil procuramos, como ponto de partida, seguir as recomendações da Assembléia da VII Reunião que foram: (i) diminuir a duração da reunião, reservar mais tempo para exposições orais e manter a densidade do programa; (ii) manter os grupos de trabalho; (iii) implementar seminários de revisão. Introduzimos também nesta reunião duas modificações importantes na filosofia da mesma: (1) devido à grande heterogeneidade de interesses entre os participantes da reunião foram introduzidas sessões paralelas de contribuições e seminários de revisão, visando a maximizar o tempo de apresentação de assuntos de interesse a todos os participantes; (2) Todas as contribuições apresentadas foram submetidas a um corpo de árbitros e, uma vez aprovadas foram selecionadas para apresentações orais variando de 5 a 30 minutos. Desta forma foram eliminados os painéis e todos puderam expor oralmente seus trabalhos.

Foram selecionadas e apresentadas contribuições nas áreas de Física Nuclear Básica (50), Física Nuclear Aplicada (7), Instrumentação Nuclear (13) e Física Não Nuclear com Aceleradores e Metodologia Nuclear (12), bastante representativas da produção brasileira nesta área no último ano. O espaço reservado na reunião para temas não nucleares mas com o uso de aceleradores e metodologia nuclear fez crescer o número de participantes da reunião e foi amplamente a provado, conforme manifestação da Assembléia.

Com a ampliação do número de participantes para cerca de 200 e com a necessidade de disponibilidade de diversas salas para a apresentação de sessões paralelas, foi transferido o local da reunião do Hotel Simon em Itatiaia para o Hotel Brasil em São Lourenço.

Os minicursos foram substituídos por seminários de revisão, por entendermos que já existe espaço para os cursos nas Escolas de Verão sobre Física Nuclear. Houve também a apresentação de diversas palestras convidadas.

Durante as noites tivemos colóquios sobre temas de outras áreas que não Física Nuclear e uma conferência sobre Política Financeira para Pesquisa no Brasil.

Apesar da avaliação feita na VII Reunião sobre o sucesso dos grupos de trabalho, verificamos nos meses que antecederam a VIII Reunião que os mesmos haviam se dissolvido. Como o maior objetivo dos G.T. é uma interação contínua durante o ano, com clímax na reunião, oficializamos somente os G.T. com participação de pesquisado-

res de pelo menos três Instituições distintas. O número total de G.T. foi de oito, e a avaliação feita durante a reunião foi que diversos destes grupos foram bastante eficientes, dando continuidade ou iniciando importante intercâmbio científico entre seus participantes.

Foram realizados também dois tipos de mesas redondas: um deles, de aspecto puramente científico, onde foi feita uma análise crítica dos trabalhos apresentados na reunião. Outra Mesa Redonda, intitulada "Perspectivas da Física Nuclear no Brasil", abordou temas tais como o aspecto científico da física a ser estudada, formação de recursos humanos, características de centralização de Física Nuclear no Brasil e perspectivas de novos projetos e instalações.

Neste volume estão apresentados o programa da reunião, os seminários de revisão, as palestras convidadas, os colóquios, resumos das mesas redondas, ata da reunião e a lista de participantes. O resumo das contribuições apresentadas foi impresso em outro volume que foi distribuído durante a reunião e que pode ser obtido na Sociedade Brasileira de Física.

A maciça participação da Comunidade de Física Nuclear Brasileira, incluindo desde todos os chefes de laboratórios e líderes de grupos de pesquisa a estudantes de pós-graduação, a seriedade e maturidade demonstradas por todos os participantes nas discussões de caráter científico e assistência às palestras e o grande número e a qualidade dos trabalhos apresentados que espelham a produção científica brasileira na área demonstram que a Reunião foi prestigiada por todos e obteve grande sucesso. O clima da Reunião foi extremamente salutar e cordial e nela foram sedimentadas ou iniciadas várias cooperações envolvendo pesquisadores de diferentes Instituições brasileiras e sul-americanas. Enfim, sentimos uma grande satisfação em verificar que as Reuniões de Trabalho de Física Nuclear, já tradicionais em nossa comunidade, estão cada vez mais prestigiadas por esta comunidade e atendendo a seus objetivos.

Finalizando gostaríamos de agradecer ao CNPq, FAPESP, CNEN e FINEP pelo apoio financeiro para a realização desta Reunião promovida pela Sociedade Brasileira de Física, aos coordenadores de grupos de trabalho, à equipe de árbitros dos trabalhos, aos convidados para palestras, seminários e conferências, a toda comunidade científica presente à Reunião e ao trabalho incansável e apoio da Secretaria da SBF. Foi uma gratificante experiência participar da organização desta Reunião.

A Comissão Organizadora: Carlos R. Appoloni, Chung K. Cheong, Otavia no A.M. Helene, Paulo Roberto S. Gomes (coordenador), Takeshi Kodama, Theresa Borello Lewin.

**PROGRAMA
E
INFORMAÇÕES**

VIII REUNIAO DE TRABALHO DE FISICA NUCLEAR NO BRASIL

31 de agosto a 04 de setembro de 1985

PROGRAMAÇÃO DA REUNIAO

	sábado 31/09	domingo 01/09	2a. feira 02/09	3a. feira 03/09	4a. feira 04/09	
9.00		COMUNICAÇÕES E * SEM DE REVISAO	COMUNICAÇÕES *	SEMINARIO DE * REVISAO	SEMINARIO DE REVISAO	
10.45		C A F E				
11.00		COMUNICAÇÕES *	GRUPO DE TRABALHO *	MESA REDONDA *	INVITED TALK * SEM DE REVISAO	
12.00hs	S A I D A				INVITED TALK * SEM DE REVISAO	
1						
2						
3					GRUPO DE TRABALHO	R E T O R N O
4			SESSAO ESPECIAL	INVITED TALK * SEM DE REVISAO		
5						
6			COMUNICAÇÕES *	COMUNICAÇÕES *	MESA REDONDA	
7						
8	RECEPÇÃO JANTAR	J A N T A R				
8.30						
9	COLOQUIO	COLOQUIO	CONFERÊNCIA	ASSEMBLEIA		
10.00		CONCERTO				

* SESSOES EM PARALELO

SEMINARIOS DE REVISAO DE FISICA NUCLEAR (90 minutos)

- Reações com Ions Pesados
Maria Carolina Nemes (USP)
03-09 - 3a. feira - 9.00 hs
- Estrutura Nuclear
Daniel Bés (CNEA)
04-09 - 4a. feira - 9:00 hs

"INVITED TALKS" DE FÍSICA NUCLEAR. (45 minutos)

- Eletro e Fotofissão no Núcleo
David Onley (Universidade de Ohio)
02-09 - 2a. feira - 15:00 hs
- Mecanismos de reação em Energias Intermediárias
Raul Donangelo (UFRJ)
04-09 - 4a. feira - 11:00 hs
- Efeitos de Meio Nuclear sobre a Interação Efetiva
Kanzo Nakayama (IKP-KPA- Jülich-CNPq)
04-09 - 4a. feira - 12:00 hs

SESSÃO ESPECIAL (45 minutos)

- A Física Nuclear em um Quarto de Século: da Conferência de Pittsburgh (1957) à de Florença (1983)
Ernst W. Hamburger
01-09 - domingo - 15:00 hs.

SEMINÁRIOS DE REVISÃO E INVITED TALKS DA ÁREA NÃO NUCLEAR COM ACELERADORES E METODOLOGIA NUCLEAR (45 minutos)

- O Método PIXE como Instrumento Microanalítico
Manfredo H. Tabacniks
01-09 - domingo - 9:00 hs
- Ionização de Camadas Internas por Partículas Carregadas: Aspectos Experimentais e Teóricos
Eduardo C. Montenegro (PUC/RJ)
01-09 - domingo - 10:00 hs
- Relógios Atômicos para Tempos Nucleares
Alceu G. de Pinho Filho (PUC/RJ)
02-09 - 2a. feira - 15:00 hs
- Implantação Iônica e Mixagem por Bombardeamento Iônico
Israel J.R. Baumvol (UFRGS)
03-09 - 3a. feira - 9:00 hs
- Poder de Freamento e Alcance de Ions em Sólidos, Desenvolvimento Técnicos e Resultados Experimentais Recentes
Rogério Livi (UFRGS)
03-09 - 3a. feira - 10:00 hs
- Programa do Projeto do Acelerador Tandem 3 MV da USP
Juan Carlos Acquadro (USP)
04-09 - 4a. feira - 11:00 hs
- Aplicações Diversas do Método RBS: Medidas de Poder de Freamento, Análise de Superfícies, etc.
Carlos Vieira B. Leite Filho (PUC/RJ)
04-09 - 4a. feira - 12:00 hs

MESA REDONDA 1

03-09 - 3a. feira - 11:00 hs

Avaliação Crítica dos Trabalhos sobre Física Nuclear - 2 horas Participantes

Antonio Fernando R. de Toledo Piza (USP)
Raul Donangelo (UFRJ)
Alejandro Szanto de Toledo (USP)
Iuda Goldman (USP)
Diógenes Galetti (IFT)

Mediador: Takeshi Kodama (CBPF)

MESA REDONDA 1'

03-09 - 3a. feira - 11:00 hs

Avaliação Crítica dos Trabalhos sobre Física Nuclear Aplicada, Instrumentação Nuclear e Física Não Nuclear com Aceleradores - 2 horas

Participantes

Alceu G. de Pinho (PUC/RJ)
Ross Alan Douglas (UNICAMP)
José Luiz de Carvalho (CNEN)
Bernard Marechal (UFRJ)

Mediador: Carlos R. Appoloni (FUEL)

MESA REDONDA 2

03-09 - 3a. feira - 16:00 hs

Perspectivas da Física Nuclear no Brasil - 3 horas

Participantes

Oscar Sala (USP)
Elisa Wolyneć (USP)
Solange M.C. de Barros (UFRJ)
Luiz Carlos Gomes (CBPF)
Maria José Bechara (USP)
Vito Vanin (USP)
Hélio Coelho (UFPe)

Mediador: Paulo Roberto S. Gomes (UFF)

COLOQUIOS: (60 minutos)

- Aplicações da Radiação de Síncrotron
Alain Fontaine (Lure-Orsay)
31-08 - sábado - 20:30 hs.
- O Universo Primordial
Gil da Costa Marques (USP)
01-09 - domingo - 20:30

CONFERÊNCIAS (60 minutos)

- Política Financeira para Pesquisa no Brasil
José Duarte de Araújo
Ministério da Ciência e Tecnologia

GRUPOS DE TRABALHO

- Efeitos de Temperatura em Estrutura Nuclear
- Espectroscopia e Estrutura Nuclear
- Fusão de 5 a 30 MeV/nucleon
- Instrumentação Nuclear
- Reações com Iões Pesados Relativísticos
- Teoria do Decaimento de Ressonância Gigante
- Física Nuclear Aplicada
- Interação de Partículas Carregadas com a Matéria e Técnicas Microanalíticas

Os grupos se reunirão em dois dias, por períodos de 2 horas:

02-09 - 2a. feira - 11:00 hs.

03-09 - 3a. feira - 14:00 hs.

COMUNICAÇÕES

- 01-09 - domingo - de 9:00 hs às 10:45 hs
IONS PESADOS
- 01-09 - domingo - de 11:00 hs às 13:00 hs
FISICA MATEMÁTICA
INTERAÇÃO DE IONS COM A MATÉRIA
- 01-09 - domingo - de 16:00 hs às 19:00 hs
ALTAS ENERGIAS
INSTRUMENTAÇÃO
- 02-09 - 2a. feira - de 9:00 hs às 10:45 hs
FISICA MATEMÁTICA
FISICA NÃO NUCLEAR COM METODOLOGIA NUCLEAR
- 02-09 - 2a. feira - de 16:00 hs às 19:00 hs.
FISICA NUCLEAR BÁSICA: DIVERSOS
FISICA NUCLEAR APLICADA

COMUNICAÇÕES DE FISICA NUCLEAR BÁSICA

COMUNICAÇÕES I

dia 01/09 - domingo - das 9:00 hs às 10:45 hs

- Estudo experimental do sistema $^{63,65}\text{Cu} + ^{16}\text{O}$
D. Pereira, J.C. Acquadro, O. Sala, L.C. Chamon, A.C. Rocha, G. Ramirez, C.F. Tenreiro - 30 minutos
- Fusion of $^{16}\text{O} + ^{144}\text{Sm}$ At Sub-Barrier Energies
A.J. Pacheco, D.E. Di Gregório, J. Fernández Niello, O. Abriola, S. Gil, A.O. Macchiavelli, J. Testoni, N. Carlin Filho, M.M. Coimbra, R. Liguori Neto, P.R. Pascholati, V.R. Vanin, P.R. Silveira Gomes, R.G. Stokstad - 10 minutos
- Cálculo das Seções de choque de Reação com muitos Canais Abertos
Paulo R. Pascholati, Vito R. Vanin, Takeshi Kodama - 5 minutos
- Fusão Nuclear do sistema $^{14}\text{N} + ^{59}\text{Co}$
E.F. Chagas, P.R.S. Gomes, T.J.P. Pena, R. Liguori Neto, J.C. Acquadro E. Crema, N. Carlin Filho e M.M. Coimbra - 5 minutos
- Contribuição de Núcleo Composto à Reação $^{24}\text{Mg} (^{16}\text{O}, ^{12}\text{O}) ^{28}\text{Si}$ a $\theta_{\text{CM}} = 180^\circ$
A. Lépine-Szilgyi, R. Lichtenthäler Filho e M.A.G. Fernandes - 5 minutos
- Estudo da reação $^{26}\text{Si} (^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne}) ^{24}\text{Mg}$
O. Portezan Filho, A. Lépine-Szilgyi, R. Lichtenthäler Filho, A.C.C. Villari, M.A.G. Fernandes e V.H. Rotberg - 5 minutos

- Efeito dos processos de múltiplas etapas em reações de transferência de partículas alfa - R. Lichtenthaler Filho, A. Lépine-Szily e M.H.F. Tavares - 5 minutos
- Espalhamento Elástico entre ^{14}N , ^{16}O + ^{10}B
K. Koide, H. Takai, A. Balleiro Nuevo Jr., L.B.C.W. de Faro, O.T. Ito e O. Dietzsch - 5 minutos

COMUNICAÇÕES II

dia 01/09 - domingo - das 11:00 hs às 13:00 hs

- Dinâmica Nuclear Colisional
D. Galeffi, S.S. Mizrahi, M.C. Nemes e A.F.R. Toledo Piza - 30 minutos
- Expansão Quasi-Causal do Propagador para Colisões de Ions Pesados
G.W. Bund, M.C. Tijerc e S.S. Mizrahi - 5 minutos
- Teoria Cinética Fenomenológica do Decaimento de Ressonâncias Gigantes
L. Gonzaga Ferreira e M.C. Nemes - 5 minutos
- Efeitos de Correlação na Dinâmica Efetiva de um Corpo através de Interações Funcionais
S. Cruz Barrios e A.F.R. Toledo Piza - 5 minutos
- Estudo Microscópico dos Canais de Decaimento das Ressonâncias Gigantes
R. Haro Junior e A.M. Breitschaft - 15 minutos
- Decaimento Electromagnético de Resonancias Cuadrupolares Gigantes Pobladas Mediante Reacciones com Iones Pesados
B.F. Bayman, D.R. Bés, P. Curutchet, O. Dragun, N.N. Scoccola y J.E. Testoni - 10 minutos
- Cálculo de los Factores Espectroscópicos Asociados al Decaimento Electromagnético de las Resonancias Cuadrupolares Gigantes
D.R. Bés, P. Curutchet, S.L. Reich, N.N. Scoccola e H.M. Sofia - 10 minutos

COMUNICAÇÕES III

dia 01/09 - domingo - das 16:00 hs às 19:00 hs

- Método de Cascata e Multiplicidade de Pions em Colisões Nucleares Relativísticas
E. Lima Medeiros, Sérgio J.B. Duarte - 15 minutos
- Estudo Comparativo dos Métodos de Cascata Intranuclear e Equação Clássica de Movimento - 5 minutos
E.W.C. Gomes e T. Kodama
- Equações Clássicas de Movimento em Reações Nucleares Relativísticas
A.C. Reis e T. Kodama - 5 minutos
- Uma Possível Correlação Quântica Transversal na Colisão Próton - Núcleo: Um Modelo de Disco para Espectro de Coincidência p-d
S.B. Duarte e T. Kodama - 5 minutos

- Modelo de Produção Múltipla em Colisões Hadron-Hadron visando Aplicação em Colisões Nucleares Relativísticas
T. Kodama, R.M.S. Nazareth e N. Prado - 15 minutos
- Um Estudo do Efeito "Anomalon" - Análise Estatística Através de Simulação Computacional
Gletson Ferreira Pinto e Takeshi Kodama - 5 minutos
- Estados de Buraco Nucleares
M.H.Steffani, M. Betz e Th.A.J.Maris - 15 minutos
- The Mean Free Path of Bound Nucleon Baggs in Nuclear Matter
Gastão Krein - 10 minutos
- Modelo de Sacola no Espalhamento Kaon-Núcleon
E.A.Veit, B.K.Jennings e A.W.Thomas - 10 minutos
- A distribuição de Carga do Próton no Modelo de Sacolas Dinâmico
L. Tomio - 10 minutos
- A razão entre as normalizações assintóticas S e D (AD/AS) do deuteron e as observáveis de baixa energia do sistema de três nucleons
T. Frederico, I.O. Goldman - 5 minutos
- Estudo de Espalhamento Coletivo no Processo de Colisão Sóliton - Sóliton
José Noboru Maki e Takeshi Kodama - 5 minutos
- The Polynomial-Type Analysis of SU(3) GROUP-Theoretical Quantities
J.A.Castilho Alcarás, V.Vanagas - 5 minutos
- Second Order Invariants for Time-Dependent Hamiltonians
E.Duering, D. Otero, A. Plastino e A. Proto - 5 minutos

COMUNICAÇÕES IV

dia 02/09 - 2a. feira - das 9:00 hs às 10:45 hs

- Efeitos Geométricos sobre as Trajetórias Coletivas de um Sistema de Muitos Corpos
F.F. de Souza Cruz e E.J.V. de Passos - 15 minutos
- Trajetórias Periódicas em Sistemas Hamiltonianos não Integráveis
M.A.M. de Aguiar, M. Baranger, C.P. Malta, E.J.V. de Passos, M.L.C. Rabello e N. Rabello - 15 minutos
- Modelo Simplético para as Oscilações Quadrupolares e Monopolares
S.S. Avancini, E.J.V. de Passos - 15 minutos
- Cálculo Perturbativo de los Parametros Rotacionales del ^{24}Mg
M.T. Mehr, D.R. Bes, R.J. Liotta - 5 minutos
- Movimiento Rotacional Generalizado Y la Regla de "Cranking" en Sistemas con Muchos Bosones
R.P.J. Perazzo, S.L. Reich y H.M. Sofia - 15 minutos
- Hidrodinâmica do Movimento Rotacional Nuclear
M.L. Cescato - 5 minutos

- Movimento Coletivo de Emparelhamento Isovetorial com Interações Reais
M. Kyotoku e M.L. Cescato - 5 minutos

COMUNICAÇÕES V

dia 02/09 - 2a. feira - das 16:00 hs às 19:00 hs

- Determinação de σ_R para Sistemas de Ions Pesados
A.C.C.Villari, F.I.A. Almeida e A. Lèpine-Szily - 15 minutos
- Análise de Reações de Captura na A800
J.L.M. Duarte, L.B. Horodyski-Matsushigue e T. Borello-Lewin
15 minutos
- Eletrofissão do ^{237}Np
S.L. Paschoal, S.B. Herdade, F. Gerab, M.C.P. Martins, M.N. Martins
e E. Wolyneec - 5 minutos
- Efeitos do Tamanho Finito do Núcleo nos Espectros de Fótons Virtuais
E.Wolyneec, V.A. Serrão e M.N. Martins - 15 minutos
- Eletrofissão do ^{209}Bi em Energias Intermediárias
J.D.T. Arruda Neto, S.B. Herdade, F.R.O. Dias Miguel, M. Sugawara,
T. Tamae, D. Sasaki, H. Ogino, H. Miyase e K. Abe - 15 minutos
- Eletrodesintegração do ^{209}Bi por Emissão de Neutrons
M.I.C. Cataldi, E.Wolyneec, P. Gouffon, M.N. Martins e Y.Miyao
5 minutos
- Decaimento Estatístico da RGE2 Isoescalar no ^{208}Pb
N. Teruya, H. Dias e E. Wolyneec - 5 minutos
- Teste Experimental do Espectro de Fótons Virtuais de Quadrupolo
Elétrico
P. Gouffon, M.N. Martins, E. Wolyneec, W.R. Dodge, E. Hayward-5 minutos
- Correlação Angular Gama-Gama para Transições em ^{101}Tc
C.B. Zamboni e R.N. Saxena - 5 minutos
- Análise Estatística de Medidas de Correlação Angular
R.A.A. Mendes de Oliveira e V.R. Vanin - 5 minutos
- Correlação Angular entre Transições γ do $^{132}_{54}\text{Xe}_{78}$
M.T.F.Cruz e I.D. Goldman - 5 minutos
- Resolução do Estado Fundamental do ^{95}Zr em um Dupleto
E.Frota-Pessoa e S. Joffily 5 minutos
- Estados de Gamow-Teller no ^{90}Zr
D.P.Menezes, E.J.V.Passos e A.P.N.R. Galeão - 5 minutos

COMUNICAÇÕES DE FÍSICA NÃO NUCLEAR COM USO DE
ACELERADORES E METODOLOGIA NUCLEAR

SESSAO I - domingo, 01/09, 11:00 hs às 13:00 hs

- Implantação de ^{209}Bi em Sistemas de duas Camadas
C.A. Olivieri, M. Behar, P.F.P. Fichtner, F.C. Zawislak, D. Fink,
J.P. Biersack - 15 minutos
- Penetração de Ions Energéticos (10 a 400 Kev) em Sólidos
P.F.P. Fichtner, M. Behar, C.A. Olivieri, R.P. Livi, J.P. Souza,
F.C. Zawislak, D. Fink, J.P. Biersack - 15 minutos
- Medidas de Perfis Longitudinais de Ions Implantados no Polímero
AZ111
J.P. de Souza, R.P. Livi, M. Behar, P.F.P. Fichtner, C.A. Olivieri,
F.C. Zawislak, D. Fink, J.P. Biersack - 15 minutos
- Efeito da Presença de Contaminantes nas Superfícies de Filmes Finos
sobre a Produção de H^+ por Feixe de Protons
N.V. de Castro Faria, F.L. Freire Jr., J.M.F. Jeronymo, E.F. da Sil
veira - 15 minutos
- O Mecanismo do Depósito de Carbono sobre Alvos Expostos a Feixes de
Partículas
F.L. Freire Jr., J.M.F. Jeronymo, E.F. da Silveira - 15 minutos
- Medida da Perda de Energia de Ions na Matéria
B.K. Patnaik, C.V. Barros Leite, G.B. Baptista - 15 minutos

SESSAO II - 2a. feira - 02/09 - 9:00 hs às 10:45 hs

- Elastic and Inelastic γ - Scattering between 122 and 145 KeV
M. Gaspar, O. Gonçalves, S. de Barros, J. Eichler - 15 minutos
- Experiments on Elastic Photon-Atom Scattering
J. Eichler, S. de Barros e O. Gonçalves - 15 minutos
- Estudo dos Processos de Troca de Carga no Hidrogenio pela Passagem
de Ions Moleculares em Sólidos
N.V. de Castro Faria, F.L. Freire Jr., A.G. de Pinho, E.C. Montenegro,
J.M.F. Jeronymo e O.P. Almeida - 15 minutos
- Frações de Equilíbrio para os Estados de Carga do Hidrogenio Medi-
das em Alvos Finos de Carbono
N.V. Castro Faria, F.L. Freire Jr., A.G. Pinho, J.M. Jeronymo, E.C.
Montenegro e O.P. Almeida - 15 minutos
- Medidas de Distribuições de Estados de Carga de Ions Pesados
M. Takai, E.M. Takagui, K. Koide e O. Dietzsch - 5 minutos
- Medidas do Campo Hiperfino Magnético em Ligas de Heusler Tipo
 CO_2 YZ (Y=Ti, Zr; Z=Al, Sn, Ga) pela Técnica de Correlação Angular
Perturbada.
S.O. de Souza, W. Schreiner, F.C. Zawislak e R.N. Saxena - 10 minutos

COMUNICAÇÕES DE FÍSICA NUCLEAR APLICADA

2a. feira, 02/09 - 16:00 hs às 18:00 hs

- Aplicação da Análise por Ativação com Neutrons ao Conhecimento da Composição de Amostras Geológicas
M.B.A. Vasconcellos - 30 minutos
- Reconstrução da Imagem Neutronográfica com Mart e Filtro de Wiener
Verginia Reis Crispin, Ricardo T. Lopes, J.C. Borges - 5 minutos.
- Estudo da Influência do Espalhamento de Neutrons na Reconstrução de Imagens Neutronográficas
Verginia Reis Crispin - 5 minutos
- Determinação de Boro em Soluções Aquosas, usando um Fluxo de Neutrons Filtrado, pela Técnica do Registro de Traços
M.A.P.V. Moraes, R. Pugliesi e M.T.F. Cesar - 5 minutos
- Cálculo da Deposição de Dose na Interface Osso-Tecido
M. Lopes, E.S. de Almeida, J.E. Peixoto - 5 minutos
- Análise do Conteúdo Mineral Osseo por Transmissão de Radiação Gama
L.E.M.C. Silva, C.A.C. Santos, G.M. Rocha, J.C. Borges - 10 minutos
- Atenuação de Raios Gama no Concreto - Uma Técnica para Medida da Evolução Temporal da Unidade
C.A. Appoloni, M.M. Dbuti, A.C. Nardocci - 5 minutos

COMUNICAÇÕES DE INSTRUMENTAÇÃO NUCLEAR

domingo, 01/09 - 16:00 hs às 19:00 hs

- An Electrostatic Separator of Elastic Scattered Particles for Evaporation Residues Detection
D. Pereira, J.C. Acquadro, U. Schnitter, O. Sala, L.C. Chamon. A.C. Rocha - 10 minutos
- A New Method to Control the On-Target Bean Position
J.C. Acquadro, D. Pereira, U. Schnitter, O. Sala, L.C. Chamon, A.C. Rocha - 10 minutos
- Sistema de Detecção Sensível à Posição com uma Câmara de Ionização
Lilian B.C.W. de Faro, K.Koide, O. Dietzsch, H. Takai, A. Bairro Nuevo Jr. - 10 minutos
- Construção e Testes de uma Câmara de Fissão
L.E.B. Brandão, L.T. Auler - 5 minutos
- Construção de uma Câmara de Ionização Tipo Dedal
J.N. Rodrigues, M.M.O. Ramos, D.O. Cardoso, R.A.S. Pinto, C.E.V. de Almeida - 10 minutos
- Efeitos da Pulsação do Feixe nos Contadores Proporcionais e Tubos Geiger em Aceleradores Lineares de Eletrons
O.L. Gonçalves, W.A. Oliveira e S.B. Herdade - 15 minutos
- Sistema de automatização de Espectrometro de Correlação Angular
J.H. Saito, J.C. Rossi, M.O.M.O. de Souza - 15 minutos

- Montagem de Histogramas Bi-Dimensionais de Grande Dimensão
J.M. Cohenca - 5 minutos
- Gráficos de Espectros Bi-Dimensionais
J.M. Cohenca, P. Gouffon - 5 minutos
- Deconvolução de Espectros de Cintilação Obtidos com o Uso de Detetores NE 213 comparada com Medidas de Tempo Vão
L.J. Antunes, G. Görber, H. Klein e G. Bulski - 10 minutos
- Determinação Precisa de Energias de Transições Gama
E.R. Mucciolo, O. Helene - 5 minutos
- Medidor de Espessura de Alvos Finos
S.M. Xavier, E.F. de Silveira - 5 minutos
- Preparação de Alvos Finos de Urânio por Eletroposição
M.I. Silvani Souza - 5 minutos

SEMINÁRIOS DE REVISÃO

REAÇÕES COM ÍONS PESADOS EM BAIXAS ENERGIAS

M.C. Nemes[†]

Instituto de Física, Universidade de São Paulo
C.P. 20516, 01498 São Paulo, SP, Brasil

I. INTRODUÇÃO

As colisões entre íons pesados envolvem as menores escalas do Universo. A duração típica dessas colisões são da ordem de $10^{-21} - 10^{-23}$ s e as distâncias características envolvidas são da ordem de 10^{-23} cm. É curioso observar que se trocarmos o sinal desses expoentes teremos então as maiores escalas do Universo, e dimensões típicas de colisão entre galáxias. Na figura abaixo vemos a simulação de uma colisão entre duas galáxias de

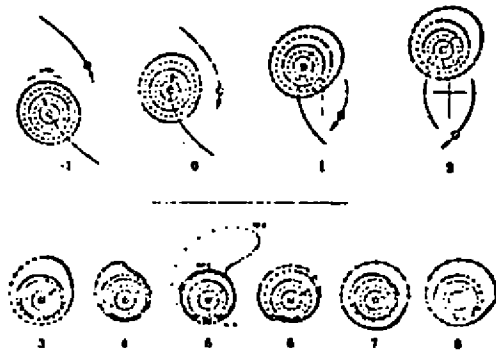


FIG. 1

mesma massa⁽¹⁾. A análise teórica dessa colisão usa um modelo simples de potencial com forças gravitacionais "folded" com distribuições de densidade de massa, o que também se faz para estudar colisões entre íons pesados, mutatis mutandis. Da figura, ve

[†]Seminário de Revisão apresentado na IX Reunião de Física Nuclear, São Lourenço (1985).

mos que a colisão das galáxias faz surgir uma excitação na matéria, produzindo um sistema residual instável, que procura um modo de se estabilizar. Algo bastante semelhante ocorre também com os núcleos como vemos na figura abaixo⁽²⁾.

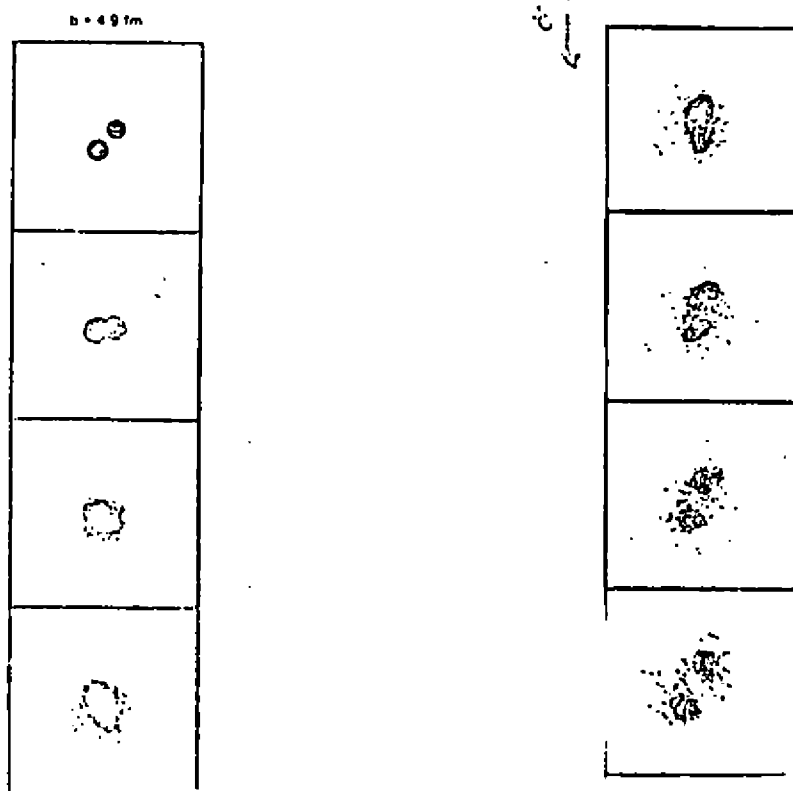


FIG. 2

Na verdade, a relevância da colisão entre íons pesados para eventos cosmológicos pode ser ainda mais profunda, uma vez que se calcula que em colisões de altíssima energia, poder-se-ia produzir sistemas com uma temperatura da mesma ordem da temperatura atingida nos primeiros momentos reconhecíveis do Universo, no Big Bang cósmico. No sentido mais geral foi a esperança de produzir a física das estrelas em laboratório (matéria nuclear em alta densidade e temperatura) que motivou os gigantescos esforços e inves-

timentos para construção de aceleradores de íons pesados nos últimos anos. Uma motivação mais específica para o incentivo do estudo das reações entre íons pesados em baixas energias foi a esperança de se produzir em laboratório os elementos superpesados, que, embora estáveis, não são encontrados na natureza. Existem 300 espécies nucleares estáveis. Durante os últimos 50 anos, apenas 1300 radiolótópos adicionais foram identificados e estudados. Estima-se, entretanto, que na colisão de dois núcleos de Urânio, 6000 novas espécies possam ser formadas.

Os objetivos que motivaram tanto a física de íons pesados em altas energias⁽³⁾ como a física de íons pesados em baixas energias não foram ainda atingidos, devido a fatores experimentais que não puderam ainda ser controlados. No entanto, podemos dizer com segurança que em ambos os casos muita física nova se aprendeu, muitos caminhos estão abertos, existem inúmeras perguntas sem resposta no que se refere à dinâmica desses objetos minúsculos, que tanto se aparentam com às maiúsculas Galáxias do nosso Universo.

II. CARACTERÍSTICAS GERAIS DAS REAÇÕES ENTRE ÍONS PESADOS ($E < 100$ MeV/u)

A tabela abaixo⁽⁴⁾ mostra as características determinantes das reações entre íons pesados.

Reação	energia incidente (MeV/nucleon)	$\kappa(F)$	$R_1 + R_2$ (F)	l_{max}^a	$\kappa_n(F)$
$^{12}C + ^{27}Al$	7	0,21	6,45	36	3,45
$^{12}C + ^{27}Al$	50	0,08	6,45	106	1,29
$^{12}C + ^{238}U$	7	0,15	10,35	35	3,45
$^{12}C + ^{238}U$	50	0,06	10,35	193	1,29
$^{40}Ar + ^{238}U$	7	0,05	11,73	116	3,45
$^{40}Ar + ^{238}U$	50	0,02	11,73	607	1,29
$^{132}Xe + ^{238}U$	7	0,02	13,77	211	3,45
$^{132}Xe + ^{238}U$	50	0,01	13,77	1589	1,29
R+B	1000				0,29

$\kappa(F)$ se refere ao comprimento de onda característico do movimento relativo das reações estudadas. Como vemos $\kappa(F) \ll 1$, e portanto descrições semiclássicas se aplicam na grande maioria dos casos. $\kappa_n(F)$ é o comprimento de onda de nucleons que se encontram ou no alvo ou no projétil. Como vemos, da tabela $\kappa_n(F) \gg 1$ fm o que indica que em geral ocorre a participação de vários nucleons nessas reações. As descrições teóricas baseiam-se quase sempre em potenciais construídos no centro de massa do sistema. Essa característica muda drasticamente para energias mais altas como indica a última linha da tabela. Nesse caso $\kappa_n(F) \ll 1$, o que indica a predominância de colisões nucleon-nucleon. Nesse regime, a descrição teórica tem como ingrediente essencial a secção de choque nucleon-nucleon $\frac{d\sigma^{NN}}{d\Omega}$ ⁽⁵⁾.

III. ESPALHAMENTO ELÁSTICO

Os resultados experimentais disponíveis que tratam do espalhamento elástico são basicamente de três tipos:

a) Dados provenientes de Aceleradores Eletrostáticos, que utilizam íons pesados leves como ^{16}O , ^{12}C , ... até Cl , acelerados a energias até 8 MeV/u.

b) Dados de Cyclotrons, como os de Berkeley, e Oak Ridge, que aceleram íons desde o ^{11}B até o ^{20}Ne de 8 até 15 MeV/u.

c) Dados provenientes de Aceleradores Lineares (Orsay, Berkeley, Darmstadt) que aceleram Argônio a energias de aproximadamente 10 MeV/u.

Que tipo de física pode ser extraída desses fatos? A figura abaixo mostra a função de deflexão típica associada ao espalhamento elástico.

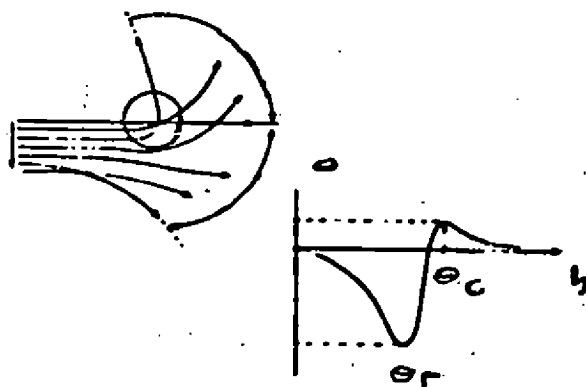


FIG. 3

As trajetórias mais distantes, correspondem a parâmetros de impacto grandes e sofrem basicamente a deflexão coulombiana, e o ângulo vai aumentando até que a atração nuclear começa a desviar as trajetórias e o ângulo diminui novamente. Existe portanto um ângulo crítico a partir do qual a atração nuclear domina. Esse ângulo está indicado na figura como θ_c . Se as energias envolvidas são baixas, ou os íons muito pesados, a física dominante do espalhamento será esquematicamente a da colisão do pro-

jétil com uma esfera totalmente absorvente, uma vez que nessas condições, para parâmetros de impacto menores do que os correspondentes a θ_c , haverá total absorção do canal elástico. A figura abaixo mostram a idéia física esquemática e o resultado experimental do espalhamento elástico de $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ com energia incidente no laboratório de 170.1 MeV⁽⁶⁾.

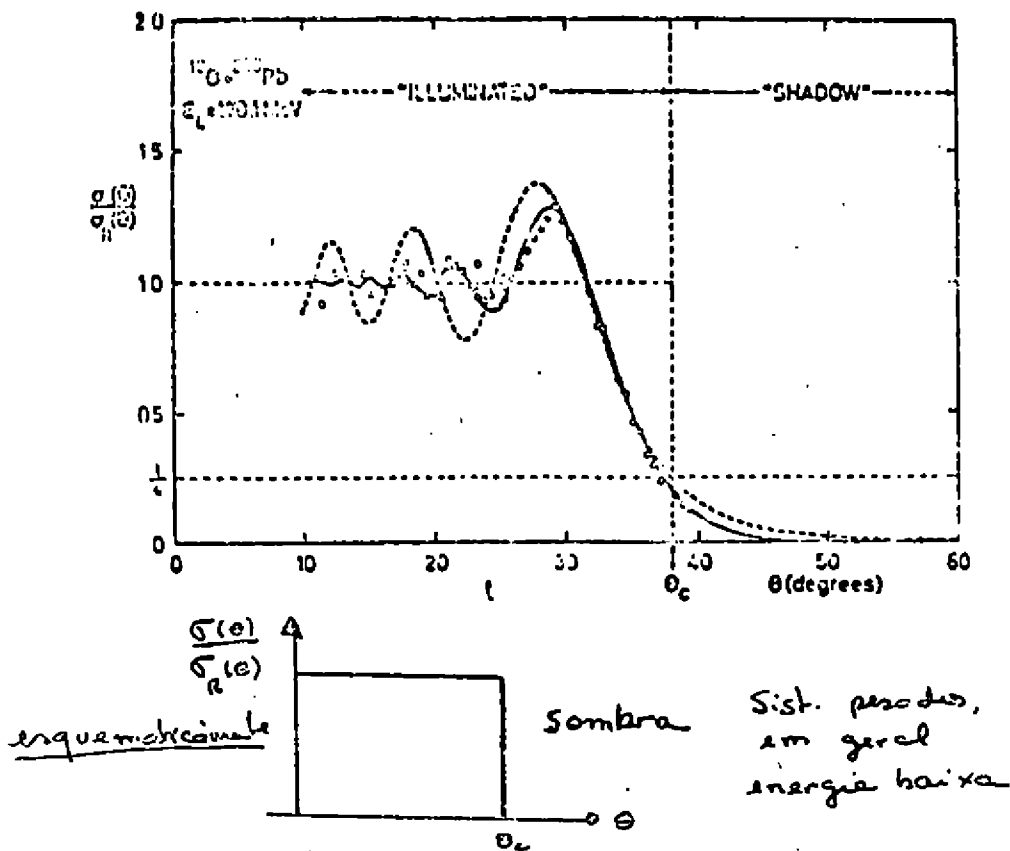


FIG.4

Se, no entanto aumentarmos a energia, ou trabalharmos com núcleos mais leves, pode ocorrer que as trajetórias correspondentes a parâmetros de impacto menores do que os correspondentes a θ_c , não sejam totalmente absorvidos pelo núcleo alvo. Como indica o desenho esquemático abaixo, poderá ocorrer uma interferência entre trajetórias "coulombianas".

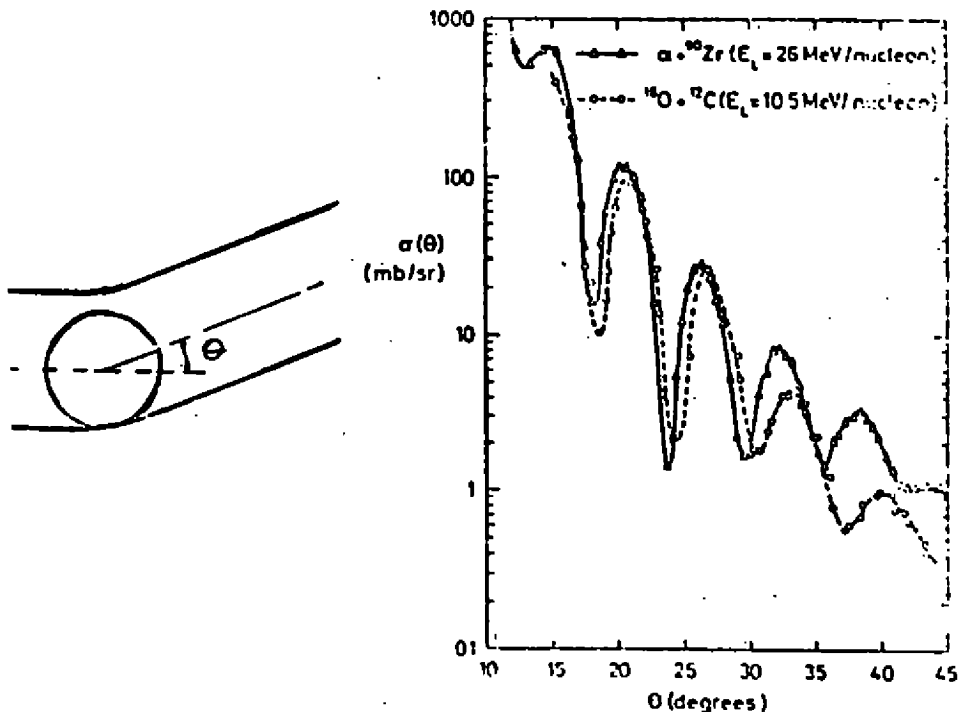



FIG. 5

Que tipo de física se aprende desses dados? Normalmente, do espalhamento elástico de íons pesados extraem-se parâmetros do potencial óptico correspondente à reação considerada

$$V_N(r) = \frac{-V_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)}$$

Normalmente, o espalhamento elástico de íons pesados como os que discutimos nesta secção não são suficientes para determinar univocamente os parâmetros do potencial óptico e assim determina-se famílias de potenciais ópticos⁽⁸⁾. Essas famílias de potenciais coincidem num ponto, o que indica que os experimentos testam realmente apenas o potencial nuclear na superfície dos núcleos. Uma maneira de contornar esta situação consiste em fazer experiências capazes de testar o núcleo em regiões mais internas, como por exemplo medir o ângulo de arco íris, indicado na figura 3. Alguns sistemas permitem a observação do ângulo de arco íris. Em geral são sistemas leves para os quais a absorção é pequena. O fenómeno do arco íris nuclear foi descoberto no espalhamento de partículas α por ${}^6\text{Li}$ ⁽⁹⁾. Sua principal característica é o amortecimento das oscilações nas distribuições angulares e o aparecimento de uma queda sem estrutura além de θ_R . Exemplos de medidas do arco íris nuclear para o sistema ${}^{12}\text{C} + {}^{12}\text{C}$ se encontram na figura 6.

Recentemente o arco íris nuclear foi detectado no sistema ${}^{12}\text{C} + {}^{16}\text{O}$ ⁽¹⁰⁾ (94 MeV/u). Na figura 7  mostra-se quanto essa experiência é capaz de remover a ambiguidade na determinação do potencial óptico.

Um outro problema interessante na física do espalhamento elástico de íons pesados é o aumento surpreendente da secção de choque a ângulos traseiros para alguns sistemas⁽¹¹⁾, como mostra a figura 8.

Para sistemas do tipo n- α , existem evidências de que o mecanismo responsável pelo aumento da secção de choque a ângulos traseiros seja uma interferência com a amplitude para transferência de uma (ou mais) partículas α . Recentemente construiu-se um potencial óptico que leva em conta esse efeito e parece a-

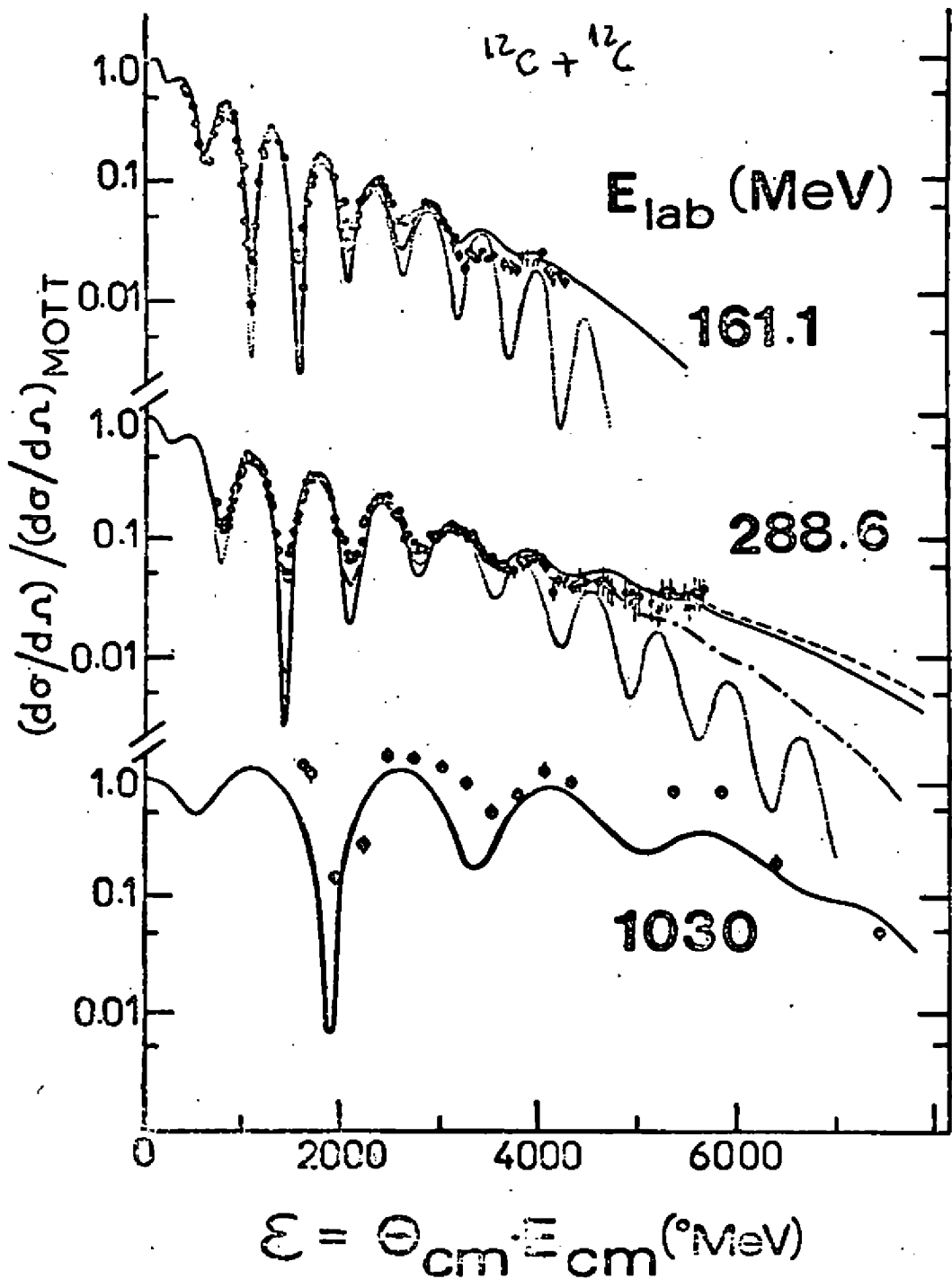


FIG. 6
27

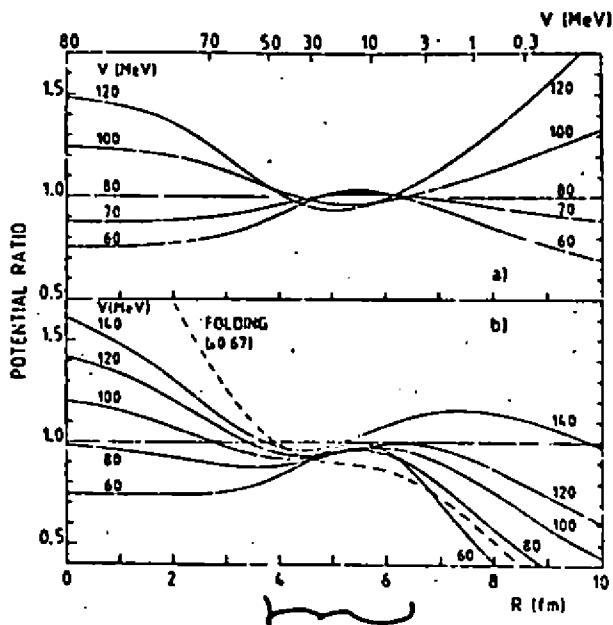


FIG. 7 - (a) Ratios of the Woods-Saxon potentials to the 80-MeV-deep potential. (b) Ratio of the squared Woods-Saxon potentials (solid lines) and of the normalized folded potential (dashed line) to the 80-MeV-deep Woods-Saxon potential.

justar bem os dados que envolvem núcleos $n-\alpha$ ⁽¹²⁾. No entanto, o mesmo fenômeno se manifesta em reações do tipo $^{10}\text{B} + ^{16}\text{O}$ ($E_{\text{lab}} = 42 \text{ MeV}$), como mostra a figura 9⁽¹³⁾.

Interferência com as amplitudes de transferências de, por exemplo, um deuteron e uma partícula α permanece como um problema aberto.

O último problema a ser discutido nesta secção são as ressonâncias moleculares. Foram descobertas no sistema $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, na região da barreira coulombiana⁽¹⁴⁾. A função de excitação desse sistema, tanto abaixo como acima da barreira coulombiana exibe picos de largura entre 3 e 4 MeV sobre os quais se superpõe picos de largura intermediária (da ordem de até 300 keV). Embora o sistema mais detalhadamente estudado seja o $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, esse fenômeno de estrutura intermediária foi identificado em outros sistemas e não apenas em sistemas do tipo $n-\alpha$. Recentemente o fa

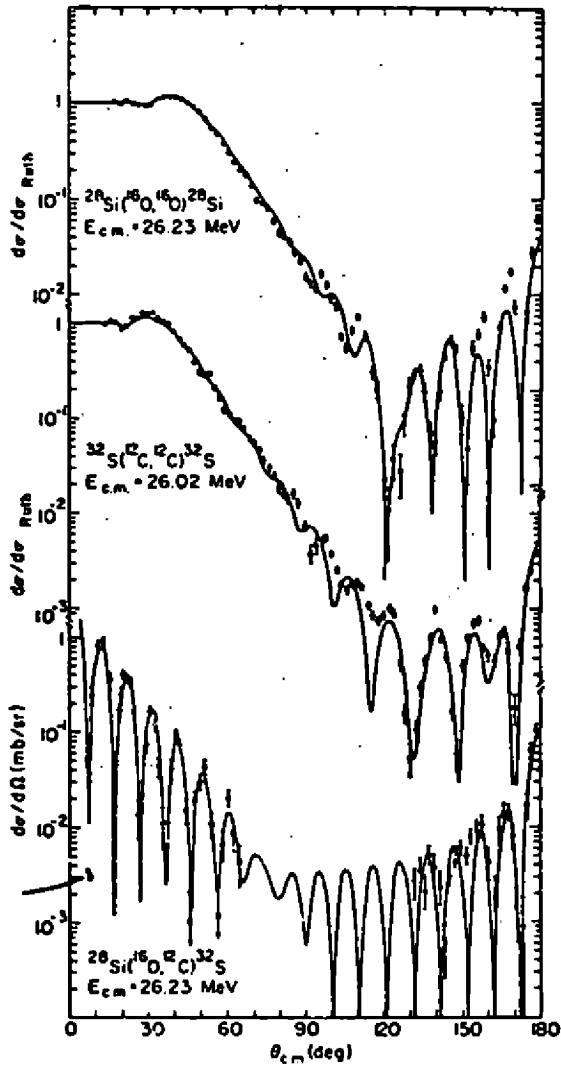


FIG. 8 - Angular distributions for the reaction $^{28}\text{Si}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O})^{28}\text{Si}$, $^{32}\text{Si}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{C})^{32}\text{S}$ and the entrance- and exit-channel elastic scattering at $E_{c.m.}(^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}) = 26.23$ MeV. The solid lines

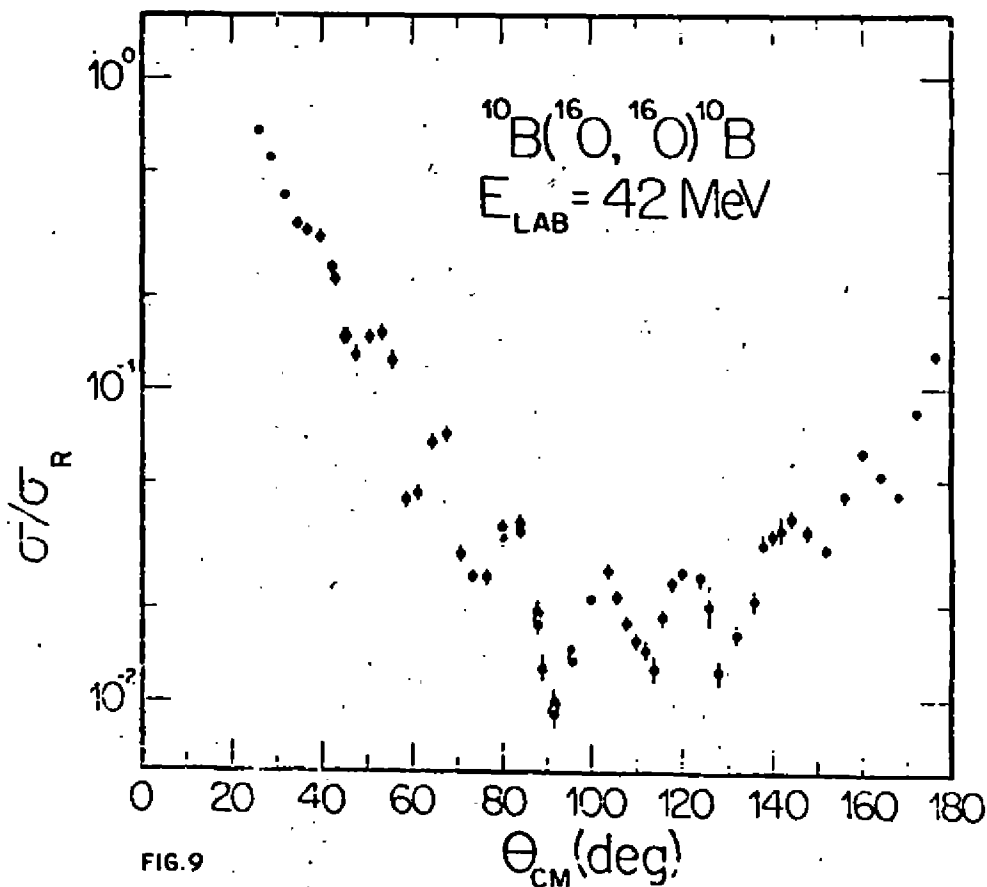
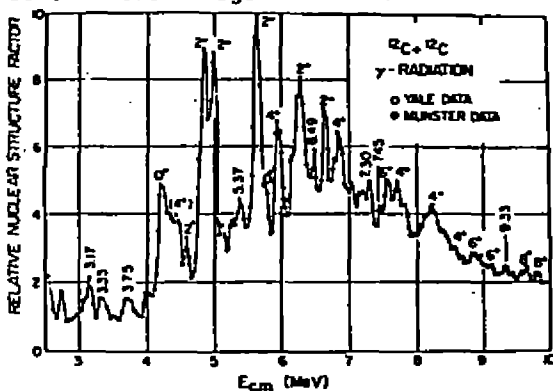


FIG.9

tor de estrutura nuclear na região de barreira coulombiana foi investigado com bastante detalhe e o momento angular e paridade dos vários picos bem determinados, através de uma análise de phase shift⁽¹⁵⁾, como mostra a figura abaixo.



Além disso, a função de correlação entre diferentes canais também foi medida e a figura 11 mostra a função de correlação entre o canal elástico (90° no CM) e a soma total de produção de partículas α .

Todos esses dados são consistentes com a interpretação de que esses processos se dão através da formação de uma "molécula" de ^{24}Mg como indicado na figura 12.

A figura 13 (veja página 15) mostra um cálculo microscópico de Hartree-Fock dependente do tempo para a colisão frontal $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}^*$ (7.6 MeV) e a evolução temporal da reação parece realmente confirmar a hipótese acima. No entanto, os potenciais gerados por esses cálculos são pouco profundos e produzem um segundo mínimo no raio errado (16).

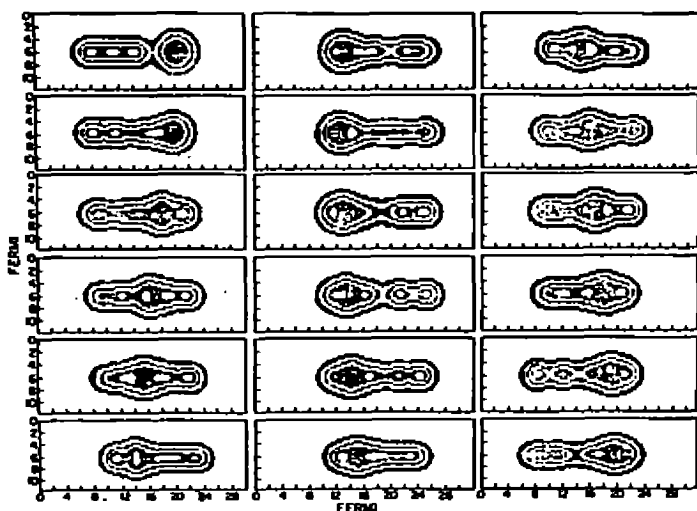
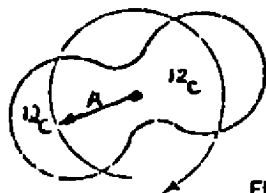
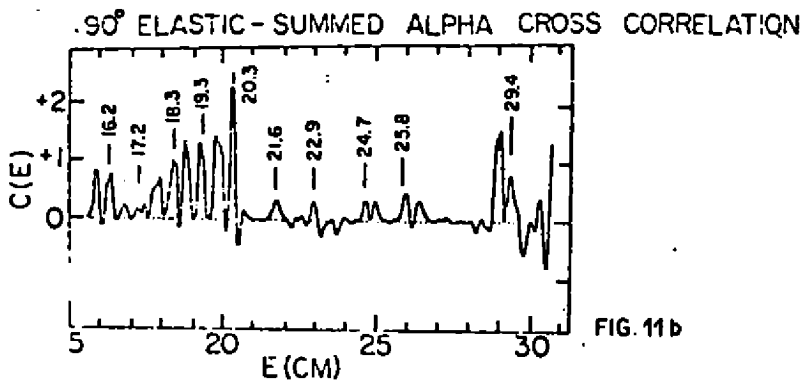
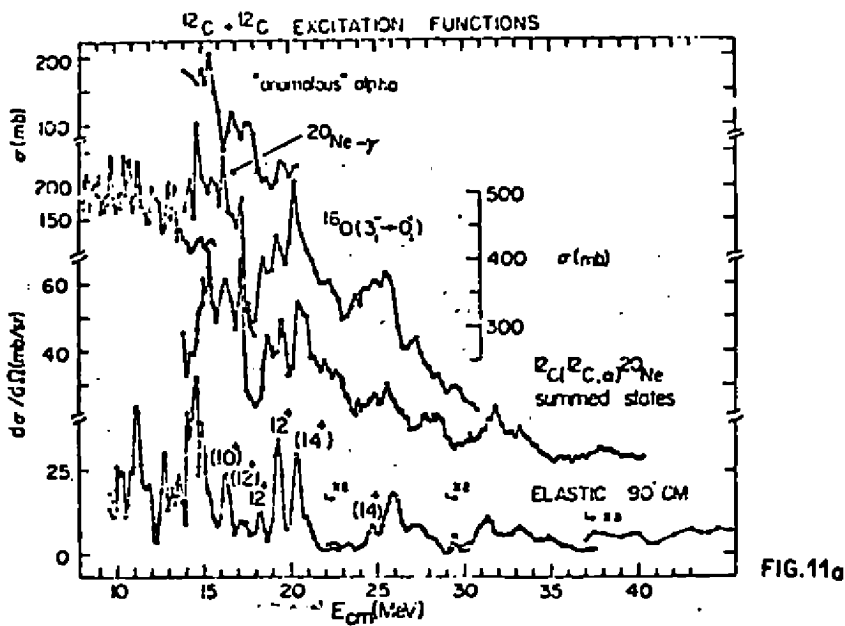


FIG. 13 $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}^* (7.6 \text{ MeV})$

A interpretação das estruturas intermediárias como provenientes de um sistema ^{24}Mg excitado foi experimentalmente testada pelo grupo de Heidelberg (17). Usando uma bola de cristal (detetor 4π) foi possível detectar em coincidência o $^{24}\text{Mg}^*$ e os raios γ por ele emitidos. Desta forma, determina-se experimen



talmente o $B(E2)$ que é bastante menor que o previsto pelos modelos vigentes, e questiona a hipótese das ressonâncias moleculares. O problema continua aberto.

IV. REAÇÕES PERIFÉRICAS

Talvez o fenômeno recente mais interessante com relação às reações periféricas seja o da chamada "fusão incompleta", assim denominada por envolver processos com transferência parcial de momento. A figura abaixo mostra o espectro de partículas α emitidas na reação $^{20}\text{Ne} + ^{197}\text{Au}$ para várias energias do projétil. Nota-se claramente a existência de duas componentes, uma correspondente às partículas α emitidas do núcleo composto e uma outra componente, mais rápida, com velocidade aproximadamente igual à do projétil e que corresponde certamente a um processo direto.

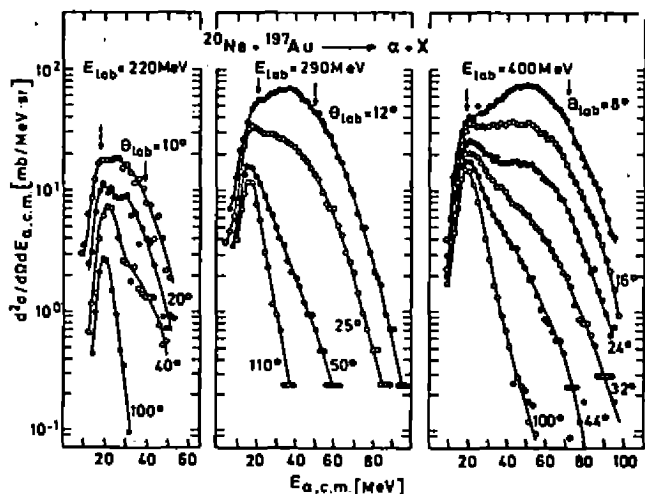


FIG. 14

Que processo direto? Existem muitas possibilidades, como indicado na figura 15.

Dentro desse contexto se coloca uma questão experimental importante, como distinguir a fusão completa da fusão in-

completa. A primeira tentativa nessa direção foi realizada para o sistema $^{12}\text{C} + ^{160}\text{Gd}^{(18)}$ para o qual se mediu partículas α emitidas em ângulos dianteiros em coincidência com os raios γ dos resíduos. Obtém-se dessa forma evidência de um processo que envolve transferência parcial de momento. Mais recentemente, da-

Reações Periféricas

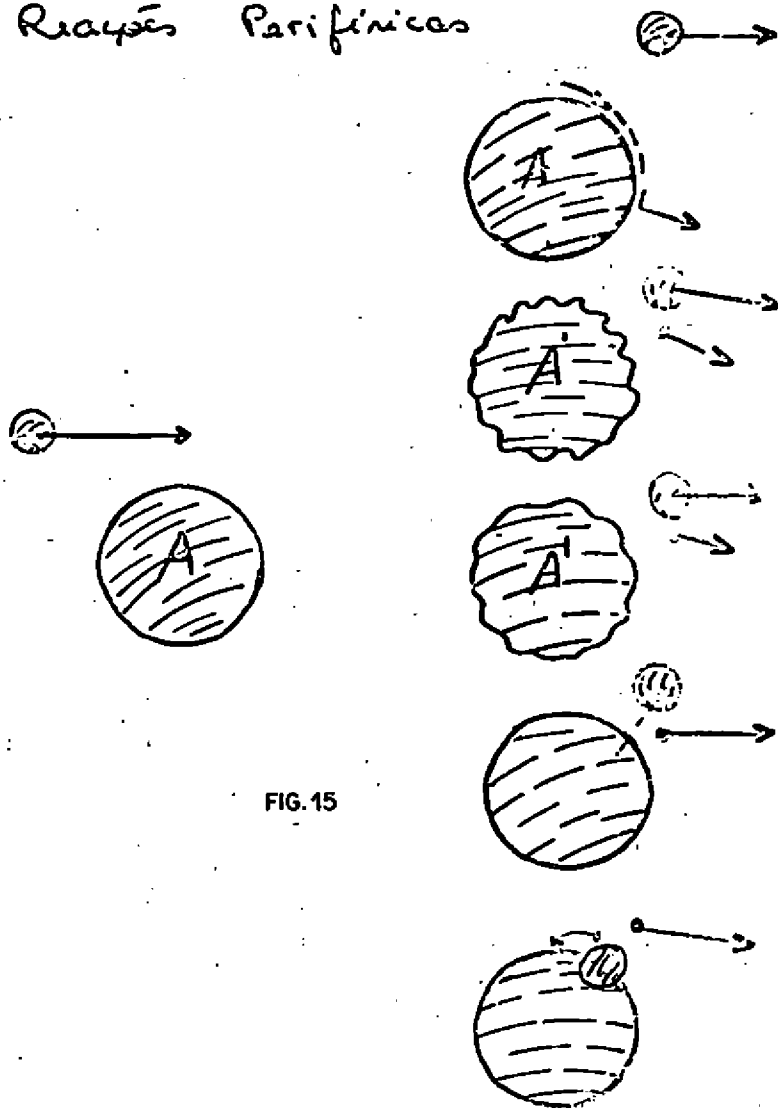
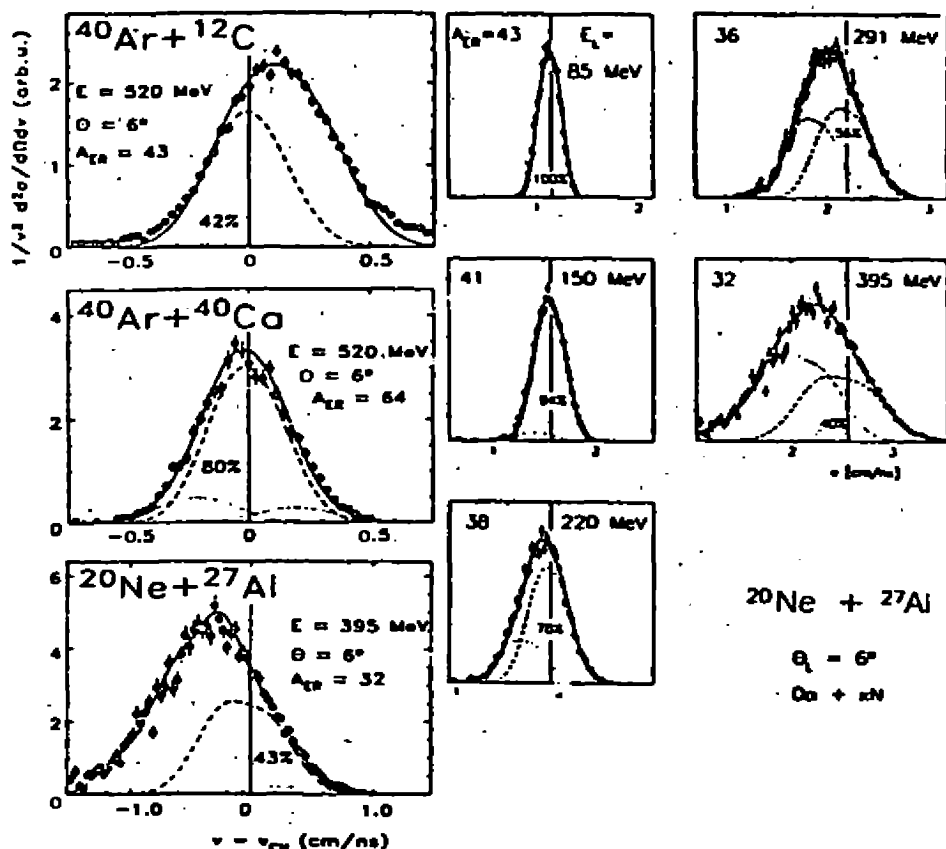


FIG. 15

dos de Berlin⁽¹⁹⁾ usam uma técnica diferente para estudar esse processo. Medem o espectro de velocidade dos resíduos de evapo-

ração para determinar se os fragmentos se originam de um sistema composto com transferência total de momento do projétil. Determinam também a porcentagem de fusão incompleta através de experimentos exclusivos, como mostra a figura seguinte.



Os dados são consistentes com uma cinemática de dois corpos, indicando a transferência massiva como mecanismo de reação. No que se refere à teorias sobre o assunto, a situação é bem menos rica.

v. COLISÕES MUITO INELÁSTICAS E FUSÃO

As colisões muito inelásticas são hoje um fenômeno bastante conhecido. Muito esforço teórico também foi investido na compreensão desses fenômenos. Suas características mais gerais são:

- 1) As reações envolvem íons pesados A_p e $A_{\text{Alvo}} \geq 40$.
- 2) A energia incidente é de 1 a 2 MeV/u acima da barreira coulombiana.
- 3) A distribuição angular é não isotrópica, característica de uma reação periférica.
- 4) Existe uma grande perda de energia do movimento relativo para excitação intrínseca dos fragmentos.
- 5) Os fragmentos preservam sua individualidade.

O fenômeno do "deep inelastic" para sistemas leves, porém tem sido pouco investigado. Recentemente o grupo do Institute of Modern Physics, Lanzhou, China, investigou esse problema para sistemas leves tais como ^{12}C , ^{14}N e ^{16}O , $E_{\text{Inc}} \sim 5-7$ MeV/u. Mediram distribuições angulares, de energias e de massa. Os resultados de seus dados concluem que o tempo característico de reação para tais sistemas é da ordem de 10^{-22} s, ou seja, menor que o tempo característico para a mesma reação envolvendo sistemas pesados. A figura 16, ilustra uma dessas reações e mostra claramente que a componente de "deep inelastic" aumenta com a energia incidente.

Com relação à fusão de íons leves, talvez o fenômeno recente mais interessante seja a descoberta das "massas intermediárias", como mostra a figura 17 (20).

O mecanismo responsável pela produção dessas massas intermediárias continua em aberto.

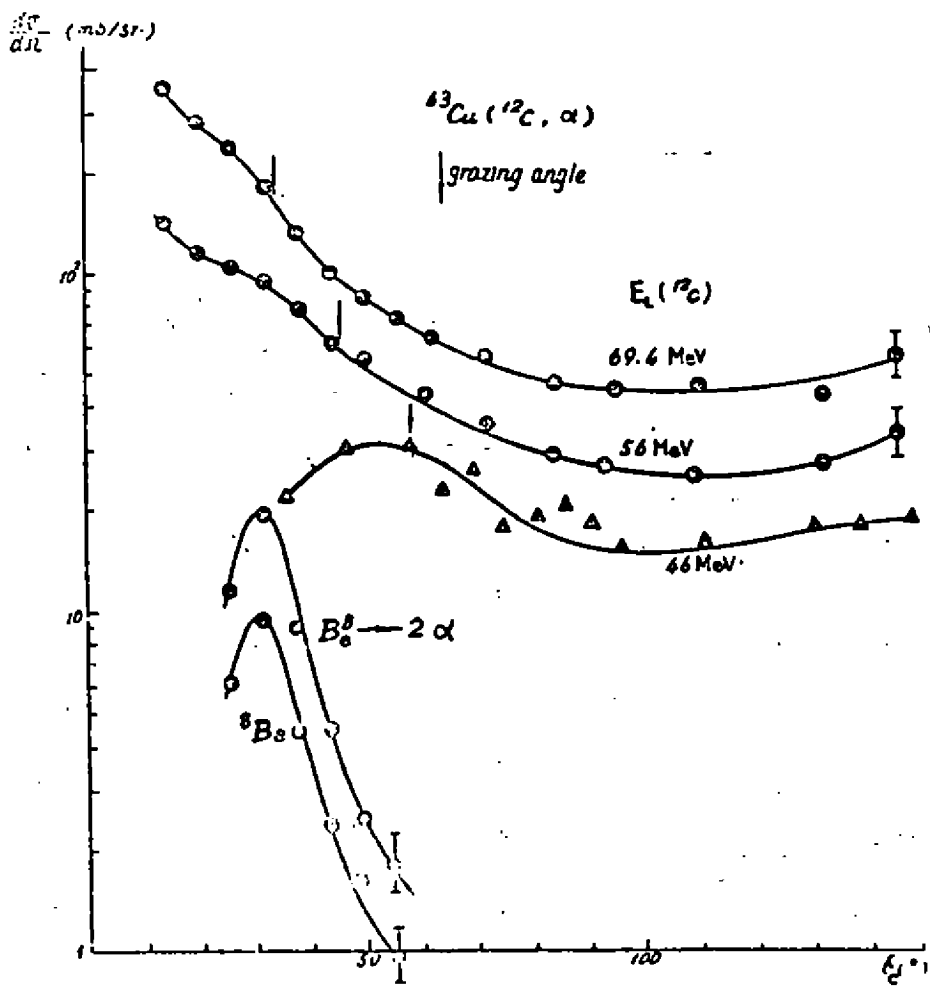
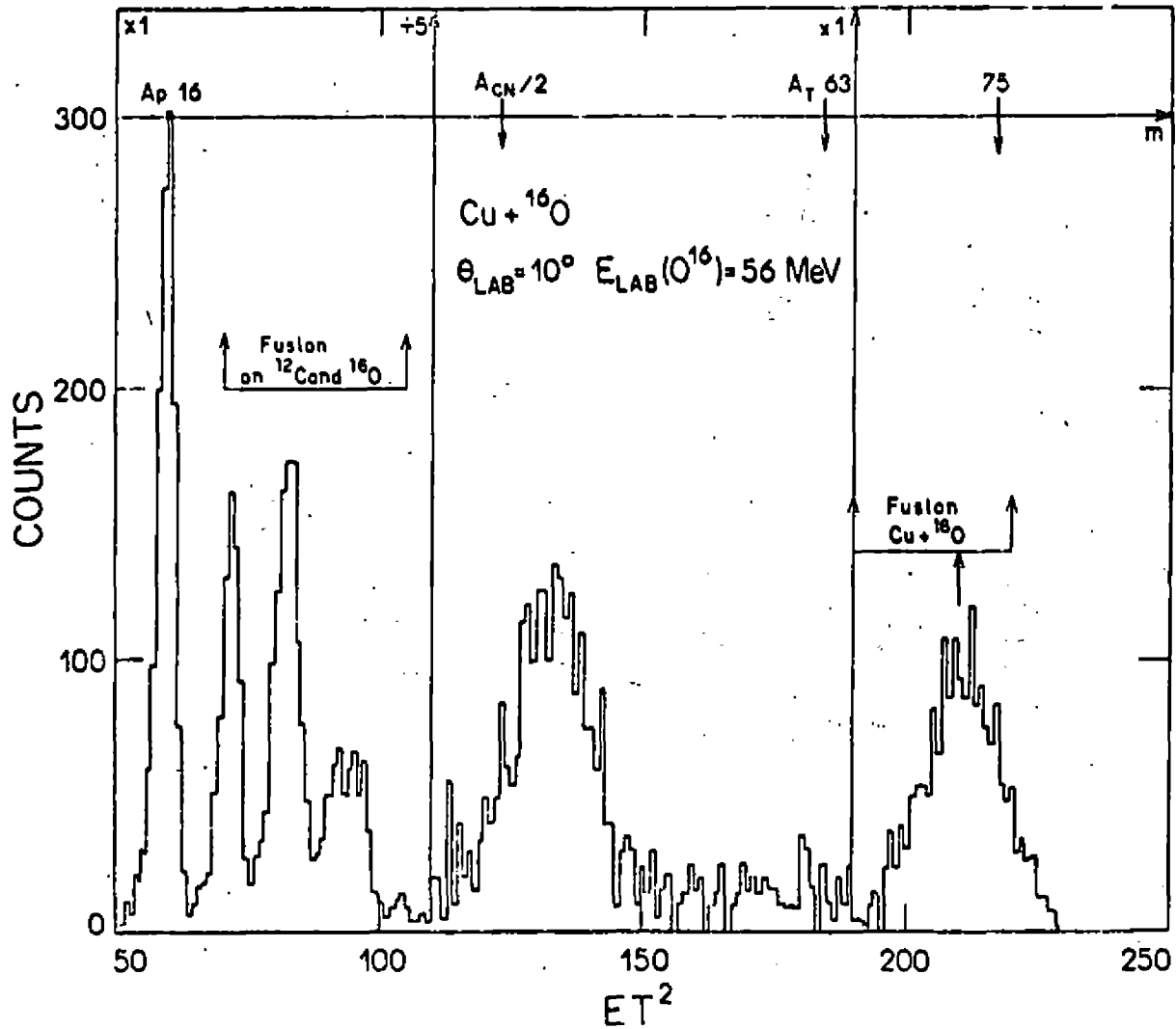
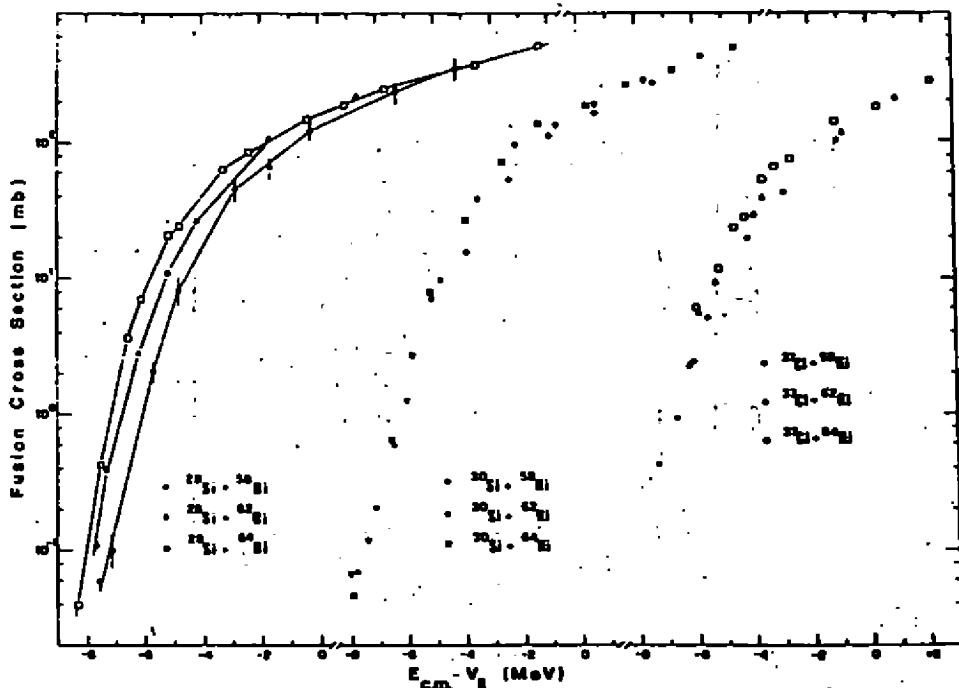


FIG. 16

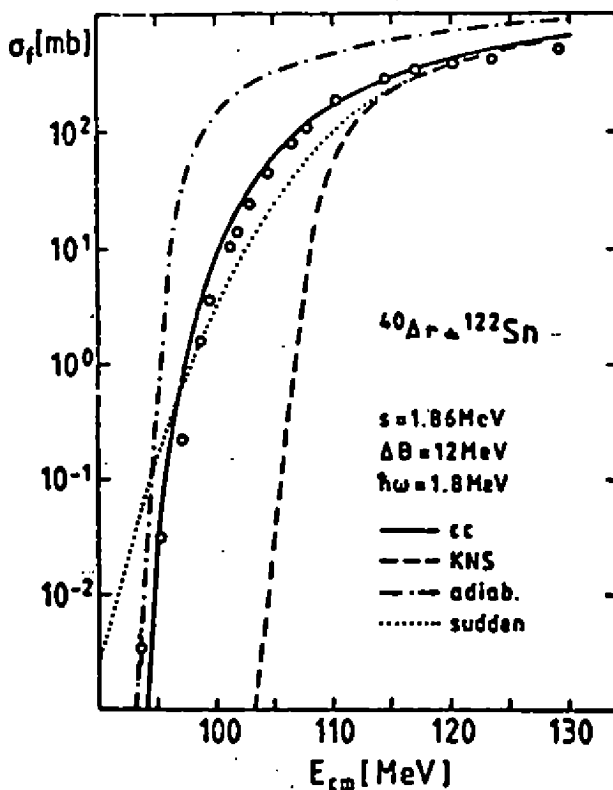
FIG. 17



Além disso efeitos marcados de estrutura nuclear foram vistos na secção de choque de fusão de íons leves (figura a baixo) (21).



A fusão de íons pesados abaixo da barreira coulombiana constitui um campo de intensa atividade atualmente. O surpreendente aumento da secção de choque de fusão abaixo da barreira coulombiana parece indicar a presença de outros graus de liberdade além do movimento relativo que teriam papel importante para a fusão (22). A figura seguinte mostra um exemplo disto. A curva tracejada é o resultado de um cálculo envolvendo apenas o movimento relativo dos dois íons e as outras curvas são o resultado de cálculos envolvendo outros graus de liberdade como discutido na referência (22).



A natureza específica desse grau de liberdade é ainda um problema aberto.

VI. AVANÇOS TEÓRICOS

Seria propício iniciar esta secção com uma frase de Henri Poincaré (Ciência e Hipótese): "A Ciência é construída de fatos, como uma casa é de pedras. Mas uma coleção de fatos não é mais uma ciência do que um monte de pedras é uma casa".

Do ponto de vista teórico, o grande avanço constitui na extensão microscópica de teorias do tipo campo médio. Existem vários problemas experimentais que não podem ser tratados dentro do contexto de Hartree-Fock dependente do tempo. Um exemplo interessante desse fato é a previsão de uma janela de momento an

gular para a qual não deveria ocorrer fusão, dentro da teoria de TDHF. Ficou experimentalmente demonstrado que isto não ocorre⁽²³⁾.

O fenómeno de "deep inelastic" também não pode ser descrito por teorias tipo campo médio e a necessidade de se introduzir a dissipação microscopicamente levou vários grupos a procurarem extensões de Hartree-Fock dependente do tempo⁽²⁴⁾.

A aproximação microscópica para a dinâmica de um corpo colisional tem sido tratado semiclassicamente, com bastante sucesso no que se refere à descrição de colisões entre íons pesados⁽²⁵⁾.

VII. PERSPECTIVAS EXPERIMENTAIS

Nesta secção vamos nos restringir aos problemas em aberto discutidos aqui que poderiam ser abordados no acelerador de íons pesados de São Paulo. As idéias dos trabalhos possíveis de serem feitos ou em andamento são o resultado de discussões com meus colegas experimentais: Maria José Bechara, Kyomi Koide, Alinka Lépine, Dirceu Pereira e Alejandro Szanto de Toledo.

As ressonâncias moleculares poderiam ser investigadas no Pelletron, especialmente sistemas menos conhecidos poderiam ser explorados.

O aumento da secção de choque elástica a ângulos tra-seiros em sistemas α e não α e a medida de correlações entre canais, poderia ajudar na compreensão do mecanismo responsável por esse efeito.

O "deep inelastic" para sistemas leves também seria factível no Pelletron e também o limiar de fusão incompleta, onde efeitos de estrutura nuclear seriam mais conspícuos.

A fusão abaixo da barreira coulombiana está sendo investigada para vários sistemas, bem como efeitos de estrutura e o problema do mecanismo de produção das massas intermediárias.

VIII. PERSPECTIVAS TEÓRICAS

Existem duas linhas básicas de pesquisa dentro do contexto da física de íons pesados que se tornam cada vez mais interessantes do ponto de vista teórico.

1) Estudo de mecanismos de reação. Como vimos existem muitos dados experimentais que mesmo após anos de existência continuam sem explicações satisfatórias.

2) A obtenção microscópica autoconsistente da dinâmica colisional nuclear. Isto envolve a inclusão de correlações quânticas nas descrições com campo médio e portanto estão diretamente vinculadas à força nuclear. É neste ponto que a física de íons pesados poderá fazer conexão com "outras físicas" como a física das partículas elementares, dos mesons, dos pions, etc., o que poderia apenas trazer benefícios, impedindo a especialização cada vez maior em pequenas regiões de um mundo tão vasto.

Finalizamos com a sentença de B. Franklin a seus colegas

"Gentleman, let us all hang together, or we may well hang separately".

AGRADECIMENTOS

Gostaria de agradecer meus colegas experimentais Maria José Bechara, Kyomi Kolde, Alinka Lépine, Dirceu Pereira e Alejandro Szanto de Toledo aos quais devo a satisfação que me deu este trabalho, e à Izabel pela rapidez e eficiência com que datilografou o mesmo.

REFERÊNCIAS

- (1) A. Toomre e J. Toomre, *Astrophys. Journal* 178, 623 (1972).
- (2) J. Aichelin, *Proceedings of the Conference on Phase Space Approach to Nuclear Dynamics*, Trieste, 1985.
- (3) M.C. Nemes, *Curso Apresentado na VII Reunião de Física Nuclear*, Itatiaia.
- (4) B. Tamain, *Ecole Joliot-Curie de Physique Nucleaire*, 1982.
- (5) M.C. Nemes, *Curso de Verão de Física Nuclear*, Rio de Janeiro, 1984.
- (6) L.C. Vaz, J.M. Alexander e E.H. Auerbach, *Phys. Rev.* C23, 312 (1978).
- (7) O.A. Goldberg, *Symposium on Heavy-Ion Elastic Scattering (Rochester, N.Y., 1977)*.
- (8) P.R. Christensen e A. Winter, *Phys. Lett.* 65B, 19 (1976).
- (9) R.M. de Vries, D.A. Goldberg, J.W. Watson, M.S. Zisman e J. G. Cramer, *Phys. Rev. Lett.* 39, 450 (1977).
- (10) P. Roussel et al., *Phys. Rev. Lett.* 54, 1779 (1985).
- (11) P. Braun-Munzinger, G.M. Berkowitz, T.M. Cormier, C.M. Jacheinski, J.W. Harris, J. Barrette e M.J. Lavine, *Phys. Rev. Lett.* 38, 944 (1977).
- (12) M.S. Hussein et al., *International Conference on Nuclear Structure and Heavy Ion Reaction*, Legnaro (Padova), Itália, maio/1985.
- (13) K. Koide, *comunicação particular*, dados preliminares.
- (14) D.A. Bromley et al., *Phys. Rev. Lett.* 4, 365 (1960).
- (15) E.R. Cosman, R.J. Ledoux, M.J. Bechara, C.E. Ordonez e H.A. Al-Juwair, *Phys. Rev.* C27, 1103 (1983).
- (16) R. Bass, *Nuclear Reactions with Heavy Ions*, Springer-Verlag, Berlin, 1980.

- (17) V. Mettag et al., Proc. Int. Symposium on Heavy Ion Physics (1984) Mt. Fujii, Japão, pg. 439.
- (18) J. Wilczynski, Lecture Notes in Physics 117, 254 (1979).
- (19) W. Bohme et al., Proc. Tsukuba International Symposium on Heavy Ion Fusion Reactions, pg. 231.
- (20) D. Pereira, J.C. Acquadro e O. Sala, invited talk at the Legnaro Conference, Padova, Italia, 1985.
- (21) A. Tivelli et al., Int. Symposium on Heavy Ion Fusion Reactions, Tsukuba, Japão, 1984.
- (22) H.J. Krappe, K. Mohring, M.C. Nemes e H. Rossner, Zeit. Phys. A314, 23 (1983).
- (23) A. Szanto de Toledo et al., Phys. Rev. Lett. 47, 1881 (1981).
- (24) Lecture Notes in Physics 171, Proceedings of the Bad-Honnef Conference on TDHF and Beyond, 1982.
- (25) J. Aichelin, Proceedings of the Trieste Meeting on Phase Space Approach to Nuclear Dynamics, Trieste, 1985.

DOS TRANSICIONES DE FASE EN FISICA NUCLEAR

Daniel R. Bes

Departamento de Física, CNEA, Buenos Aires, Argentina

1. Introducción

Los núcleos se distinguen de otros sistemas de muchos cuerpos por el hecho de que los nucleones son muchos pero no tantos. En consecuencia, la aplicación de conceptos provenientes de otros sistemas está sometida a exigencias suplementarias que, con frecuencia, llevan a un entendimiento más profundo de dichos conceptos. El tratamiento de una transición de fase en un sistema finito es más complicado que en un sistema infinito. Inclusive puede también ser considerado un problema carente de sentido ya que los sistemas finitos no presentan las discontinuidades que caracterizan las transiciones de fase en sistemas con infinitos grados de libertad. Sin embargo, es legítimo preguntarse qué sucede en un sistema finito en el intervalo de transición entre una zona que puede caracterizarse con un parámetro de deformación no nulo (o parámetro de orden, como lo llamarían los solidistas) y otra zona donde no es posible esa descripción.

En lo que sigue trataré de ilustrar el estado del arte en lo que se refiere a dos transiciones de fase que actualmente son objeto de especial interés en física nuclear, tanto desde el punto de vista experimental como del teórico: la transición de superfluido a normal (a medida que aumenta la frecuencia de rotación) y la aparición de una zona de la tabla periódica (actínidos), en la cual desaparece la simetría de reflexión.

2. Transición de superfluido a normal

Para bajas frecuencias de rotación el núcleo puede ser descrito por un formalismo tipo BCS. A medida que el núcleo rota más rápido, la

creciente importancia del término de cranking ω_j^x tiene efectos semejantes al aumento de un campo magnético en un superconductor. A partir de una frecuencia de rotación crítica no existe más una solución del tipo BCS (efecto Mottelson-Valatin¹⁾).

Podemos calcular el valor de distintas magnitudes físicas usando la descripción tipo BCS y la normal. Nos preguntaremos si los cambios de valor correspondientes han sido medidos o no y si las dos descripciones son suficientemente correctas.

Afortunadamente conocemos desde hace tiempo un modelo²⁾ que contiene buena parte de la física del problema y que es suficientemente simple como para que un cálculo exacto sea factible. Usaremos este modelo como guía para la generación de los conceptos teóricos que permitan una verificación experimental. El modelo (fig.1) consiste en $2Q$ partículas moviéndose en dos niveles (a,d) de degeneración $2Q$ y separados por la distancia 2ϵ . Q de los estados degenerados se caracterizan por el número cuántico m y los restantes (\bar{m}) se obtienen a partir de aquéllos por la operación reversión temporal⁺. Las partículas interactúan cuando están en estados vinculados por la reversión temporal (fuerza de apareamiento). El sistema rota con frecuencia ω y tomamos igual a ± 1 los elementos de matriz no nulos del operador j_x

$$H = H_0 + H_c + H_p$$

$$H_0 = \epsilon \sum_m (c_{am}^\dagger c_{am} + c_{a\bar{m}}^\dagger c_{a\bar{m}} - c_{dm}^\dagger c_{dm} - c_{d\bar{m}}^\dagger c_{d\bar{m}}) \quad (1)$$

$$H_c = -w \sum_m (c_{am}^\dagger c_{dm} - c_{a\bar{m}}^\dagger c_{d\bar{m}}) + h.c.$$

$$H_p = -GP^\dagger P \quad P = \sum_m (c_{am}^\dagger c_{a\bar{m}} + c_{dm}^\dagger c_{d\bar{m}})$$

+ En un núcleo deformado con simetría de reflexión conviene usar la representación de signatura en lugar de la representación correspondiente a la reversión temporal (m, \bar{m}). Para este modelo simplificado el formalismo resulta idéntico al desarrollado, ya que también podemos entender los estados (m, \bar{m}) como correspondientes a las signaturas $r (+1, -1)$ y sólo cambiar el signo de w .

En primer lugar diagonalizamos los términos de partículas independiente $H_0 + H_c$ mediante una transformación válida para cada m por separado

$$\begin{pmatrix} b_{am} \\ b_{dm} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x & y \\ -y & x \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b_{am} \\ b_{dm} \end{pmatrix} ; \quad \begin{pmatrix} b_{a\bar{m}} \\ b_{d\bar{m}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x & -y \\ y & x \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b_{a\bar{m}} \\ b_{d\bar{m}} \end{pmatrix} \quad (2)$$

los autovalores para ambas transformaciones resultan ser $\pm \epsilon_w$, donde

$$\epsilon_w = (\epsilon^2 + w^2)^{1/2} \quad (3)$$

$$x = (\epsilon + \epsilon_w) / [(\epsilon + \epsilon_w)^2 + w^2]^{1/2}$$

$$y = -w / [(\epsilon + \epsilon_w)^2 + w^2]^{1/2}$$

El operador de apareamiento P^+ vale

$$P^+ = (x^2 - y^2) \sum_m (b_{0m}^\dagger b_{0\bar{m}}^\dagger + b_{1m}^\dagger b_{1\bar{m}}^\dagger) + 2xy \sum_m (b_{0m}^\dagger b_{d\bar{m}}^\dagger - b_{d\bar{m}}^\dagger b_{0m}^\dagger) \quad (4)$$

El segundo término de P^+ (que aparece debido a la rotación) se anula al ser aplicado al estado fundamental. Por ello puede ser ignorado en un primer tratamiento. Por el contrario, el primer término da origen a los fenómenos colectivos (superfluidez, vibraciones, etc.) para los cuales resulta una constante de apareamiento efectiva

$$G_{eff} = G(x^2 - y^2) = G \frac{\epsilon^2 (\epsilon + \epsilon_w)^2}{[(\epsilon + \epsilon_w)^2 + w^2]^2} \quad (5)$$

Esta expresión describe el efecto Mottelson-Valatin¹⁾. Como G_{eff}/G disminuye con w y como la solución superfluida sólo aparece para valores de $G_{eff} \hbar/\epsilon_w$ suficientemente grandes, existe un valor w_c a partir del cual desaparece la misma.

La constante $(x^2 - y^2)$ puede también interpretarse como el coeficiente de normalización del estado fundamental cuando se usa el término de Coriolis como una perturbación.

$$\begin{aligned}
 (\kappa^2 - \gamma^2)^2 &\rightarrow 1 - \omega^2 \sum_{\nu} |K_{\nu 1} \langle \nu | 0 \rangle|^2 / (\epsilon_{\nu} - \epsilon_0)^2 \\
 &\approx 1 - \omega^2 J / 2(\epsilon_1 - \epsilon_0)
 \end{aligned}
 \tag{6}$$

donde se ha usado la fórmula de cranking para el momento de inercia J y una energía de excitación promedio $\bar{\epsilon}_{\nu}$, para los estados $|\nu\rangle$ conectados por J_x con el estado fundamental $|\nu=0\rangle$. Usando los valores realistas $\frac{1}{2} \approx 0.14$ y $(\epsilon_1 - \epsilon_0) \approx 1.5$ MeV obtenemos un orden de magnitud para la frecuencia crítica en las tierras raras

$$\omega_c \approx [2(\epsilon_1 - \epsilon_0) / J]^{1/2} \approx 0.5 \text{ MeV}
 \tag{7}$$

La solución superfluida rotante (RBCS) se obtiene separando, en el operador de apareamiento P^+ , su valor de expectación Δ/C del resto P'^+ :

$$\begin{aligned}
 P^+ &= \Delta/G + P'^+ \\
 H_p &= -\Delta^2/G - \Delta(P^+, P) - GP'^+ P'
 \end{aligned}
 \tag{8}$$

Los términos del Hamiltoniano $H_0 + H_c - \Delta(P'^+ + P')$ se diagonalizan mediante una transformación generalizada de Bogolubov-Valatin. En lugar de (2),

$$\begin{pmatrix} \beta_{a,m}^+ \\ \beta_{a,-m}^+ \\ \beta_{b,m}^+ \\ \beta_{b,-m}^+ \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x_+ & \gamma_+ & -\gamma_+ & -x_+ \\ x_- & \gamma_- & \gamma_- & x_- \\ \gamma_+ & -x_+ & x_+ & -\gamma_+ \\ -\gamma_- & x_- & x_- & -\gamma_- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{a,m}^+ \\ c_{a,-m}^+ \\ c_{b,m}^- \\ c_{b,-m}^- \end{pmatrix}
 \tag{9}$$

donde

$$2\Delta/G\Omega = (\Delta + \omega)/\epsilon_+ + (\Delta - \omega)/\epsilon_-
 \tag{10}$$

y

$$E_{\pm 1} = [E^2 + (\Delta \pm w)^2]^{1/2} \quad (11)$$

$$x_{\pm} = \frac{1}{2} \left[\frac{(E_1 \pm E)}{E_1} \right]^{1/2}$$

$$y_{\pm} = \frac{1}{2} (w \pm \Delta) / [(E_1 \pm E) E_1]^{1/2}$$

La ecuación (10) tiene una solución con $\Delta=0$ para $w < w_{\text{crit}}$ donde

$$w_c = \xi \left[(6R/\xi)^{2/3} - 1 \right]^{1/2} \quad (12)$$

Es decir que para $w < w_c$ existe la solución RBCS, mientras que para $w > w_c$ sólo aparece la solución normal RN. En particular, si $GR/\hbar < 1$, nunca existe una solución superfluida. Las energías de excitación del sistema (equiespaciadas) están dadas por $2n\xi_w$ ($n=1,2,\dots$). El parámetro de deformación Δ/G es un parámetro variacional que minimiza la energía al satisfacer (10). Determina el valor de un número importante de magnitudes físicas, que presentan una discontinuidad en la región w_c . Sin embargo, cabe la pregunta acerca de la validez de estas dos descripciones en el sistema nuclear finito.

La función de onda del tipo ECS representa una superposición de estados con distinto número de pares de nucleones, de la misma manera que una función de onda del tipo Nilsson presenta una combinación lineal de estados con distintos momentos angulares. Esta situación es inherente a la descripción del sistema por medio de un estado intrínseco que rota en un cierto espacio. Sin embargo, ha sido considerada un inconveniente, y en consecuencia han sido realizadas proyecciones de componentes con el número de exacto de partículas N . Cuando la proyección se realiza antes de la variación ⁴⁾ los resultados pretenden ser superiores respecto de los obtenidos con BCS. Cálculos teóricos basados en la proyección del número de partículas en sistemas rotantes (RFBCS) muestran una disminución lenta en el valor de Δ , inclusive para frecuencias de rotación muy altas. En consecuencia algunos autores sostienen que el colapso del apareamiento no

existe en núcleos reales. Algunos han preferido no satisfacer (10) y usar la aproximación de un Δ constante, independiente de la frecuencia en el formalismo RBCS.

Recientemente las aproximaciones RBCS y RFBCS fueron analizadas dentro del contexto del modelo de dos niveles³⁾. La fig.2 muestra los valores de Δ (considerado como parámetro de minimización) en función de la frecuencia.

En ambos procedimientos existe una reducción de Δ en la zona de ω_c . Pero en tanto que Δ se anula para $\omega > \omega_c$ en RBCS, se hace prácticamente constante en el caso RFBCS.

Recordemos sin embargo que Δ está directamente relacionada con magnitudes físicas medibles sólo en RBCS, además de ser un parámetro de minimización. En el caso de RFBCS es sólo un parámetro de minimización, sin interpretación física directa.

A continuación analizamos las magnitudes físicas que presentan una discontinuidad en la región ω_c y discutimos cuales han sido o pueden ser medidas experimentalmente.

1) La amplitud para la transferencia de dos cuerpos representa en principio la medida dinámica más clara de la correlación de apareamiento. Ello se debe a que la suma

$$\langle N, g.s. | P^+ P | N, g.s. \rangle = \sum_v |\langle N, g.s. | P^+ | N-2, v \rangle|^2 \quad (13)$$

está dominada por el término v correspondiente al estado fundamental (g.s.) en el sistema con $N-2$ partículas. Este hecho puede verificarse tanto en la solución exacta como en la aproximación RBCS del modelo de dos niveles³⁾. Eq. (13) muestra que la energía de correlación de apareamiento es una cantidad medible, proporcional a la sección eficaz para la transferencia de un par de partículas entre las bandas de rotación correspondientes a los estados fundamentales de dos núcleos pares vecinos.

Una reducción considerable de la energía de correlación tiene lugar

para $w > w_c$ (fig.3); en particular, la energía de correlación es considerablemente menor que la obtenida a partir de una expresión del tipo $-G\Delta^2_{RFBGS}$, como se verifica también en el cálculo más realista de la fig.4. La desaparición de la energía de apareamiento en RBCS está correlacionada con la anulación de Δ . En RFBGS no existe una correlación clara de este tipo.

Cuál es la posibilidad de medir la disminución de la correlación de apareamiento a través de la disminución de la sección eficaz para la transferencia de dos nucleones?

Si bien el núcleo blanco (que suponemos deformado) está en el nivel fundamental a distancias grandes del proyectil, existe una amplitud finita para la población de niveles de la banda rotacional del blanco a la distancia de mayor aproximación. Esta es la distancia para la cual la transferencia es más probable. En principio, podría verificarse la fuerte dependencia de P^+ con w en la zona $w \approx w_c$ si la población de la banda rotacional incluyera la de estados con estas frecuencias de rotación. Lamentablemente los resultados existentes sobre dispersión inelástica no permiten abrigar demasiadas expectativas inmediatas, ya que la población de los estados de la banda yrast se reduce mucho para momentos angulares superiores a la docena. El estado del arte sobre experiencias de transferencias de pares de partículas en núcleos deformados fue expuesto en la reciente conferencia de Legnaro⁵⁾. Las fig.5 (que contienen resultados preliminares) muestran la transferencia de estados de distinta energía en función de la multiplicidad de la radiación electromagnética emitida (esta magnitud es proporcional al momento angular del estado poblado). En ambas fig.5 el I_{\max} poblado en la banda rotacional corresponde al intervalo 10-14. Es especialmente interesante el contraste entre los resultados obtenidos al usar el proyectil (Ni^{58}), en los que se pueblan preferentemente estados de 2 cuasi-partículas a energías de excitación entre 2 y 8 MeV, y los correspondientes al proyectil Sn^{116} . En este último caso la población de la banda rotacional basada en el estado fundamental aumenta significativamente. Es atrayente explicar la mayor sección eficaz

para el caso de transferencia entre dos superfluidos respecto a la transferencia entre un núcleo normal y otro superfluido como la primera manifestación experimental de un efecto Josephson nuclear.

ii) En la reciente conferencia de Copenhague, J. Garret⁶⁾ presentó un análisis que incluye las bandas conocidas en todos los isótopos del Yb (fig.6). En primer lugar construyó el routiano usual (o la energía de excitación en el sistema intrínseco), sustrayendo la energía de rotación $-wI_1$ en el laboratorio y refiriéndola a una configuración de referencia adecuado. En segundo lugar, realizó una operación semejante para rotaciones en el espacio de gauge, sustrayendo la energía de rotación $-\lambda N$. (ver más detalles en ref.⁶⁾). La fig.6 muestra los routianos dobles resultantes para los isótopos del Yb. Aquellos correspondientes a estados con paridad negativa, son aproximadamente independientes de la frecuencia para frecuencias altas y no existe una preferencia para que el de menor energía aparezca en núcleos pares o impares. Este comportamiento es característico de sistemas sin correlaciones (estas últimas pueden advertirse en los estados $\pi = -$ para frecuencias menores). Sin embargo, existe una disminución sistemática de las energías intrínsecas para la configuración $(\pi, \alpha)_2 (+, 0)$ (y en menor medida para la $(+, 4)$) respecto de las energías correspondientes a las configuraciones con $\pi = -$. Esta diferencia es mayor que 1 Mev para frecuencias pequeñas. Para $w = 0.4$ Mev se ha reducido a ≈ 250 Kev, pero no ha desaparecido del todo.

iii) El momento de inercia está dado por la expresión

$$J = \mathcal{I}_1 / w = \langle j_1 \rangle / w \quad (14)$$

donde

$$\langle j_1 \rangle = 4i \int x y = 4i \int x y (u + \epsilon_w) / [(u + \epsilon_w)^2 + w^2]^{1/2} \quad (15)$$

para un sistema normal y

$$\langle j_1 \rangle = 4i \int (x_1 y_1 + x_2 y_2) = 4i \left[\frac{(w + \lambda)}{E_+} + \frac{(w - \lambda)}{E_-} \right] \quad (16)$$

para un superfluido. En el límite superfluido $\Delta \gg \omega$ los dos términos de (16) tienden a cancelarse. A medida que ω aumenta J también lo hace hasta llegar al valor dado por la solución normal para $\omega = \omega_c$ (fig.3(abajo)). El decrecimiento (lento) para $\omega > \omega_c$ es una característica no física de nuestro modelo simplificado. En ausencia de superfluidéz el momento de inercia del sistema es el del cuerpo rígido con el mismo radio y masa.

Una discusión semejante a la anterior sobre la validez de la aproximación RBCS puede hacerse también en el caso del momento de inercia. Las aproximaciones RBCS, RFBCS y RN proporcionan resultados muy semejantes entre sí (que concuerdan con el valor exacto para frecuencias grandes (fig.3(abajo)), a pesar de que el parámetro de minimización RBCS permanece relativamente grande. Este resultado también aparece en cálculos más realistas en los cuales se verifica también que el momento de inercia rígido se obtiene en la aproximación RN.

Los dos ejemplos más espectaculares⁷⁾ de un momento de inercia constante son el Zr^{84} y el Hf^{168} , ambos en el intervalo $22 < I < 32$ (1968). Si representamos la energía

$$E = \frac{1}{2J} I(\omega) + B J^2 (\omega)^2 \quad (17)$$

el producto $2JB$ es del orden de 10^{-5} . Si bien en el caso del Zr^{84} el valor de J es próximo al del cuerpo rígido correspondiente, en Hf^{168} es todavía algo menor. Teóricamente es difícil pensar que la superfluidéz de protones ha también desaparecido. Ambas objeciones arrojan dudas sobre la interpretación de la evidencia experimental, como verificación de la desaparición de la superfluidéz.

iv) La fig.2 muestra el parámetro Δ como función de la frecuencia para nuestro modelo simplificado. El decrecimiento de Δ en un intervalo relativamente pequeño de la frecuencia sugiere la existencia de una disminución en el traslape de las funciones de onda correspondientes a dos estados sucesivos de la banda rotacional en la zona ω_c . En consecuencia, en la zona de transición, un estado dado puede decaer más fácilmente a bandas vecinas, en lugar de hacerlo al estado inferior de la

misma banda por medio de una transición E2 intensa. La fig.7 muestra⁸⁾ el espectro del Zr^{156} . Las tres bandas de paridad negativa (3,4 y 5) y un fragmento de banda participan en una alimentación cruzada alrededor del spin 22. Es la primera vez que se encuentra un fenómeno semejante que involucre más de dos bandas y de distinta signatura. Existen cambios de estructura en esta región que debilitan la integridad de cada banda durante el proceso de reorganización. A esta frecuencia de rotación corresponde exactamente la alineación del tercer y cuarto neutrón, lo que puede originar un colapso del apareamiento de neutrones y quizás también un cambio en la deformación. Un fenómeno semejante parece tener lugar en las bandas de paridad par para $I=26,28$.

v) Las alineaciones del momento angular de las partículas dependen del apareamiento existente. Los casos más simples a investigar en los cuales puede tener lugar un colapso del apareamiento tienen un número impar de nucleones (lo que de por sí bloquea un cruzamiento). En la ref.⁹⁾ se estudió el espectro del Ho^{157} hasta $\omega=0.5$ Mev. La alineación experimental está representada en función de la frecuencia ω en la fig. 8. Los cuatro orbitales de protones con menor energía y paridad negativa ($h_{9/2}$) se designan con las letras A_p, B_p, C_p y D_p . La signatura de A_p y C_p es $\alpha = -\frac{1}{2}$ y la de B_p y D_p , $\alpha = \frac{1}{2}$. Para bajas frecuencias los dos bandos existentes corresponden a las dos signaturas originadas en el nivel $(523\frac{7}{2})$. Para $\omega \approx 0.27$ Mev ambas bandas están cruzadas por configuraciones de 3 cuasi-partículas, 2 de las cuales corresponden a neutrones $i_{13/2}$ alineados. La alineación de protones (A_p, B_p) está bloqueada (esta alineación se observa en la banda yrast del Er^{158} a $\omega = 0.43$ Mev). En cambio, se observa un cruce a $\omega = 0.48$ Mev en la banda $\alpha = -\frac{1}{2}$ y a $\omega = 0.54$ Mev en la $\alpha = \frac{1}{2}$ y se interpretan por medio de la alineación de los pares (B_p, C_p) y (A_p, D_p), respectivamente. Tanto la frecuencia de cruzamiento como la magnitud de la alineación están bien reproducidas por cálculos teóricos del tipo RBCS con $\xi_2 = 0.21$, $\xi_4 = 0.018$, $\gamma = 0$ y $\Delta_p = 1.2$ Mev. Para $\omega = 0.9$ Mev, la alineación no se reproduce teóricamente, debido a que los

orbitales A_p y B_p quedan demasiado ocupados.

Lamentablemente, existe un cálculo alternativo¹⁰⁾, que da cuenta de los mismos cruzamientos poniendo el énfasis en cambios en la deformación triaxial y suponen ausencia de apareamiento.

En resumen, la evidencia experimental indica (o en otros casos no contradice) una disminución grande de las correlaciones debidas al apareamiento entre nucleones, aunque también sugiere que no ha desaparecido totalmente. La evidencia más cuantitativa aparece en el análisis de los rotatorios dobles, y obviamente está afectada por las aproximaciones usadas en construirlos. La existencia de un efecto Mottelson-Valatin atenuado también es predicha por los cálculos teóricos. En particular, los cálculos efectuados usando un formalismo BCS con constante no son válidos para frecuencias de rotación altas.

La solución RFBCS, si bien proporciona resultados consistentemente mejores que las aproximaciones RBCS y RN en la zona alrededor de ω_c , se hace muy engorrosa al tratar las bandas excitadas, debido a la falta de ortogonalidad de las funciones de onda proyectadas correspondientes al mismo número de partículas. Es posible usar una representación alternativa para mejorar tanto la descripción RBCS como la RN. Está basada en la idea de que la correlación de apareamiento debe manifestarse principalmente en forma dinámica en la zona de transición, en términos de fluctuaciones de Δ alrededor de su posición de equilibrio.

Las soluciones conocidas para las vibraciones de apareamiento¹¹⁾ en el modelo de dos niveles pueden ser fácilmente extendidas al caso rotante¹²⁾. En la zona "normal" existen dos fonones, uno de adición P_a^+ que crea el estado de un fonón en el núcleo con $N+2$ partículas y otro de remoción P_r^+ que crea el otro estado de un fonón en el núcleo con dos partículas menos. Ambos fonones tienen la misma frecuencia W dada por la expresión:

$$W = 2\epsilon_w (1 - c^2 G \Omega / \epsilon_w^2)^{1/2} \quad (18)$$

que se anula para $w=w_c$ (eq.(12)). Los estados excitados del sistema de N partículas se obtienen, como superposición de dos fonones $|\uparrow_a \uparrow_r^+\rangle$ y tienen energía de excitación $2W$. La energía de correlación debida a la interacción de apareamiento es la energía del punto cero de los dos vibradores menos la energía de correlación de los mismos vibradores en ausencia de la interacción de apareamiento (en este caso en el modelo de capas).

$$E_{\text{corr}} = \frac{1}{2} (2W - 4\epsilon_w) = W - 2\epsilon_w \quad (19)$$

En la zona superfluida se obtienen tres fonones, uno de ellos con frecuencia nula y otros dos con frecuencias W_{\pm}

$$W_{\pm} = [2(\epsilon_+^2 + \epsilon_-^2) - G\Omega \epsilon^2 (\epsilon_+ + \epsilon_- \pm F) / \epsilon_+ \epsilon_-]^{1/2} \quad (20)$$

donde

$$F = [(\epsilon_+ - \epsilon_-)^2 [2\epsilon_+ \epsilon_- (\epsilon_+ + \epsilon_-) / G\Omega \epsilon^2 + 1]^2 + 4\epsilon_+ \epsilon_-]^{1/2} \quad (21)$$

y ϵ_+ , ϵ_- están dadas en (8). El estado de frecuencia nula es el estado espúreo, y el espectro de excitación está dado en la fig.9. La energía de correlación se obtiene en (19) sustrayendo a la energía de punto cero de los tres fonones las energías correspondientes de las excitaciones de cuasipartículas $2E_+$, $2E_-$ y $E_+ + E_-$.

$$E_{\text{corr}} = \frac{1}{2} [W_+ + W_- - 3(\epsilon_+ + \epsilon_-)] \quad (22)$$

Las correcciones (19) y (22) a la energía del estado fundamental RBCS y RN aproximan el valor calculado al valor exacto (fig.10(arriba)). Si bien E_{corr} resulta continua para $w=w_c$, su derivada no lo es. La discontinuidad introduce una singularidad en el cálculo del momento angular definido como

$$J^2 = \int \psi^* \left(-\hbar^2 \nabla^2 \right) \psi \, d\tau \quad (23)$$

En la práctica, esta discontinuidad puede ser obviada interpolando entre las dos soluciones arriba y abajo de ψ_0 . El momento angular resulta así también muy próximo al valor exacto (fig.10(abajo)). Sin embargo, salvar esta dificultad con métodos más rigurosos es un desafío importante cuya solución nos permitirá entender mejor el problema de las transiciones de fase desde el punto de vista microscópico.

3. Deformación sin simetría de reflexión

Una segunda transición de fase que hoy en día atrae el interés de muchos físicos nucleares corresponde a la existencia de una deformación sin simetría de reflexión.

La configuración intrínseca correspondiente al equilibrio en núcleos deformados con simetría de reflexión contiene una superposición de estados con la misma paridad pero distinto momento angular (fig.11). La simetría esférica es restituida mediante una proyección. Con ella se obtiene el estado fundamental de una banda rotacional, en el cual todas las orientaciones de la función intrínseca tienen igual probabilidad. La proyección de otros momentos angulares proporciona estados próximos en energía. El hecho de que todos provengan de una misma configuración intrínseca se manifiesta mediante transiciones colectivas intensas E2 entre ellas. El fenómeno análogo para el caso de una asimetría de reflexión es el doblote de paridad (fig.11) cuyos estados están conectados por transiciones E1 y E3 que reflejan los momentos dipolares y octupolares intrínsecos.

Si se examina una sistemática de los estados de paridad impar, aparece una región con excitaciones muy bajas en la zona de los actínidos. También en esta región los cálculos teóricos predicen la existencia de deformaciones octupolares.

En la desintegración electromagnética domina la componente $E1$, en tanto que los elementos de matriz $E3$ pueden obtenerse mediante excitación coulombiana. El momento dipolar colectivo proviene del hecho de que el centro de masa de los protones no coincide con el centro de masa total en presencia de una deformación sin simetría axial. Es difícil relacionar el valor de la deformación octupolar con el del cociente $B(E1)/B(E2)$. (Bohr y Mottelson y Strutinsky obtuvieron signos distintos para el momento dipolar usando diferentes suposiciones en el modelo de la gota líquida).

Si el estado $3/2^+$ en Ac^{227} se interpretase como el miembro superior del doblete de paridad asociado con el estado fundamental, su vida media, (4ns) implica una transición $E1$ dos órdenes de magnitud más rápida que la calculada a partir de la transición entre los estados ($651\ 3/2^-$) y ($532\ 3/2^-$), aún sin reducción debida al apareamiento. Resultados semejantes se obtienen en casos en que la transición $E1$ compete con una transición $E2$ que puede estimarse por otros medios.

Mientras que en el caso molecular la separación de energía de los dobletes de paridad es pequeño respecto de la escala normal de las energías de excitación, en el caso nuclear es del orden de la diferencia entre las energías de cuasipartículas. Hasta ahora, no sabemos cómo extraer información útil del separación en un doblete sobre la magnitud de la deformación octupolar ni sobre su estabilidad. La presencia de una deformación estable sin simetría de reflexión debe probarse entonces en base a la similitud de las configuraciones intrínsecas correspondientes a los dos miembros del doblete.

Existe una descripción alternativa a la caracterizada por un parámetro de deformación distinto de cero. Como en el caso de la transición de fase de superfluido a normal, esta descripción emplea las oscilaciones alrededor de la posición de equilibrio con simetría de reflexión. El segundo miembro del doblete es descrito como el estado de un fonón. En la ref.11) se discuten las dificultades para distinguir fenomenológicamente entre ambas descripciones en un núcleo impar. Nosotros nos limitaremos a enumerar diferencias y similitudes entre la solución con rompimiento es-

tático de simetría de reflexión y una solución sin ningún rompimiento, ya sea estático o dinámico.

Analizaremos en primer lugar la evidencia proveniente de núcleos impares con bajo momento angular. Suponemos nuevamente un modelo de dos niveles con distinta paridad y separados por la distancia ϵ_3 . Sea $-V$ el elemento de matriz del potencial entre estados con distinta paridad. En las bases simétrica y antisimétrica (respecto de la reflexión) las matrices que representan el hamiltoniano y la paridad de las partículas son, respectivamente

$$\begin{pmatrix} \epsilon_3 & -V \\ & -\epsilon_3 \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \epsilon_n & 0 \\ & -\epsilon_n \end{pmatrix} \quad (24)$$

$$\begin{pmatrix} -1 & 0 \\ & 1 \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} -\epsilon_3 & -V \\ & \epsilon_3 \end{pmatrix} \cdot \epsilon_n^{-1} \quad (25)$$

donde

$$\epsilon_n = (\epsilon_3^2 + V^2)^{1/2} \quad (26)$$

'1) Para referir la separación E' en el núcleo impar a la del núcleo par E , observamos que en el par existe una energía "rotacional" $\frac{E}{2}(1-P)$ donde P es el operador paridad del "rotor". Con un razonamiento análogo al del modelo particular-rotor, reemplazamos P por $p\pi$, donde p es la paridad total del sistema. El término $-\frac{E}{2}\pi p$ constituye una "interacción de Coriolis" cuyo valor de expectación da la separación (s.f. (25)).

$$E' = E \langle \pi \rangle = E \epsilon_3 / \epsilon_n \leq E \quad (27)$$

Es decir que los separaciones en los núcleos impares deben ser algo menores que en los pares. Cálculos detallados con el modelo de Nilsson sin simetría de reflexión, incluyendo la fuerza de aparcamiento y usando el procedimiento (27) producen los niveles y dobletes en A_c y R_a

(fig.13). No obstante, las energías de cabeza de banda en los isótopos del actinio están igualmente bien predichas con o sin deformación octupolar presente. Sin embargo, en Ra^{225} el modelo que incluye una deformación octupolar razonable predice correctamente el nivel $1/2^+$ como estado fundamental, mientras que en el modelo con simetría de reflexión el candidato más bajo está a 850 Kev.

11) Para relacionar el factor de desacoplamiento de los dos estados pertenecientes a un doblete de paridad construimos estados de paridad definida $\Psi_{p,\kappa}$ acoplando los autovectores U_κ de la matriz (24) a las dos funciones ϕ_a y ϕ_b que representan imágenes especulares del carozo ($P\phi_a = \phi_b = P\phi_b$ y viceversa).

$$\Psi_{p,\kappa} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & P \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_a \\ \phi_b \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\phi_a U_\kappa + P \phi_b \pi U_\kappa) \quad (28)$$

El factor de desacoplamiento está dado por

$$\begin{aligned} a &= \langle \Psi_{p,\kappa} | j, R_1 | \Psi_{p,\kappa} \rangle \\ &= P \langle \phi_a | \pi j, R_1 | \phi_a \rangle = P \frac{1}{\sqrt{2}} \langle \phi_a | j, R_1 | \phi_a \rangle \end{aligned} \quad (29)$$

es decir, que debe ser el mismo en valor absoluto y de distinto signo para los dos miembros del doblete. La evidencia experimental está resumida en la tabla I donde existen casos que requieren la presencia de la deformación octupolar.

11i) La influencia de la deformación sin simetría de reflexión en los elementos de matriz magnéticos se hace más notoria cuando se mezclan orbitales con orientaciones opuestas del spin. Cerca de la superficie de Fermi existen los pares de niveles de protones ($[532\downarrow]$; $[651\uparrow]$) $3/2$ y ($[523\downarrow]$ y $[642\uparrow]$) $5/2$. El dato experimental para $\langle s_z \rangle$ en Ac^{227} coincide con el valor predicho con la simetría octupolar, muy cercano a cero.

11ii) Existen transiciones alfa con cambio de paridad tan favorecidos como las que conservan paridad.

En segundo lugar analizamos la evidencia proveniente de estados con

frecuencia de rotación alta. Combinamos el modelo de dos niveles de la primera sección (eq.(1)) con el modelo de dos niveles usado en (29). Los cuatro niveles resultantes de partícula independiente se distinguen por el número cuántico $v=(n,d)$ y la paridad $\lambda=(+,-)$. $2\epsilon_3$ es la distancia entre dos niveles de distinta paridad y mismo v y $2\epsilon_2$ la distancia entre dos niveles (n,d) con la misma paridad. La matriz del hamiltoniano vale

$$(30)$$

$$\begin{pmatrix} \epsilon_3 + \epsilon_2 & w_j^- & -V & 0 \\ w_j^+ & \epsilon_3 - \epsilon_2 & 0 & -V \\ -V & 0 & \epsilon_2 - \epsilon_3 & w_j^+ \\ 0 & -V & w_j^- & -\epsilon_2 - \epsilon_3 \end{pmatrix} \leftrightarrow \begin{pmatrix} \epsilon_3 + \epsilon_2 & w(\epsilon_j^+ + \gamma_j^+) & 0 & w\gamma(\epsilon_j^+ - \gamma_j^+) \\ w(\epsilon_j^- + \gamma_j^-) & \epsilon_3 - \epsilon_2 & w\gamma(\epsilon_j^- - \gamma_j^-) & 0 \\ 0 & w\gamma(\epsilon_j^+ - \gamma_j^+) & \epsilon_2 - \epsilon_3 & w(\epsilon_j^+ + \gamma_j^+) \\ w\gamma(\epsilon_j^- - \gamma_j^-) & 0 & w(\epsilon_j^- + \gamma_j^-) & -\epsilon_2 - \epsilon_3 \end{pmatrix}$$

en la base inicial y en la base que diagonaliza el hamiltoniano si la frecuencia de rotación es nula, j^- y j^+ son los elementos de matriz del operador j_1

$$\begin{aligned} \epsilon_n &= (\epsilon_3^2 + V^2)^{1/2} \\ x &= (\epsilon_3 + \epsilon_n) / [(\epsilon_3 + \epsilon_n)^2 + V^2]^{1/2} \\ \gamma &= -V / [(\epsilon_3 + \epsilon_n)^2 + V^2]^{1/2} \end{aligned} \quad (31)$$

Supongamos que el estado intruso tenga paridad negativa, en cuyo caso $j^- > j^+$. En la segunda base (sin simetría de reflexión) los elementos de matriz del operador j_1 resultan promediadas dando lugar a un mejor espectro de rotación.

Si $j^- = j^+ = j$, la matriz (30) tiene autovalores $+W_2$ y $-W_2$, donde

$$W_2 = \epsilon_n \pm \epsilon_w = \epsilon_n \pm (\epsilon_2^2 + w_j^2)^{1/2} \quad (32)$$

El modelo simplificado predice alineaciones cuando dos raíces coinciden. Esto sucede para la frecuencia de rotación

$$w = (\epsilon_3^2 - \epsilon_2^2 + V^2)^{1/2} / j \quad (33)$$

que anula W_+ . La frecuencia del cruce aumenta con la deformación octupolar. Tanto la distribución más uniforme de las alineaciones como el aumento de la frecuencia de rotación se verifican en cálculos detallados¹⁴⁾ y experimentalmente (fig. 19).

Como conclusión podemos decir que en la zona del Ac-Ra existe una evidencia suficiente de la existencia de efectos asociados con una deformación sin simetría de reflexión.

Si bien varios resultados discutidos en lo que antecede dependen sólo de una deformación sin simetría de reflexión (ya sea ésta dinámica o estática), su efectivización a nivel microscópico se efectúa por medio de un término de deformación octupolar añadido al hamiltoniano de Nilsson. Existe sin embargo una imagen física alternativa consistente en un sistema dinuclear (partícula alfa)-núcleo. Como en el caso de una molécula diatómica asimétrica, el espectro correspondiente también está caracterizado por dobletes de paridad. Si el cociente Z/A del núcleo grande es distinto al valor $\frac{1}{2}$ correspondiente a la partícula alfa, aparece un momento dipolar

$$D = e \frac{4}{3} R_0 (A-2) A^{-5/3} \quad (34)$$

que también es del mismo orden que los observados experimentalmente.

La distancia alfa-núcleo puede tener también un valor estático o un significado dinámico. En ambos casos, el modelo alfa-núcleo origina también un momento octupolar no nulo. En consecuencia, es legítimo preguntarse hasta qué punto este modelo responde a una realidad física del modelo octupolar. Entiendo que no existe todavía una respuesta a esta pregunta.

El sistema dinuclear ha sido recientemente descrito¹⁵⁾ mediante una generalización del modelo IBA en la cual, además de los seis bosones usuales (s^+, d_m^+), se introducen cuatro bosones \underline{b} (s^{x+}, p_m^+). Los productos bilineares generan un álgebra con distintas cadenas de grupos que permiten diagonalizar un hamiltoniano construido en los operadores de

Casimir correspondientes. La cadena más conveniente resulta ser

$$U_a(s) \otimes U_b(s) \supset SU_a(s) \otimes U_b(s) \supset SU(s) \supset O(s) \supset O(2) \quad (35)$$

Se han usado dos configuraciones: una con $N_a=N$; $N_b=0$ (designada O_x) y otra con $N_a=N-2$ y $N_b=2$ (designada K), donde N es el número total de fonones (mitad de los fermiones de valencia). Para cada una de estas configuraciones vale un hamiltoniano expresable en operadores de Casimir de la cadena (35), a los que se añade un término.

$$H_{a,b} = \xi L_a \cdot L_b \quad (36)$$

y otro que mezcla las configuraciones

$$H' = \delta (e^{i\pi} \xi)^2 L_a \cdot L_b \quad (37)$$

El caso mejor discutido es el del Th^{230} , cuyo espectro experimental y teórico aparece en la fig. 14. Para entender la naturaleza de este ajuste notemos que las cuatro bandas rotacionales obedecen bien a la ley $L(L+1)$ y que tres de los cuatro momentos de inercia (correspondientes a las bandas $K_n^{\pi} = 0_2^+, 0_1^-$ y 1_1^-) son experimentales muy próximos entre sí. En el modelo existen cinco parámetros libres (además de ξ y δ) (eqs. (36) y (37)). Se ajustan con ellos los dos momentos de inercia mencionados y las tres energías de cabezas de banda. δ se usa para reproducir el cociente

$$R_L = \frac{B(\xi, L \rightarrow (L+1))}{B(\xi, L \rightarrow (L-1))} \quad (38)$$

que es aproximadamente constante para cada L y que experimentalmente concuerda con los cocientes de Alaga. El parámetro δ se usa para ajustar el factor de impedimento (hindrance factor) suponiendo para la

desintegración alfa un operador de la forma

(39)

Hasta ahora el valor predictivo del modelo ha sido nulo pues se han introducido tantos parámetros como resultados. En ref.¹⁵⁾ se discuten también los cocientes entre las intensidades de la transición monopolar $0_2^+ \rightarrow 0_1^+$ y la cuadrupolar $0_2^+ \rightarrow 2_1^+$ y las secciones eficaces (p, \ddagger) y (\ddagger, p) relativas al estado fundamental así como el comportamiento sistemático de estas magnitudes en la zona de los actínidos. Estas magnitudes se reproducen sin introducir nuevos parámetros, aunque sí haciendo suposiciones análogas a (30) sobre los operadores correspondientes.

No es por ahora posible hacer una versión microscópica del modelo debido al estado insatisfactorio de la teoría de formación de partículas alfa, por lo menos para núcleos pesados. La inclusión de un fonón f^+ es posiblemente importante para obtener una imagen bosónica correcta, de la misma manera que se requiere un bosón g^+ para representar buenos rotadores.

La descripción de un sistema de bosones mediante la aproximación autoconsistente de Hartree-Bose¹⁶⁾ puede constituirse en un método alternativo válido para tratar sistemas que involucren varios bosones distintos. El estado fundamental se torna un condensado de N bosones

(40)

(41)

donde λ_m^+ crea un fonón con momento angular λ y proyección m y los x_λ son parámetros de minimización. Si se incluye en (41) $\lambda=2$ como $\lambda=3$, tanto la simetría esférica como la de reflexión quedan rotas. Esta última puede recuperarse mediante una proyección

$$|N_k\rangle = \frac{1}{\sqrt{N!}} \left[\left(\frac{c}{c_0} \right)^{N/2} \left[\eta \left(\frac{c}{c_0} \right)^N \right] \right] |0\rangle \quad (42)$$

Un tratamiento análogo vale para los estados excitados. En la segunda ref. (16) se diagonaliza una interacción esquemática que contiene una fuerza cuadrupolar y octupolar en función del peso relativo de ambas, inclusive en la zona de transición de fase entre zonas donde predominan una u otra.

Abstract o Conclusiones (indistintamente)

Hemos presentado el estado actual del problema asociado con dos transiciones de fase que en este momento centran el interés de un buen número de físicos nucleares. Una se refiere a la desaparición de la superfluidez nuclear a medida que aumenta la velocidad de rotación; la otra, a la aparición de una deformación octupolar en la zona de los actínidos. Debido tanto a la complicación inherente a la caracterización de una transición de fase en un sistema finito desde el punto de vista teórico, así como a las dificultades experimentales y de interpretación de los resultados obtenidos, ambas regiones de transición constituyen un problema que está lejos de encontrarse resuelto.

Bibliografía

- 1) B.R.Mottelson y J.G.Valatin, Phys.Rev.Lett. 5 (1960) 511.
- 2) J.G.Valatin, Lectures in Theoretical Physics, University of Colorado, Boulder, 60, U.S.A. IV (1961)1; J.Krumlinde y Z.Szymanski, Ann. of Phys. 79 (1973) 201.
- 3) W.Nazariewicz, J.Dudek y Z.Szymanski, Nucl.Phys. A436 (1985) 139.
- 4) P.Ring y P.Schuck, The nuclear many-body problem (Springer, New York, 1980)
- 5) M.Guidry, a aparecer en los Proc. of the Conf.on Struct. with Heavy Ions, Legnaro, 1985.
- 6) J.D.Garret, Niels Bohr Centennial Conf., Nucl. Struct. 1985. North Holland, Amsterdam (1985) 111.
- 7) H.G.Price et al., Phys.Rev.Lett. 51 (1983) 1847; R.Chapman et al., Phys.Rev.Lett. 51 (1983) 2265.
- 8) S.F.Stephens, M.A.Deleplanque, R.M.Diamond, A.O.Macchiavelli y J.E.Draper, Phys.Rev. Lett. 54 (1985) 2584.
- 9) J.Simpson et al., Phys.Rev.Lett. 54 (1985) 1132
- 10) I.Bengtsson e I.Ragnarsson, Phys.Lett.
- 11) D.R.Bes y R.A.Broglio, Nucl.Phys. 28 (1966) 289
- 12) Z.Szymanski, Niels Bohr Centennial Conf., 1985 Nucl.Struct., North Holland, Amsterdam, (1985) 343;
D.R.Bes, R.A.Broglio, V.Nazariewicz y Z.Szymanski, a publicarse.
- 13) G.A.Leander y R.K.Sheline, Nucl.Phys. A413 (1984) 375.
- 14) W.Nazariewicz, P.Olander, I.Ragnarsson, J.Dudek y G.A.Leander, Phys.Rev.Lett. 52 (1984) 1272.
- 15) F.Iachello y A.D.Jackson, Phys.Lett. 108B (1982) 151; H.Daley y F.Iachello, Phys.Lett. 131B (1983) 281; H.Daley, a aparecer en los Proc. of the Conf. on Nucl.Struct. with Heavy Ions, Legnaro, 1985.
- 16) J.Dukelsky, G.C.Dussel, R.P.J.Perazzo, S.L.Reich y H.M.Soffa, Nucl.Phys. A425 (1984) 93; J.Dukelsky, R.P.J.Perazzo, S.L.Reich y H.M.Soffa, Phys.Lett.

- Fig.1) El modelo simplificado de dos niveles.
- Fig.2) Valores de equilibrio del parámetro Δ versus frecuencia de rotación para las versiones RBCS y RFBCS del cálculo³⁾.
- Fig.3) Dependencia de la energía de correlación de apareamiento $G\langle P^+P \rangle$ (arriba) y de los momentos de inercia J (abajo) de la frecuencia ω . Las distintas curvas denotan distintas versiones del cálculo, tal como indicado en la figura³⁾.
- Fig.4) $\langle P^+P \rangle$ y $(\Delta/G)^2$ versus frecuencia para la banda s del sistema con $N=96$, calculados en un RFBCS Woods-Saxon³⁾. Los parámetros de deformación han sido fijados por medio de un estudio extensivo de las propiedades de alto spin en los isotonos $N=96$
- Fig.5) Comparación (preliminar) de la energía de los estados poblados⁵⁾ versus multiplicidad en la reacción de captura de dos neutrones $Dy^{162} \rightarrow Dy^{160}$ inducida por los proyectiles Ni^{58} (285 Mev) y Sn^{116} (638 Mev).
- Fig.6) Rotaciones dobles para los isótopos del Yb $N=89-100$ representados en función de la frecuencia para λ_n constante⁶⁾, donde λ_n es el parámetro de Lagrange introducido en BCS para fijar el número de neutrones. Las configuraciones están caracterizadas por los números cuánticos \bar{N}, κ .
- Fig.7) Esquema de niveles del Er^{156} (ref. 8).
- Fig.8) El momento angular alineado i en función de la frecuencia rotacional para las bandas observadas en Ho^{157} y para la banda yrast en Er^{158} (ref. 9).

- Fig.9) El espectro de excitación de cuasi partículas, $2E_+$, $2E_-$ y E_+E_- (omitido) para $w < w_c$ y de partículas, $2\epsilon_w$, para $w > w_c$, junto con la energía de los estados de un fonón w_- y w_+ ($w < w_c$) y $2w$ para $w > w_c$ (ref.¹²).
- Fig.10) La energía del estado fundamental (arriba) y el momento angular I_x (abajo) incluyendo las correlaciones debidas a las oscilaciones de apareamiento, antes y después de la frecuencia crítica¹².
- Fig.11) Rompimiento de la simetría rotacional (arriba) y de la simetría de reflexión (abajo). Las figuras del medio representan al núcleo en el sistema de referencio intrínseco y las a la derecha, su proyección al sistema de laboratorio¹³.
- Fig.12) Niveles de cuasipartículas independientes en isótopos del actinio y radio¹³. Los niveles experimentales (columna del medio) se comparan con los niveles calculados sin simetría de reflexión (derecha) y con simetría de reflexión (izquierda).
- Fig.13) El momento angular I_x versus la frecuencia rotacional calculada¹³ para bandas en Th^{222} con simetría de reflexión (curvas punteadas) y sin ella (curva llena).
- Fig.14) Niveles de energía¹⁵ experimentales y teóricos en Th^{230} para dos bandas de paridad positiva (a) y dos bandas de paridad negativa (b).

Tabla 1: Factores de desacoplamiento en bandas con $K=1/2$.

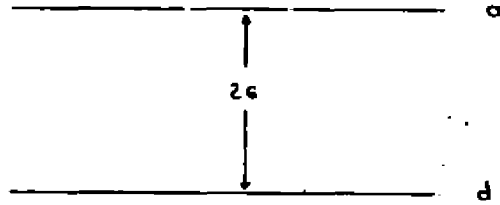


Fig. 1.

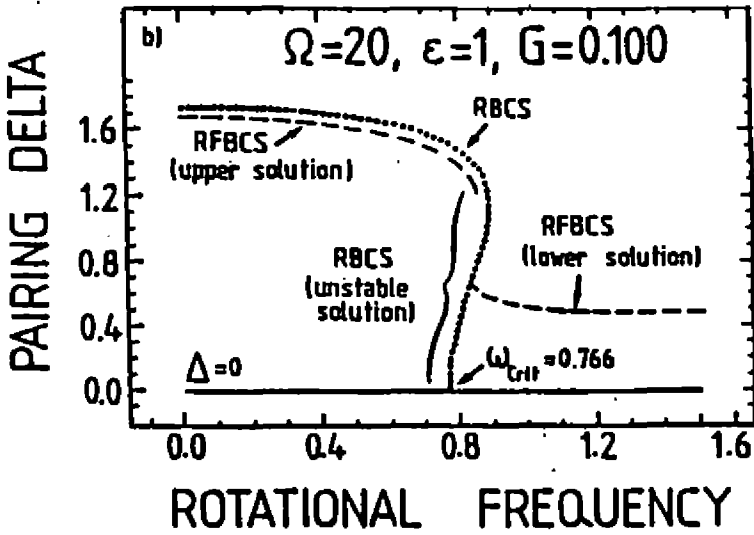


Fig. 2.

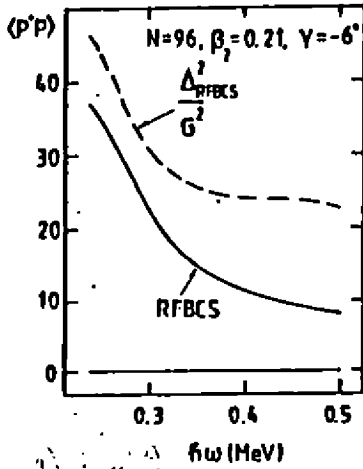


Fig. 4. (a) $(P'P)$ vs $f\omega$

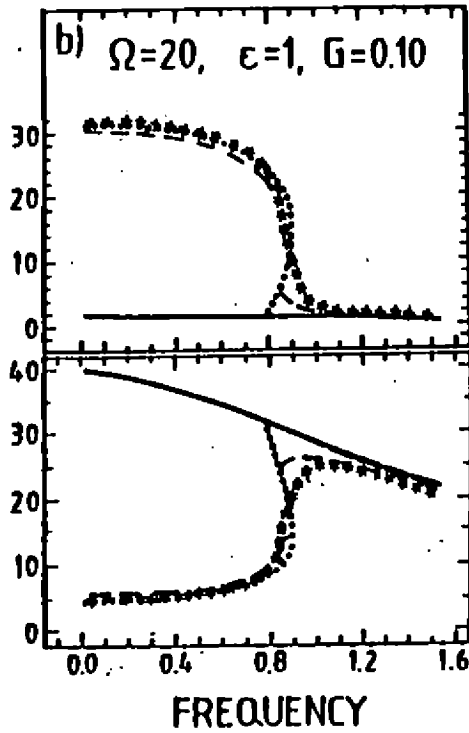


Fig. 3. (b) $(P'P)$ vs FREQUENCY

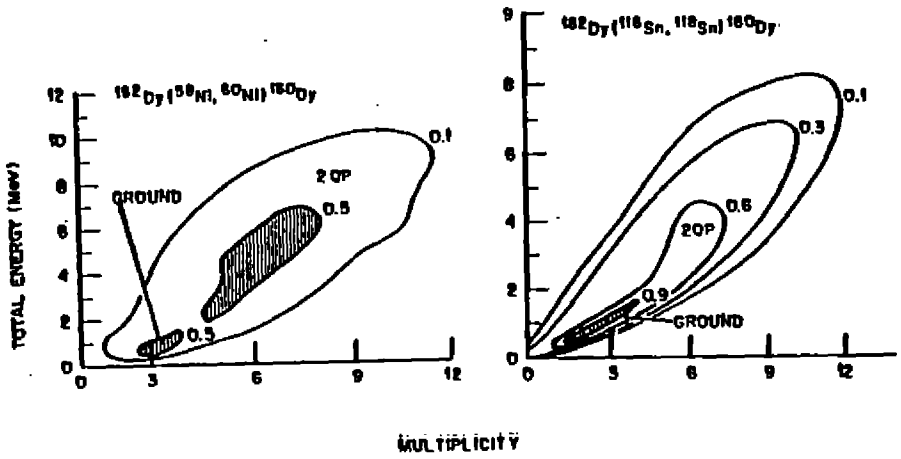


Fig. 5.

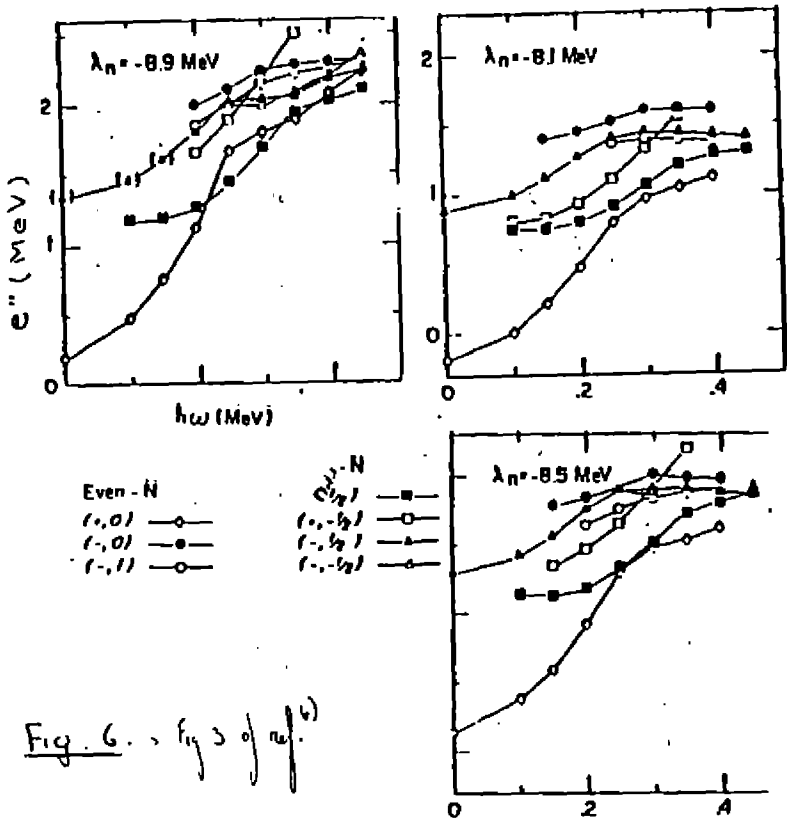
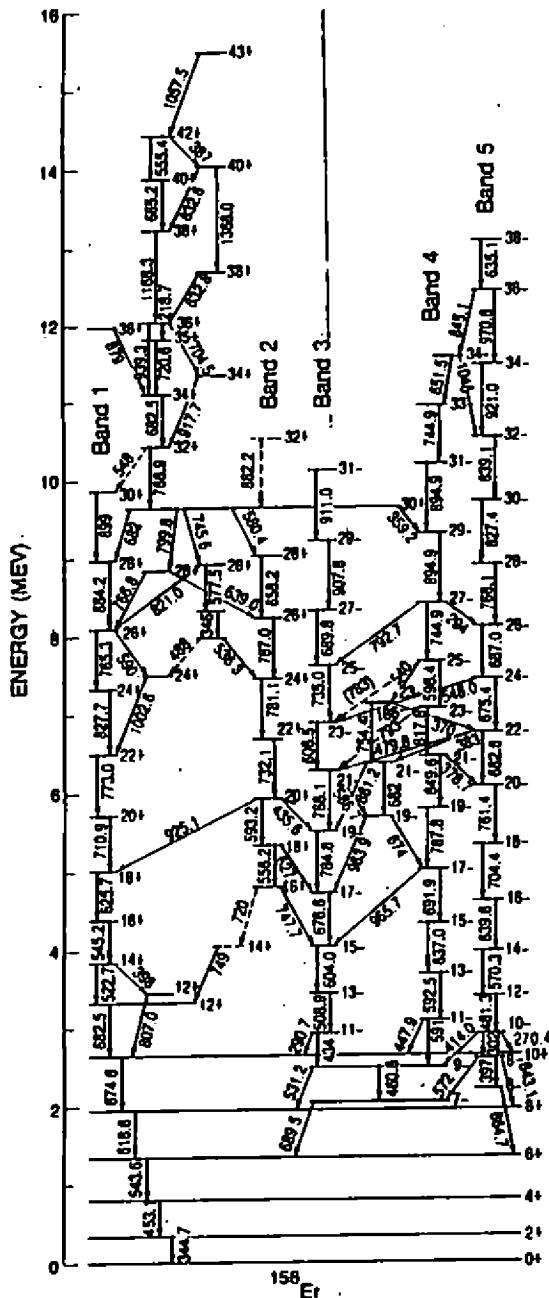


Fig. 6. - fig 3 of ref. 4)



$I \pm 1 = (I \pm 1, 1, 0, 0)$

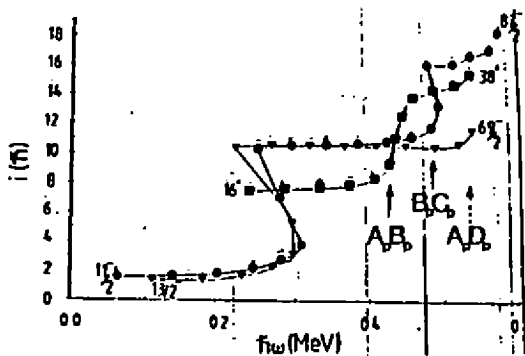


Fig. 8 = Fig. 2.1. ref. 3)

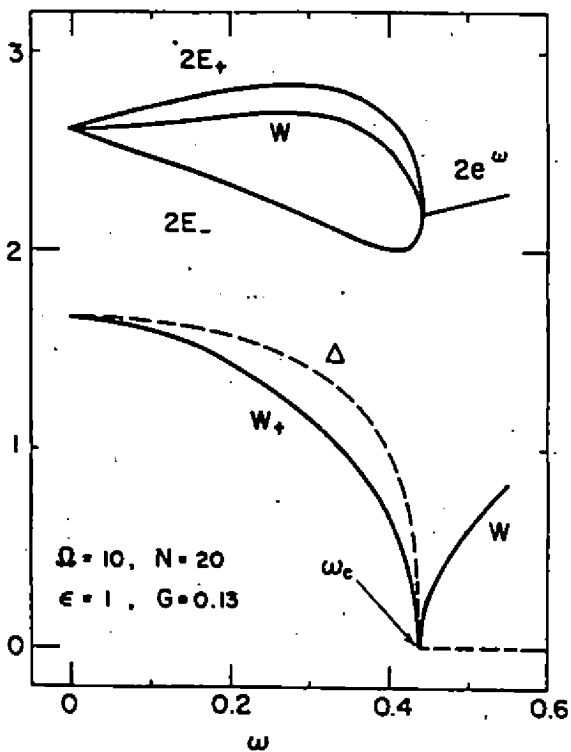


Fig. 9

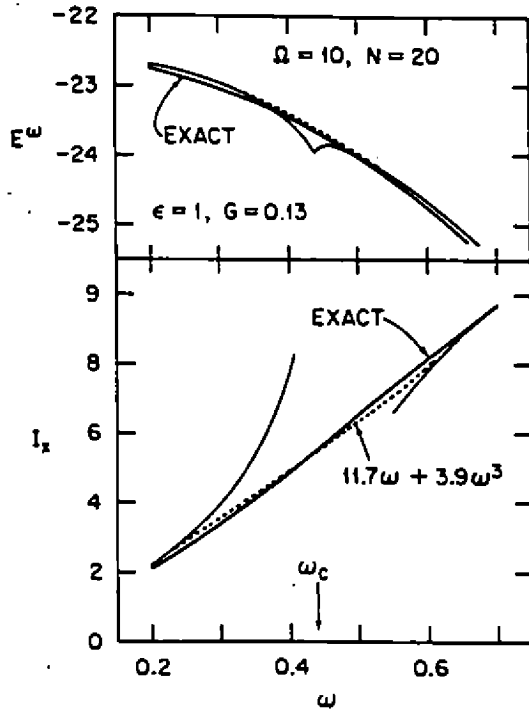


Fig 10

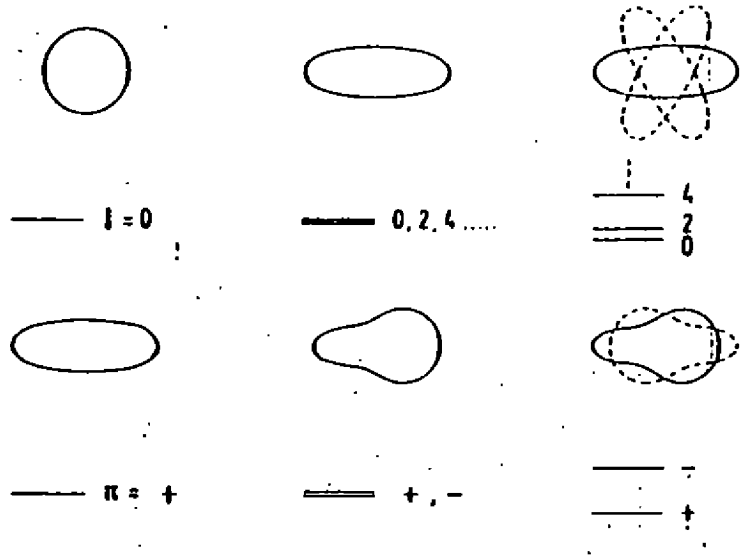


Fig. 11 = fig 1 de ref. (1)

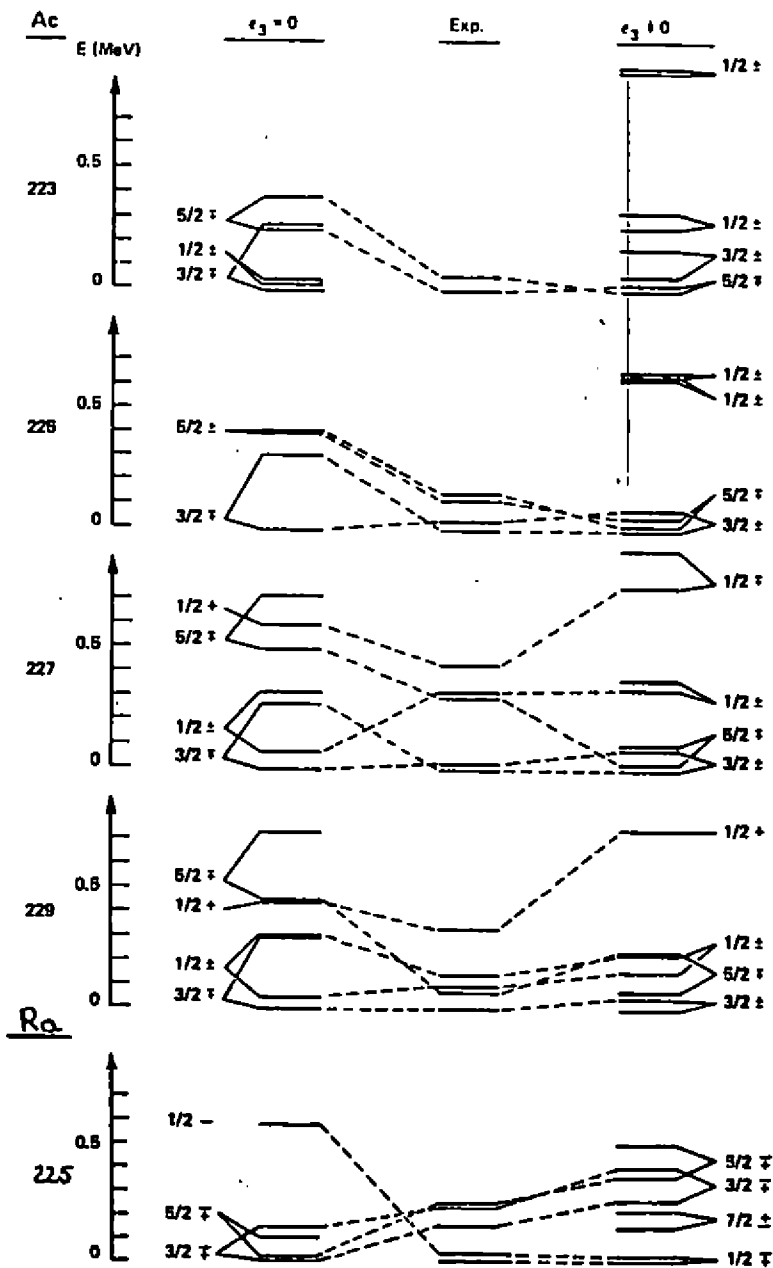


Fig. 12 = fig. 213 of ref. 13) (part. previous work (fig. 12a, 12b))

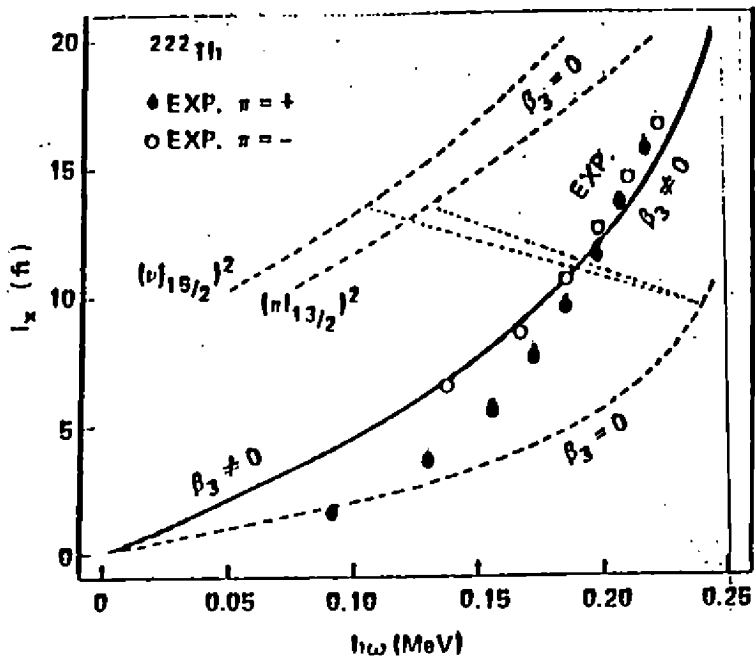


Fig. 13 = (2, 11)

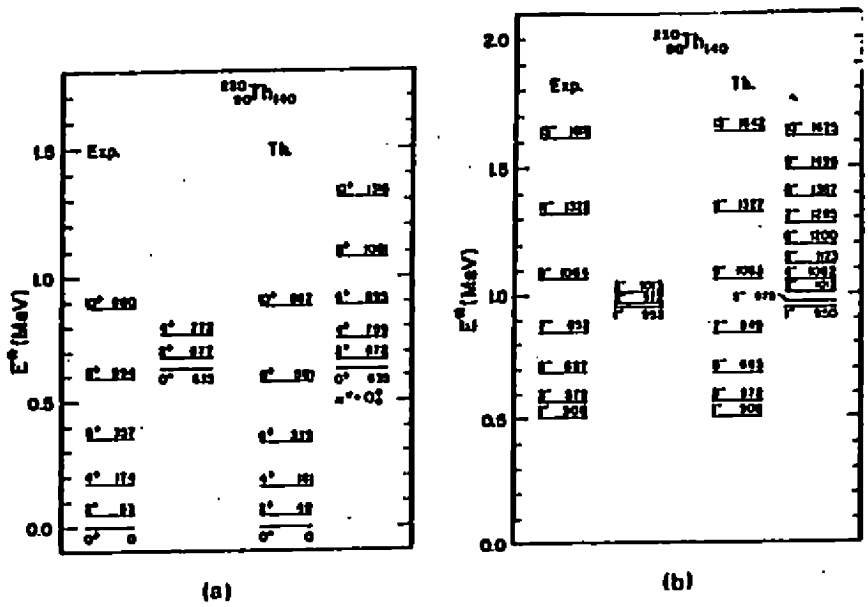


Fig. 14

Nucleo.	p	ap				
		$\epsilon_j = 0$	$\epsilon_j \neq 0$	$\epsilon_j = 0$	exp	$\epsilon_j \neq 0$
^{221}Ac	+	640	541	6.7		} -2.4
	-	530		2.8		
^{223}Ac	+	640	541	6.5		} -1.8
	-	530		2.3		
^{225}Ac	+	640	541	6.4		} 2.3
	-	530		2.2		
	+					} -1.2
	-					
^{227}Ac	+	660		5.9	4.6	} 3.1
	-	530		1.8	2.2	
	+	400		0.6	0.7	} 0.3
	-					
^{229}Ac	+	660		4.8		} 3.3
	-	530		1.8		
	+	400		1.8	> 0	} 1.0
	-					
^{221}Ra	+	640	651	-0.3		} -3.5
	-	770		7.7		
^{223}Ra	+	640		0.1		} 2.7
	-	770		7.5		
^{225}Ra	+	640		-0.1	1.5	} 2.8
	+	631		0.4		
	-	770		7.0	2.4	
^{227}Ra	+	631		-0.1	1.5	} 1.1
	-				1.8	
	+					} 4.1
	-	761		3.9	4.3	
	+					} -0.9
	-	501		2.1	-0.9	

Tabl. 1

INVITED TALKS

Mecanismos de reação em colisões entre ions pesados em energias intermediárias.

R. Donangelo*

Instituto de Física

Universidade Federal do Rio de Janeiro

Cidade Universitária - C.P. 68528

21944 Rio de Janeiro - RJ

Resumo: São descritos os processos de emissão de pions à energias $E_{\text{Lab}} \leq 290$ MeV/nucleon (limiar para produção de pions em colisões nucleon-nucleon), e de multifragmentação nuclear. O primeiro processo fornece informação sobre o grau de coletividade do sistema nuclear na faixa de energias intermediárias enquanto que com o segundo é possível estudar a equação de estado da matéria nuclear na região 0.17 fm^{-3} , $T \leq 15$ MeV.

1. Introdução

O estudo das colisões nucleares em energias intermediárias, ou seja $20 \leq E_{\text{Lab}}/A \leq 200$ MeV/nucleon, é um campo em rápida expansão. Vários aceleradores planejados para esta faixa de energias têm entrado em operação recentemente ou estão em fase final de construção. Os primeiros dados experimentais mostram que nesta região acontece uma transição entre as características das reações nucleares à baixas energias (existência

* Financiado parcialmente pela FINEP e CNPq.

de um campo médio (potencial), longo livre percurso médio, dissipação de um corpo) e as mais próximas do regime hidrodinâmico das altas energias (livre percurso médio curto e dissipação de dois corpos). Por exemplo, às energias de algumas dezenas de MeV/nucleon, as colisões periféricas têm um grau de transparência muito semelhante ao encontrado em reações às energias bem menores, enquanto que as colisões centrais apresentam uma opacidade típica das altas energias.

Esta situação de transição constitui uma das dificuldades maiores no estudo das reações nucleares em energias intermediárias. Isto é uma decorrência da lei empírica da Física de que o estudo dos casos limites é sempre mais simples já que permitem a adoção de alguma forma de aproximação.

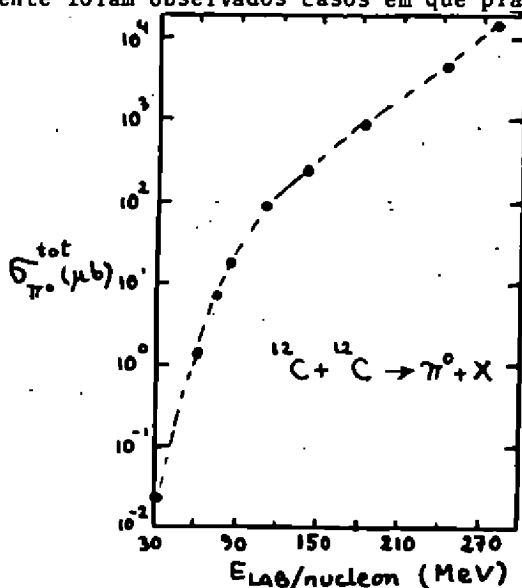
Neste trabalho vou descrever os dois mecanismos de reação que estão sendo mais intensamente estudados em energias intermediárias: a produção de pions (Seção 2) e a multifragmentação do núcleo (Seção 3). O primeiro é um exemplo das surpresas que as colisões nesta faixa de energias podem dar aos pesquisadores acostumados aos conceitos usuais em energias altas ou baixas. O processo de multifragmentação está sendo estudado não somente pelo próprio interesse no mecanismo, mas também porque os fragmentos resultantes apresentam uma tal diversidade que fazem deste mecanismo uma importante fonte de isótopos afastados do vale de estabilidade em quantidades que permitem inclusive a formação de feixes secundários com estes núclídeos exóticos. As conclusões finais serão apresentadas na última seção.

2. Produção de pions

Normalmente pensamos na produção de pions como num processo típico das reações em altas energias. Isto é porque

o limiar de energias para produzir pions numa colisao nucleon-nucleon e $E_{\text{Lab}} \approx 290$ MeV. Na verdade, assim que começaram a parecer os primeiros aceleradores de ions pesados foi levantada a possibilidade de que o projétil poderia transformar uma boa parte da sua energia cinética no instante da colisao na formação de um pion. Estas idéias não eram levadas a sério, porque requeriam um grau de coletividade do comportamento do núcleo na colisao na colisao inaceitável para a imagem que se tinha dele. Causou, portanto, grande surpresa quando foi observada a produção de pions em energias muito abaixo do limiar da colisao nucleon-nucleon. Pode-se observar na figura 1 o exemplo da reação $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ 1). Vemos que a produção de pions já ocorre para energias de 30 MeV/nucleon, ou seja a energias por nucleon uma ordem de magnitude abaixo do limiar para o caso nucleon-nucleon. O mais interessante e o fato de que esta energia corresponde a uma energia cinética total no centro de massa de $E_{\text{CM}} = 18$ MeV, o que indica que bem mais da metade da energia cinética de translação do sistema foi convertida na produção do pion. Recentemente foram observados casos em que pra-

ticamente 100% da energia cinética e transformada na massa de repouso do pion²⁾. Este fato surpreendente tem estimulado grandemente o interesse neste assunto, e no intuito de explicá-lo muitos modelos têm sido propostos. Sem entrar



nos detalhes destes modelos, vou simplesmente mencionar que eles vão dos relativamente pouco ambiciosos em que ao modelo intranuclear é adicionado os efeitos do princípio de Pauli e a consideração do movimento de Fermi³⁾, até os mais coletivos que consideram por exemplo, o bremsstrahlung piônico⁴⁾ ou a materialização dos píons virtuais associados ao campo nuclear do projétil quando ele passa próximo ao alvo⁵⁾. Nenhum dos modelos propostos até o momento consegue reproduzir os dados de produção de píons em baixas e altas energias simultaneamente. Espera-se que do estudo deste mecanismo de reação nas energias intermediárias que estamos considerando seja possível compreender como acontece a transição do comportamento do sistema nuclear das baixas energias onde preminam os efeitos do campo nuclear médio às altas energias, onde a colisão pode ser descrita através de espalhamento nucleon-nucleon sucessivos.

3. Multifragmentação nuclear

Um dos mecanismos de reação mais importantes em energias intermediárias é o de fragmentação nuclear, no qual o sistema fica dividido em vários fragmentos. O processo de formação destes fragmentos é possivelmente influenciado por instabilidades mecânicas, que propiciam a divisão do núcleo em vários fragmentos menores, e/ou por mudanças de fase na matéria nuclear. Neste último caso estaremos ganhando informação sobre o diagrama de fases da matéria nuclear, e portanto sobre a sua equação de estado. A obtenção desta equação de estado, ou seja da relação entre densidade, temperatura e pressão nucleares é um dos objetivos principais da área de reações nucleares com íons pesados.

A partir do que é já conhecido sobre matéria nuclear, sabemos que a equação de estado neste caso tem uma forma análoga à de um gás de Vander Waals pela simples razão de que os

sistemas nuclear e molecular são análogos: ambos apresentam forças atrativas de curto alcance, e repulsivas de alcance ainda menor. O diagrama de fases da matéria na região relevante às energias intermediárias deve ter, portanto, um aspecto semelhante ao ilustrado na figura 2. Tal como no caso de um sistema de Vander Waals, existem fases líquida e gasosa, junto com uma região de coexistência onde a isoterma (indicada em pontilhado) é reemplaçada pela linha cheia através da construção de Maxwell.

Como é possível obter informação experimental sobre este diagrama de fases? Uma maneira é através da compressão da matéria nuclear obtida como consequência de uma colisão. No caso indicado por 1 na figura 2 vemos que o sistema expande, convertindo sua energia interna de compressão em energia cinética, até a pressão ficar

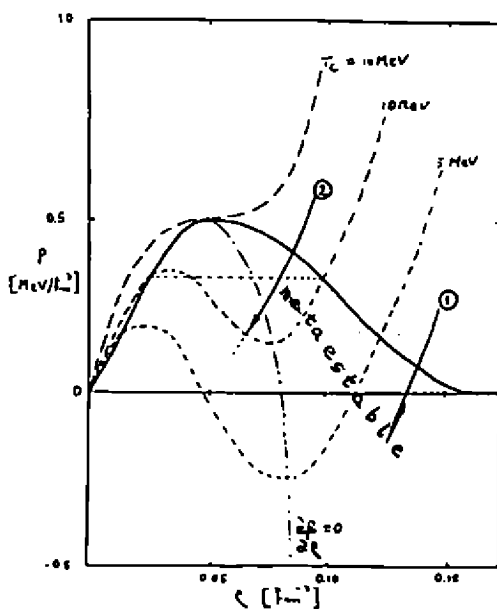


Figura 2

negativa, o que freia o processo de expansão. No caso 1 o sistema não ultrapassa a região de metaestabilidade (limitada pela spinoidal $\frac{\partial P}{\partial v} = 0$ indicada em tracejado na figura 2), e portanto o sistema reverte a direção do seu movimento. Neste caso o sistema permanece oscilando de maneira gradualmente amortecida, até termos finalmente um núcleo excitado, a pressão zero, que decai por evaporação. Estas oscilações constituem as hoje

bem conhecidas vibrações monopolares isoescalares.

No caso caso 2 na mesma figura o sistema chega na sua expansão a entrar na região de instabilidade. Neste região qualquer pequena flutuação na densidade cresce exponencialmente, o que leva os nucleons a se separarem em duas fases, formando assim bolhas e fragmentos.

A evolução temporal do processo de multifragmentação nuclear é ilustrada na figura 3. A região de matéria nuclear de número bariônico A_0 , número atômico Z_0 e energia total E_0 que fora comprimida e aquecida como consequência de uma colisão, expande, entrando na região de instabilidade mencionado no parágrafo anterior. De resultar desta expansão o sistema divide-se em fragmentos, caracterizados pelos números de massa e atômico A e Z , respectivamente. Estes fragmentos são produzidos em estados excitados, e vão portanto perder energia através da emissão de partículas (evaporação) e finalmente de decaimentos γ e β .

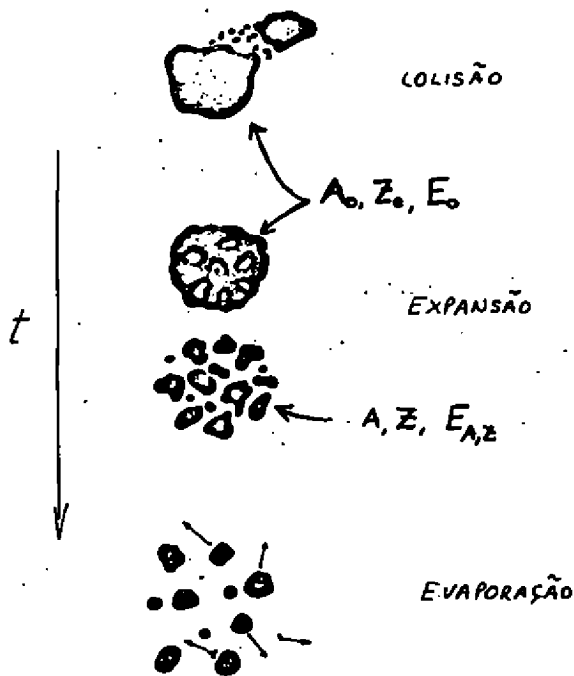


Figura 3

Existem vários tratamentos teóricos para o processo de

multifragmentação. Dentre eles vou mencionar os que supõem o equilíbrio termodinâmico ^{6,7)}, os que consideram que o núcleo se fragmenta "a frio", como um vidro que estilhaça ⁸⁾ e finalmente os que utilizam conceitos de percolação para definir a formação de fragmentos ⁹⁾. Em geral todos eles conseguem reproduzir o espectro de massas do processo de multifragmentação com mais ou menos a mesma aproximação. No caso dos modelos baseados no equilíbrio termodinâmico a quantidade básica a ser calculada é a probabilidade de que o sistema fragmente em um modo particular, representado pela matriz $\{N_{A,Z}\}$, onde cada componente $N_{A,Z}$ indica o número de fragmentos de números de massa e carga A e Z, respectivamente, que existem no modo considerado.

A partição do sistema $\{N_{A,Z}\}$ está sujeita às leis de conservação do número bariônico, carga elétrica e energia total, ou seja

$$\sum_{A,Z} N_{A,Z} A = A_0 \quad (1)$$

$$\sum_{A,Z} N_{A,Z} Z = Z_0 \quad (2)$$

$$E_c + \sum_{A,Z} N_{A,Z} E_{A,Z} = E_0 \quad (3)$$

onde E_c é a energia Coulombiana de uma distribuição de carga homogênea de volume igual ao do sistema no momento da fragmentação. É possível mostrar que com esta separação da energia Coulombiana é possível escrever a energia total de maneira aditiva sobre os fragmentos, como indicado na equação (3) ⁷⁾.

As restrições de conservação do número de partículas (Eq. (1) e (2)) e da energia total do sistema que o ensemble microcanônico seja o mais adequado para a descrição do sistema. Neste ensemble a probabilidade do sistema fragmentar de

um modo particular, $\{N_{A,Z}\}$ é dada por

$$P_{(\{N_{A,Z}\})} = K \exp S_{(\{N_{A,Z}\})} \quad (4)$$

onde K é uma constante de normalização e $S_{(\{N_{A,Z}\})}$ é a entropia do conjunto de fragmentos $\{N_{A,Z}\}$. Para o cálculo desta entropia pode-se utilizar uma generalização do modelo da gota líquida para o caso de temperaturas diferentes de zero. Em linhas gerais o procedimento ⁷⁾ consiste em dar uma expressão para energia dos fragmentos, $E_{A,Z}$ da forma da fórmula semiempírica de massas, mas incluindo uma dependência adequada com a temperatura T do sistema. Substituindo as $E_{A,Z}(T)$ em (3) obtem-se uma relação a partir da qual pode se calcular a temperatura do sistema. Utilizando as relações termodinâmicas

$$F = E - TS$$

$$S = - \left. \frac{\partial F}{\partial T} \right|_V$$

onde F é a energia livre, é simples obter uma expressão para a entropia S do sistema e portanto, considerando a eq. (4), para a probabilidade de que ele se fragmente no modo $\{N_{A,Z}\}$.

O valor médio de uma grandeza física qualquer, Q (p.ex. temperatura, entropia, densidade, calor específico), pode ser calculada diretamente através de

$$\bar{Q} = \sum P_{(\{N_{A,Z}\})} Q_{(\{N_{A,Z}\})} \quad (5)$$

onde $Q_{(\{N_{A,Z}\})}$ é o valor da grandeza Q para a partição $\{N_{A,Z}\}$ e o somatório é sobre todas as partições possíveis ou sobre uma amostra representativa adequada ¹⁰⁾.

As flutuações δQ podem ser obtidas calculando a média \bar{Q}^2 , e utilizando a relação

$$(\delta Q)^2 = \bar{Q}^2 - \bar{Q}^2 \quad (6)$$

Na figura 4 são mostrados alguns resultados para a multiplicidade total e a temperatura de um sistema de 100 nucleons como função da sua energia de excitação. Os valores médios, calculados com a expressão (5), estão indicados por círculos e as flutuações, indicadas pelas barras de erro, foram obtidos através da relação (6).

Como resultados a destacar apontamos a existência de um limiar de fragmentação a uma energia de aproximadamente 3 MeV/nucleon, acima da qual o sistema passa rapidamente a se dividir em vários fragmentos¹¹⁾. Uma outra mudança de comportamento interessante acontece para uma energia de excitação em torno de 15 MeV/nucleon. Para esta energia os fragmentos que compõem o sistema são essencialmente núcleons e núcleos muito leves ($A < 4$), que não apresentam estados de excitação e portanto podem ser considerados como componentes de uma fase gasosa, em contraposição com os núcleos mais pesados que têm um comportamento semelhante ao de um líquido, com níveis internos de excitação.

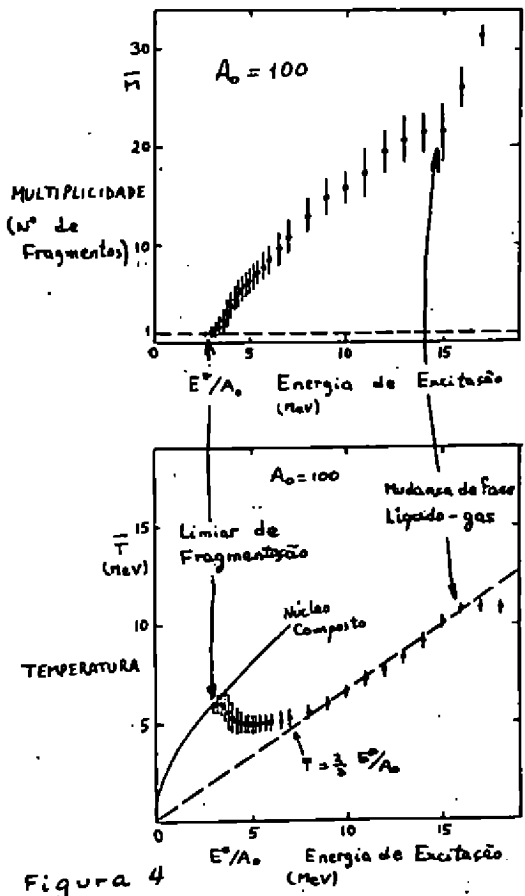


Figura 4

4. Conclusões

Como principais conclusões desta palestra, apontamos

i. Na região das energias intermediárias observa-se uma transição das características de baixas energias (dominadas por um campo médio) às de energias elevadas (em que as colisões nucleon-nucleon são dominantes);

ii. A produção de pions é um índice da coletividade destas reações e deve dar informação sobre esta transição;

iii. O mecanismo de multifragmentação nuclear é muito importante nesta faixa de energias. Ele deve fornecer informações sobre a equação de estado da matéria nuclear na região $\rho \lesssim \rho_0 = 0.17 \text{ f}_m^{-3}$, $T \lesssim 15 \text{ MeV}$.

Referências.

1. C.Guet e M.Prakash, Nucl.Phys. A428(1984)119c
2. J.Stachel, Niels Bohr Centennial Conference, Copenhagen, May 1985, Proceedings p.421
3. R.Shyam e J. Knoll, Phys.Lett. 136B(1984)221
4. D.Vasak et al , Nucl.Phys. A428(1984)291c
5. B.Hiller e H.J.Pirner, Phys. Lett. 109B(1982)338
6. Sa Ban-Hao e D.H.E.Gross, Nucl. Phys. A437(1985)643
7. J. Bondorf et al , Nucl. Phys. A443(1985)365
8. J.Aichelín, J.Hufner e R.Ibarra, Phys.Rev. C30(1984)107
9. X.Campi e J.Desbois, GSI report N°85-10 (1985)
10. J.Bondorf et al, Phys.Lett. 150B(1985)57
11. J.Bondorf et al, Preprint NBI-85-14 (1985).

PHOTOFISSION AND ELECTROFISSION BY VIRTUAL PHOTON METHODS

David S. Onley*

Ohio University, Athens, Ohio

A talk presented at the
VIII Reunião de Trabalho
Sobre Física Nuclear No Brasil

São Lourenço, Brasil 31/8 a 4/9 de 1985

* Work Supported by the U. S. Department of Energy

PHOTOFISSION AND ELECTROFISSION BY VIRTUAL PHOTON METHODS

David S. Onley *

Ohio University, Athens, Ohio,

OUTLINE

1. Photofission and Electrofission - Descriptive
2. Survey of the Method of Virtual Photon Spectrum - advantages and disadvantages.
3. Calculation of Virtual Photon Spectrum - what is difficult about it.
4. Application of Virtual Photon Theory to reactions of heavy nuclei - mostly electrofission. Comparison with experiments.
5. Conclusion.

1. Photofission and Electrofission - Descriptive

Nuclear Fission is a process which has been studied for a very long time. Nuclear fission by means of photons, which we call photofission, was first reported in 1941 (1,2) Electrofission is the process of inducing fission by means of electron scattering, and is very closely related to photofission. Historically it is more recent, being first reported in 1967 (3) which is about when electron accelerators of suitably high flux became available.

I will make no attempt to survey photofission studies over the intervening years because I am sure that I could not do justice to all that work. But in order to make my talk reasonably self-contained, I will start with a brief explanation of how we view the process; at least as much as we need to know to interpret the rest of my talk.

Fission, the division of a nucleus into roughly equal-sized parts, is conceivable for almost any nucleus, but is most familiar for nuclei for which the process has a low threshold energy such as the actinides. In fact most of the examples I will be talking about today are fission of Uranium or Thorium.

The photon is simply a means of injecting a certain amount of energy and angular momentum into the nucleus which then has a variety of channels through which it may decay, fission being one of them. If it chooses the fission channel, we envisage the nucleus as first deforming considerably until it looks perhaps like a top, in fact we treat it transitionally like a symmetric rotor, and then dividing with the fragments going in opposite directions along the axis of symmetry. In the figure (fig(1)) the letters L, M, K represent the total angular momentum and its projections along the z-axis (the photon direction) and along the symmetry axis (the fragment direction). The process of

* Work supported by the U. S. Department of Energy

deformation takes an amount of the energy since the system is having to overcome the fission barrier, and in the transition state the nucleus is relatively 'cold' near threshold, meaning it has relatively few states. The deformed nucleus when it separates does not break into fragments necessarily equal in mass but generally with mass ratios between 2:3 and 1:1. Once separated they repel one another forcefully, in fact the Coulomb repulsion accounts for most of the energy ultimately displayed by the fragments. At the time of emission the fragment nuclei are generally unstable and will emit neutrons, but we assume this happens after our process is complete.

Diagrammatically we may draw the process of photofission as in fig(2a)

The same nucleus can interact with a passing electron. The passage of any charged particle will create a time-varying

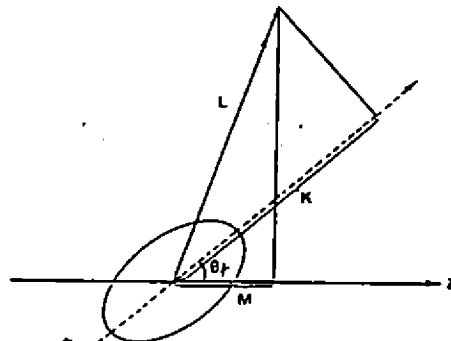


Fig 1

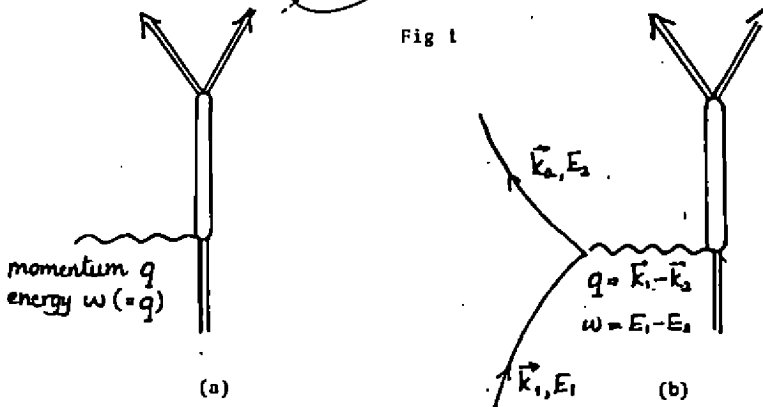


Fig 2

electromagnetic field at the target site, and this field may be regarded as a pulse of electromagnetic radiation. This is an old idea found in classical electrodynamics due to Weissacker and Williams, but in quantum mechanics, of course, the intermediate radiation is a virtual photon and so we depict the process as in fig(2b). The nuclear part of the diagram is the same as in fig(2a) and the interaction is, of course, still electromagnetic; however there are important differences which force the nucleus to reveal more about itself than in a real photon interaction.

Notice that the electron lines are curved. This is to remind us that the electrons are moving in a Coulomb field which for a nucleus like Uranium can distort the electron wavefunction seriously.

The experimentalist then has the choice of using real photons or virtual photons. Both originate with electrons (or other charged particles) but real photons are created separately in a converter foil (figure(4)) and travel a long path to the target. In this case the target experiences radiation with a broad spectrum which we know as the Bremsstrahlung spectrum. A virtual photon on the other hand is created and absorbed in interaction with one and the same nucleus, which is thus both converter and target. In a sense the target in this case is simply nearer the source. If you think of the electron as an antenna (it is after all emitting electromagnetic radiation) there is the familiar difference between the near field and the far field. Far-field radiation is purely transverse and has effectively a plane wave front; near-field radiation is not plane and also has longitudinally polarized components. Near field or virtual radiation also has a different spectrum from bremsstrahlung and the shape of this is something we have to know to analyse electron-induced reactions of this kind. Unfortunately this spectrum is not susceptible to measurement in any direct way, but I hope to be able to convince you that it can be calculated with a reasonably high degree of confidence.

2. Survey of the Method of Virtual Photon Spectrum

Ordinarily, if the nucleus is subjected to a beam of radiation with spectrum $N(\omega)$ the resulting cross section would be

$$\sigma = \int N(\omega) \sigma_{\gamma}(\omega) \frac{d\omega}{\omega} \quad (1)$$

where $\sigma_{\gamma}(\omega)$ is the photon cross section as a function of electron energy ω (we use always $\hbar = c = 1$), $N(\omega)/\omega$ is the number of incident photons per unit energy interval. In the virtual photon case the spectrum depends on the incident electron energy and, supposing for the present that we do not detect the electron in any way (an inclusive experiment), then the cross section looks rather similar:

$$\sigma(E_e) = \int_0^{E_e} \sum_{\lambda L} N^{\lambda L}(E_e, \omega) \sigma_{\gamma}^{\lambda L}(\omega) \frac{d\omega}{\omega} \quad (2)$$

Here λL stands for the spin and parity or the multipole class of the electromagnetic transition $E1, E2, \dots$ or $M1, M2, \dots$. The real plane-wave cross section (such as in eq(1)) is the direct sum

$$\sigma_{\gamma}(\omega) = \sum_{\lambda L} \sigma_{\gamma}^{\lambda L}(\omega) \quad (3)$$

A plane wave photon spectrum has the same strength in all multipoles (which is due to the way multipole orders are defined) so in such a case eq(2) reduces to eq(1). The virtual photon spectrum, by contrast, is not the same and at low electron energies the spectrum increases rapidly with L as you can see in fig(3) which shows $N^{\lambda L}$ for $\lambda L = E1, \dots, E20$ (4). We can use this enhancement of the virtual spectrum to examine higher order multipole transitions which a real photon spectrum does not reveal (because it is dominantly E1). Electron-induced reactions also include an electric monopole (E0) contribution which is missing entirely from photon-induced reactions (there is no σ^{E0}).

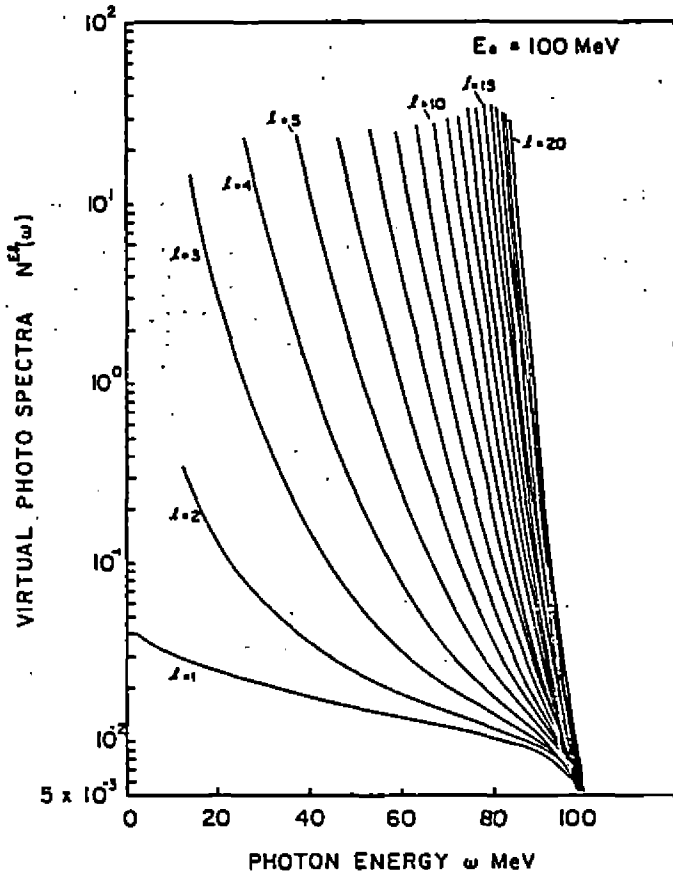


Fig 3

By making no observation other than the integrated cross section of eq(3) we are throwing away a good deal of information, and so we may decide to consider, for example, the angular distribution of decay particles in the final state and for this we need the the virtual photon spectrum broken down into magnetic substates M ; $N_M^{\lambda L}$. For example with a simple transition state model of fission the angular distribution of fission fragments would be given by

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_f} = \int_0^{E_0} \sum_{\lambda L M} \frac{2L+1}{2} N_M^{\lambda L}(E_0, \omega) \sigma_f^{\lambda L}(\omega) |d_{M,K}^L(\theta_f)|^2 \frac{d\omega}{\omega} \quad (4)$$

We may also detect the scattered electrons or, better still, detect electron and decay particle in coincidence. In this case we would write

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_f d\Omega_e} = \int_{\Delta E} \sum_{\lambda, L, M} W_{\kappa}^{\lambda, L} (E_e, \omega, \Omega_e, \Omega_f) \sigma_{\gamma}^{\lambda}(\omega) \frac{d\omega}{\omega} \quad (5)$$

We will be looking at all of these types of observation, not to analyse data (that is the experimentalists concern) but to show what is possible using an interpretation in terms of virtual photons.

3. Calculation of Virtual Photon Spectrum.

For any system which interacts with the electromagnetic field the interaction hamiltonian may be written in the form

$$H_{int} = \int (\vec{J} \cdot \vec{A} - \rho \phi) d^3r \quad (6)$$

where the potentials \vec{A}, ϕ are the electromagnetic field created by the electron. The nucleus is represented by the nuclear current density \vec{J} and transition charge density ρ and these moreover are constrained by continuity

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$$

and so actually all we need is the current density.

Since we are concerned with electrons which are scattered by the Coulomb field of the nucleus we may use distorted waves thus including the static part of the Coulomb field in the unperturbed hamiltonian and hence H_{int} only includes the radiative part of the interaction.

In the conventional calculation of the virtual photon spectrum one assumes that the electron does not penetrate the nucleus (so that in a sense virtual radiation is that which goes inward and real

radiation is that which goes outward). Furthermore one ignores the distortion of the electron waves, with the result that expressions for N^{jk} are relatively simple, for example

$$[N^{Ej}]_0 = \frac{\alpha}{\pi} \left\{ \frac{(E_1 + E_2)^2}{k_1^2} \ln \frac{(E_1 E_2 + k_1 k_2 - m^2)}{m(E_1 - E_2)} - 2 \frac{k_2}{k_1} \right\} \quad (7)$$

The notation $[...]_0$ indicates the limits mentioned which are essentially zero nuclear charge and zero nuclear radius. Similar expressions can be found for the general case EL and ML and this was the manner of calculation of the curves in fig(3).

These approximate formulae will work for suitably low Z nuclei so that the distortion of the electron wavefunctions is negligible. For this condition we need the Coulomb energy small compared with the electron energy:

$$\frac{\alpha Z}{R_n} \ll E_e \quad (8)$$

In eq(8) R_n is the nuclear radius and α the fine structure constant. The assumption the nuclear and electron wavefunctions do not significantly interpenetrate amounts to a condition

$$\bar{q} R_n \ll 1 \quad (9)$$

where \bar{q} is the average momentum transfer. How stringent this is depends at the process we are looking at, being least for dipole excitation, for which the electron angular distribution exhibits a strong forward peak, and for light nuclei (small R_n). On the other hand, for a coincidence measurement \bar{q} is very much larger since the electron is necessarily detected at a fairly large angle (say $\theta_e \geq 40^\circ$).

For actinide fission we are dealing with nuclei with large Z, large R_n , and electron energies (if we intend to go down to threshold) of $E_e \geq 5$ MeV. Conditions (8) or (9) are inevitably

violated and we must see what corrections the method or distorted waves introduces.

Distorted wave calculations for electrons is a messy business (as is often the case with distorted waves), and I will certainly not have the time to discuss the details, but it will be necessary to say a little about them.

Electron wavefunctions, of course, obey the Dirac equation and since DW formalism inevitably breaks the wavefunction into partial waves, we label these with the Dirac angular momentum quantum number κ . May I remind you that κ , which may be a positive or negative integer, specifies both the total (j) and the equivalent orbital (l) quantum numbers:

$$\begin{aligned} j &= |\kappa| - \frac{1}{2} \\ l &= |\kappa + \frac{1}{2}| - \frac{1}{2} \end{aligned} \quad (10)$$

The basic probability amplitudes for the electron to change from angular momentum state κ_1 to state κ_2 while emitting a photon in state λL is called

$$R^{\lambda L}(\kappa_1, \kappa_2)$$

In terms of these we can find the virtual photon spectrum of eqs (2) and (4):

$$\begin{aligned} N^{\lambda L}(E, \omega) &= \frac{\alpha}{\pi} \frac{k_2}{k_1} \frac{(E_1+m)(E_2+m)\omega^4}{2L+1} \\ &\sum_{\kappa_1, \kappa_2} (2j_1+1)(2j_2+1) |C(j_1, j_2, L; -\frac{1}{2}, \frac{1}{2}) R^{\lambda L}(\kappa_1, \kappa_2)|^2 \end{aligned} \quad (11)$$

and

$$\begin{aligned} N_M^{\lambda L}(E, \omega) &= \frac{\alpha}{\pi} \frac{k_2}{k_1} \frac{(E_1+m)(E_2+m)\omega^4}{2L+1} \\ &\sum_{m_1, m_2} \left| \sum_{\kappa_1, \kappa_2} \theta_{M m_1 m_2}^{\kappa_1, \kappa_2} R^{\lambda L}(\kappa_1, \kappa_2) \right|^2 \end{aligned} \quad (12)$$

Here $\theta_{M m_1 m_2}^{\kappa_1, \kappa_2}$ is a messy bunch of Clebsch Gordan coefficients which are

needed for the angular momentum book-keeping; the magnetic quantum numbers are M for the photon, m_1 and m_2 for the initial and final electrons:

$$g_{M m_1 m_2}^{k_1 k_2} = e^{i(\delta_{k_1} + \delta_{k_2})} i^{l_1 - l_2} (-1)^{j_1 + \frac{1}{2}} [(2l_1 + 1)(2j_1 + 1)]^{\frac{1}{2}} \\ \cdot C(l_1, \frac{1}{2}, j_1; 0, m_1) C(l_2, \frac{1}{2}, j_2; m_1 + M - m_2, m_2) \\ \cdot C(j_1, j_2, L; -\frac{1}{2}, \frac{1}{2}) C(j_1, L, j_2; m_1, M)$$
(13)

Finally for the coincidence cross section of eq(5) we get an expression which involves the same quantities:

$$\omega_K^{\lambda L} = \frac{\alpha k_1 k_2 (E_1 + m)(E_2 + m) \omega^4}{4\pi^2 k_1^{2L+1}} \sum_{m_1, m_2} \left| \sum_{M, K_1, K_2} g_{M m_1 m_2}^{K_1 K_2} \right. \\ \left. \cdot R^{\lambda L}(k_1, k_2) Y_{l_2}^{m_1 + M - m_2}(\theta_e, \phi_e) D_{M \lambda}^L(0, \theta_f, \phi_f) \right|^2$$
(14)

These expressions are look straightforward but we find there are difficulties when we try to calculate them which are not entirely obvious. I don't want to dwell long on these but they do need to be mentioned.

a) $R^{\lambda L}(k_1, k_2)$ is not entirely model independent since it involves functions for the nuclear charge distribution and the transition currents.. But in the energy ranges we will be using here the relevant parameters of these distributions turn out to be R_{rms} - the root-mean-square radius of the nuclear charge and R_{tr} - the transition radius. Of these R_{rms} is well known but we admittedly have to estimate R_{tr} .

b) $R^{\lambda L}(k_1, k_2)$ requires us to perform an integral over all space (electron coordinate space). Because the interaction involved is electromagnetic, and therefore long-ranged, there is no mechanism for cutting off this integral. To overcome this we have developed

asymptotic series for the remote part of the integral; for the near part we have resorted to numerical integration. Regardless of the details, I am asking you to believe that can calculate this quantity to any desired accuracy - we try to achieve 1 part in 10^7 .

c) The expressions (11), (12) and (13) involve sums over infinitely many partial waves. Again for the reason that we are dealing with a long-ranged interaction, these sums, at least in cases (11) and (12), refuse to converge in a reasonable number of terms. We show an example in fig(4). These are the results of adding successive

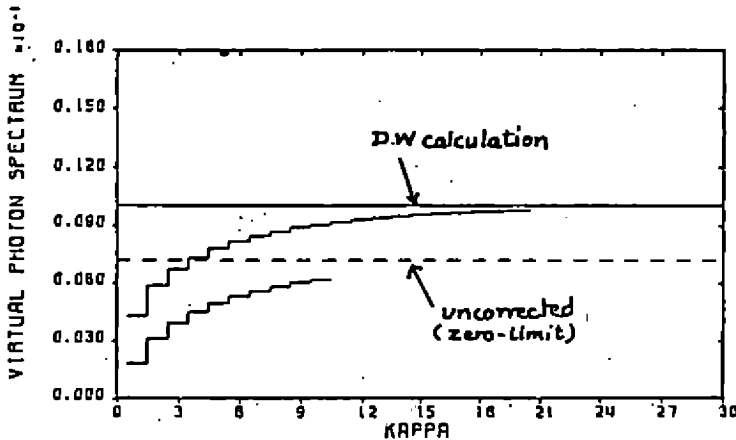


Fig 4

terms of the sum over K_a in eq(11) (fortunately for a given K_a all the other sums are finite, being restricted by selection rules, and there is thus only one sum-to-infinity to be performed). Notice that after twenty partial waves we come to within only 1-2% of the limit - and we would like about 1 part in 10^5 .

These high angular momentum components correspond classically to electrons which pass the nucleus at a great distance and yet interact because of the range of the electromagnetic field. Such particles would be scattered only very slightly, they would be the particles in

the forward peak which would explain why this problem is not serious in the coincidence cross section (eq(13)). Now such distant collisions are also little affected by the distortion and interpenetration problems which forced us to go over to using distorted waves. We find then that the corresponding amplitudes are little different from those in the 'zero' limit $[\dots]_0$ which can be calculated precisely, that is

$$|R^{\lambda L}(k_1, k_2)| \rightarrow [|R^{\lambda L}(k_1, k_2)]_0 \text{ as } k \rightarrow \infty \quad (15)$$

Notice this is true for the modulus $|R^{\lambda L}|$ but not for the phase unfortunately.

If we take a look at eq(11) and(12) we see that each has the form of a sum over positive terms which we could write

$$N = \sum_{k_2} a_{k_2} \quad (16)$$

If we simply add and subtract the same expression in the 'zero' limit

$$N = [N]_0 + \sum_{k_2} (a_{k_2} - [a_{k_2}]_0) \quad (17)$$

Now we are calculating in the sum a correction term for distortion etc. which, because of the result (15), rapidly vanishes as k_2 increases. We reach the desired accuracy in 5 or 6 terms instead of hundreds if summed directly.

4. Applications of Virtual Photon Spectra

It is not my purpose here to re-interpret other people's experiments particularly as you will be hearing from my experimentalist colleagues of Sao Paulo about the use of virtual photon spectra in the analysis of electro-excitation cross sections. Instead I will show some figures, some with data points and some without, which I find useful and interesting in establishing the reliability of the calculations I have just outlined.

First we may ask, are the spectra correct?

About the only way to measure a virtual photon spectrum is to find some isolated nuclear level of known spin and parity and follow its excitation yield as a function of energy. Such experiments are difficult and we have only one good example by Dodge, Hayward and Wolyneć (5) in fig(5); this is an E1 transition to an analogue state in ^{90}Zr . In this case one measures an isochromat, that is

$N^{E1}(E, \omega)$ as a function of E at fixed ω which is the reverse of what we normally call the spectrum - $N^{E1}(E, \omega)$ at a function of ω at fixed E . We have no hesitation in labelling the agreement with the theory

a success, but are anxious to see the same thing for heavier nuclei and for higher multipole transitions.

Next we ask, do virtual photons reveal anything that real photons hide?

Understand that we cannot do without the real photon experiments

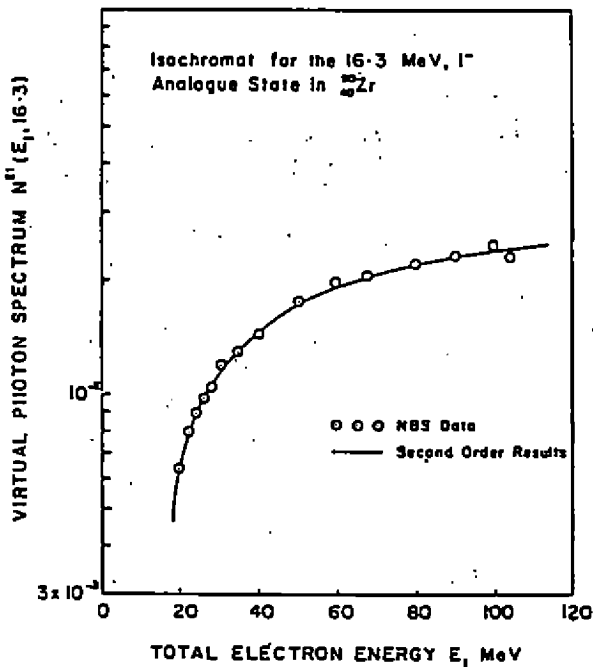


Fig 5

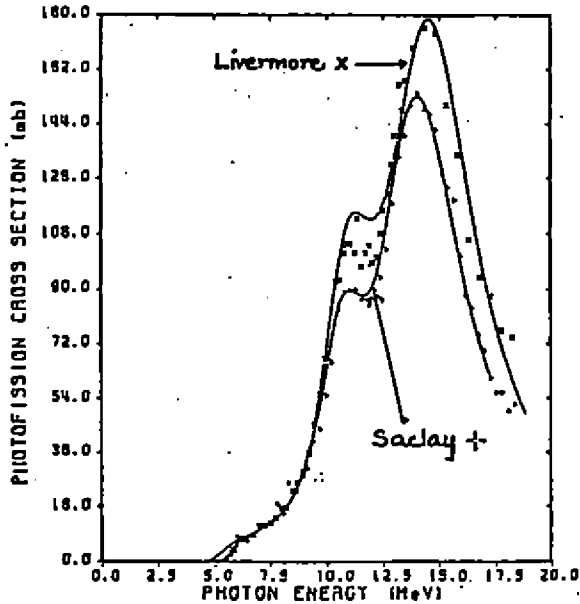


Fig 6

- we need σ_f in our expressions (11), (12) and (13) for the electron cross sections. Yet one of the problems with photo excitation cross sections is getting the right normalization; let us look in fig(6) at measurements of photo-fission ($\sigma_{\gamma f}$) of ^{238}U by groups at Saclay (6) and at Livermore (7). The curves are simply fits to the data which we use for the integrals in eqs(11)-(13), but it is clear that the discrepancy is almost entirely in the overall magnitude. We have the same problem with electro-fission of the same nucleus (fig(7)) which shows the total available data. I hope the experimentalists will forgive me if I do not identify all of the points, but they range from those of Arruda-Neto and collaborators at Stanford (8) at the top to those of Stroher and collaborators at Giessen (9) at the bottom. The separate set of points below the rest are from positron-induced fission and these, of course, should be different because positrons have a different spectrum.

In fact the difference between positrons and electrons is to be found solely in the distortion of their wavefunctions, and since we

are doing a distorted-wave calculation it is gratifying to be able to test this. The electron and positron data from Geissen (colored in the slide) are measured under exactly the same circumstances in the same experiment using e^+e^- pair production as the source. Our efforts to put a curve through the data are obstructed a little by not knowing the breakdown of $\sigma_T^{A_2}(\omega)$ into the different multipoles, but we assume that there must be E2 strength present. In the figure the solid curve is what we would get with zero quadrupole component, and the dashed curve includes an E2 contribution with 70% of the sum-rule strength. Notice that switching part of the cross section from E1 to E2 has little effect on the positrons. In this analysis we have used the Saclay photofission cross section, but mindful that the absolute normalization has little significance in either experiment we may take the ratio of electron to positron cross sections (σ^-/σ^+) to get rid of this problem (see fig(8)). Our calculations with no E2 produce the solid curve which just skirts the lower edge of the data. Different positions of the E2 resonance produce different curves,

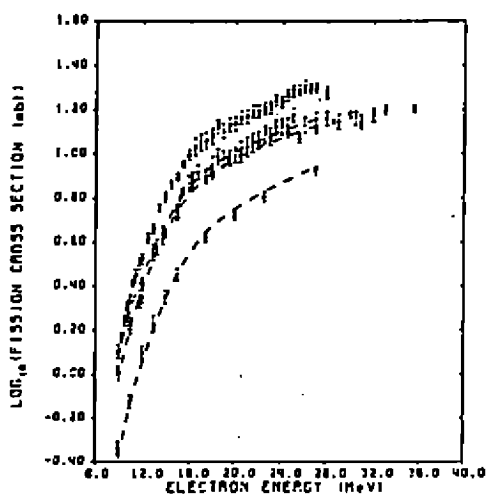


Fig 7

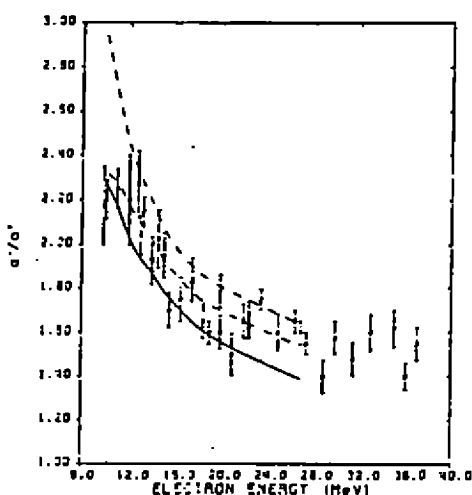


Fig 8

shown dashed in the figure, but none of these requires an unreasonable strength or energy

Let us turn now to consider the angular distribution of the fission fragments.

Inclusive experiments inevitably excite all levels from threshold to the photon end point (namely E_0). Under these circumstances there will generally be so many states available to the fissioning nucleus that the distribution in angle is effectively isotropic. Near threshold however there are few enough transition states that there is a significant angular distribution - this is already well known in photofission. Assuming L-1 and L-2 states only, the angular distribution should fit

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_f} = a + b \sin^2 \theta + c \sin^2 2\theta \quad (18)$$

and it is usual in analysis to extract the coefficients a, b, c as functions of energy.

One thing we should be prepared for is that angular distributions will be less pronounced for electrofission than for equivalent photofission (using Bremsstrahlung for example). For real photons with quantization axis along the beam direction the only angular momentum projection M is that of the photon spin; that is, $M = \pm 1$. With electrons however we have the intrusion of other magnetic substates in the photon spectrum. If all M-substates were equally represented there would be no angular variation at all regardless of the transition, and any mixture of M-values as opposed to a pure M-state (whether + or - doesn't matter) will tend to flatten out the distribution curve.

Nevertheless measurable angular variation is observed and we show in fig (9) our fit to the a, b and c coefficients measured by Arruda Neto (10) for low energy electrofission of ^{238}U . In fig (10) we show, at one energy only (9 MeV) the fission fragment angular distribution for ^{232}Th measured at Gelszen (11). In this case

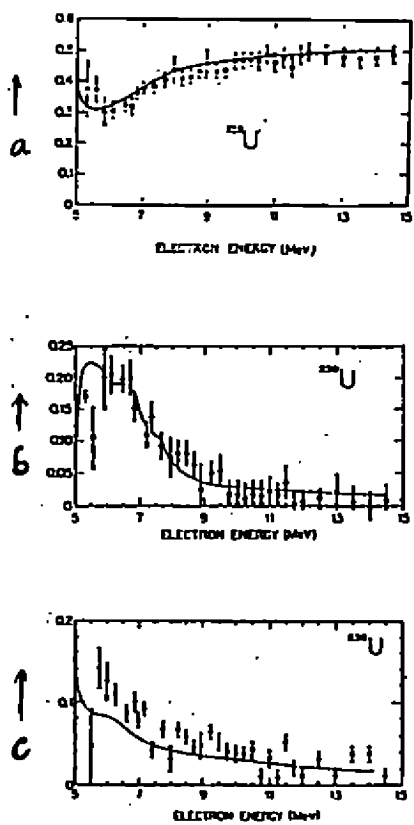


Fig 9

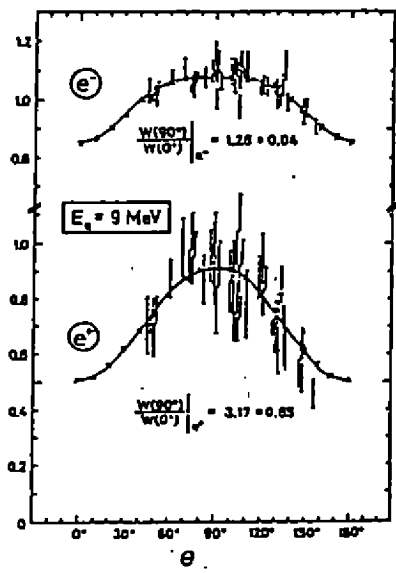


Fig 10

there is data for both electron and positron induced fission.

I am not sure that at this point there is much I can say about these fits other than to remark that we have the means of analysing such distributions if you believe our spectra - or to put it the other way around, there is nothing here to invalidate our calculations of N_{M}^{24} .

To see something more interesting we really have to select the energy of the levels we are looking at in fission, and this would mean measuring the energy of the scattered electron, that is making a coincidence measurement.

Let us look at the angular distributions one would expect from a

single transition state in fission by real photons. Fig (11) shows a rendering of a three-dimensional polar map for the angular distribution for a K-0 dipole transition state (remember these are described by symmetric top type quantum numbers J, K and M). In this figure the beam direction is vertical and fragments are emitted preferentially at 90° (equally in all directions if the photons are unpolarized) and not at all in the forward direction; the result is a polar plot which resembles a donut seen from the side. Fig (12) shows the same for K-1; in this case forward-backward emission is preferable but 90° is possible - remember this as the peanut shape.

We will be comparing these with distributions from electrofission where the final electron has been detected in an imaginary coincidence measurement. Fig (13) shows the geometry. The initial and final electron directions define the scattering plane which also contains the momentum transfer vector \vec{q} . Supposing the electron to be scattered at a fixed angle (40° in our case), the fission fragments will then be emitted in a pattern which has a recognizable axis of

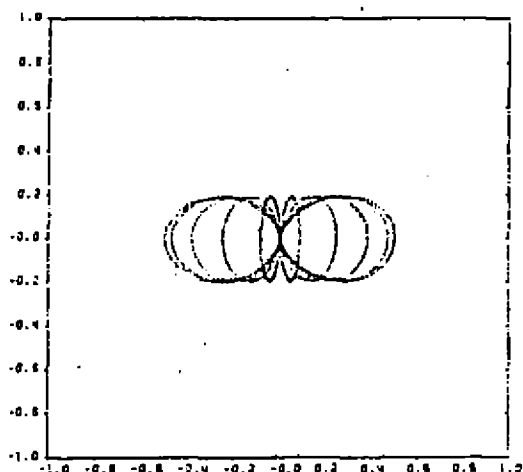


Fig 11

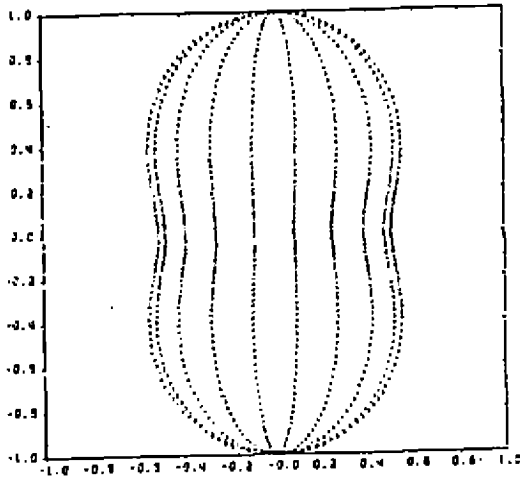


Fig 12

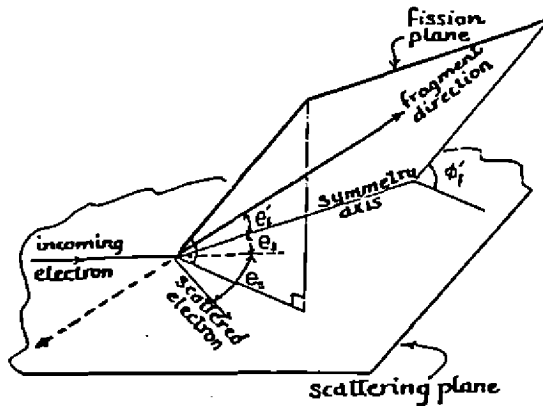


Fig 13

symmetry, also in the scattering plane, which we identify as the direction of the virtual photon. Where possible we use the polar angles θ'_i, ϕ'_f measured with respect to this axis when plotting our distributions.

Let us look at an M1 transition - this is simpler because M1 is purely transverse and we may expect to get something like the real photon pattern. Look at fig (14) for K=0 and you will recognize the donut-shaped pattern similar to that in fig (12). In this case it does not have azimuthal symmetry which indicates that the virtual photons are effectively polarized with respect to the scattering plane. For K=1 (fig (15)) we see the same effect - the peanut-shaped distribution is similar to fig (13) for real photons but slightly flattened due to

the polarization.

Going back to fig (14), the plane of the diagram is the scattering plane and we have marked the beam direction, \vec{z} , and the momentum transfer direction, \vec{q} , on the figure. Notice that the effective photon direction is not the same as the momentum transfer direction. This is the result of Coulomb distortion; in the plane-wave calculation the virtual photon is the only means of transfer of momentum to the nucleus but the DW treatment, since it includes the scattering of the electron by the nuclear Coulomb field and this also involves transfer of momentum, the photon and q directions are not the same (it is commonly assumed that they are).

Now look at an E1 transition. In this case (electron scattering angle $\theta_e = 40^\circ$) the excitation is dominantly longitudinal. The K=0 distribution is entirely different (see fig (16)) the fragments being pushed out preferentially forwards and backwards and not at all at 90

For K=0 it seems that the preferred direction indicates the polarization direction (in the classical sense - the electric field direction). For K=1 (fig (17)) the distribution is again quite

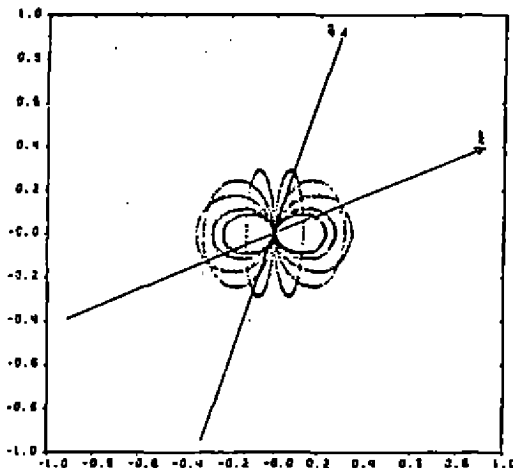


Fig 14

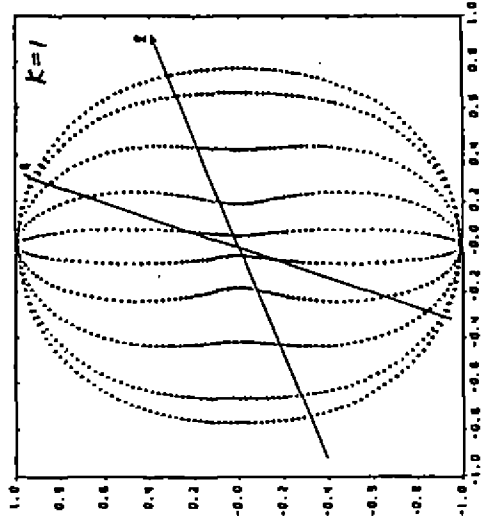


Fig 15

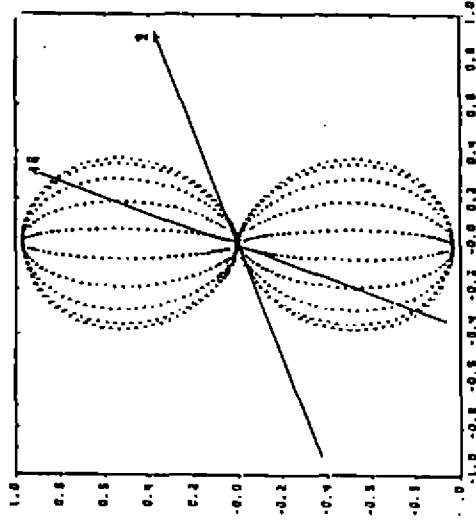


Fig 16

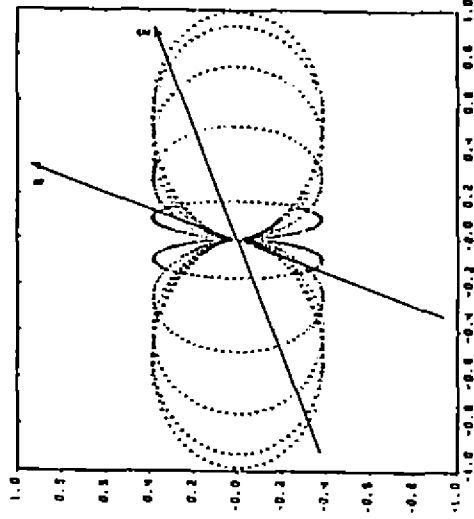


Fig 17

different, in fact it looks more like the K=0 pattern of the previous case (fig (12)).

We can continue to play these games with higher multipoles but the patterns get more complicated and we have not used adequate computer graphics to get a clear picture. To give an example, for L=2, K=0 photons we should get fig (18) which is like a flower shaped surface with an identical one pointing backwards. For electrons we get fig (19) for a magnetic transition (M2); this looks rather skewed because in this case we have made the plot with respect to the beam direction as the polar axis rather than the symmetry axis (which our program failed to find). Actually we have the same flower pattern, slightly squashed, defining the photon direction. The same case for E2 appears in fig (20) - again the symmetry is hard to see because of the poor way we have plotted it. But the conclusions are the same - M2 photons look much like real photons, E2 are entirely different.

5. Conclusions

I hope that I have convinced you that it is profitable to analyse electrofission and similar processes in terms of the properties of the intermediate virtual photons.

We are confident in our virtual photon calculations but to expect others to share our confidence there are experiments which need to be done to verify them. We need excitation and angular distributions etc. for higher order transitions for which the quantum numbers are known. Particularly we need these for heavy nuclei to test our DW calculations more severely.

Coincidence experiments measuring angular correlations would be most interesting - but everyone knows that. The correlations need to be kept in mind even if not being specifically measured because in any experiment where we do not have detectors covering possible angle some

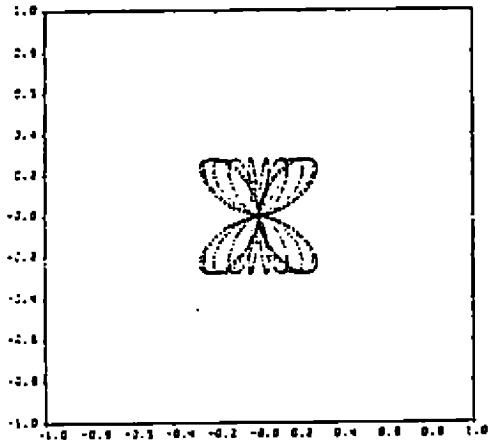


Fig 18

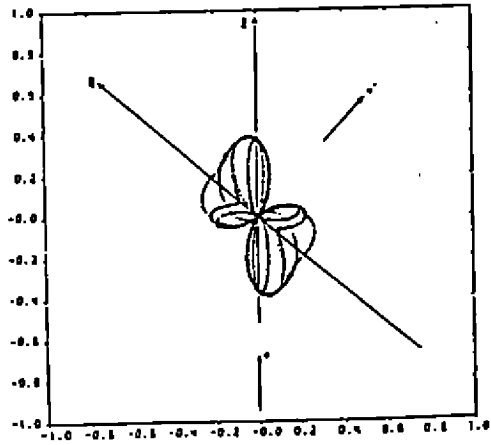


Fig 19

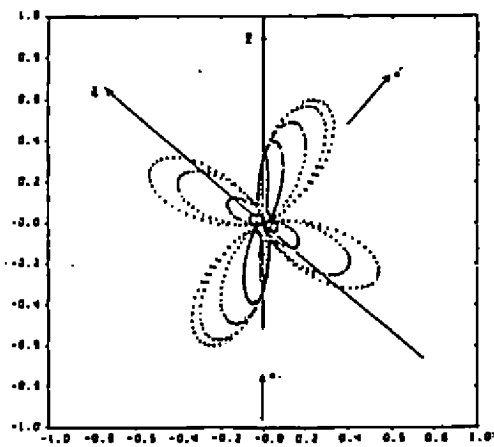


Fig 20

assumption must be made about the angular distribution. At low energy moreover the difference between the symmetry direction and the momentum transfer direction may not be ignored.

Positrons and muons can be served equally well by the same programs - we have only to change the mass and charge (although we realize that the experimentalist has quite a lot more to do to achieve the same end). I have mentioned some positron experiments and there have been some muon scattering experiments at Los Alamos (12), and if anyone feels moved to perform such experiments we would be happy to cooperate.

Many of the calculations displayed here were the work of my former student Farid Zamani-Noor (13) now on the faculty of Villanova University in Philadelphia. I want to acknowledge his hard work and thank him for permission to present them here.

Finally I would like to thank my hosts for inviting me here, the Physical Society of Brazil, the FAPESP for travel and support and my colleagues and friends at USP for their hospitality and interest.

References

1. Arakatu, Vemura, Sonada, Shimizu, Kimura and Kuraoda
Proc. Phys-Math. Soc. of Japan 23 57 (1941)
2. R. O. Haxby, W. E. Shoupp, W. E. Stephens, W. H. Wells,
Phys. Rev. 59 57 (1941)
3. Y. N. Ranyuk, and P. V. Sorokin, Sov. J. Nucl. Phys.
5 377 (1967)
4. P. Durgapal and D. S. Onley, Phys. Rev. C27 523
(1983)
5. W. R. Dodge, E. Hayward, E. Wolyneq, Phys. Rev. C28
150 (1983)

6. A. Veyssiére, H. Beil, R. Bergere, P. Carlos, A. Lapretre and K. Kernbath, Nucl. Phys. A199 45 (1973)
7. J. T. Caldwell, E. J. Dowdy, B. L. Berman, R. A. Alvarez and P. Meyer, Phys.Rev. C21 1215 (1980)
8. J. D. T. Arruda Neto and B. L. Berman Nucl. Phys. A349 483 (1980)
9. H. Stroher, R. D. Fischer, J. Drexler, K. Huber, U. Kneissl, R. Ratzek, H. Ries, W. Wilke and H. J. Maier, Pys. Rev. Lett. 47 318 (1981) also Nucl. Phys. A328 237 (1981)
10. J. D. T. Arruda Neto, S. B. Herdade, I. C. Nascimento and B. L. Berman, Nucl. Phys. A389 378 (1982)
11. T. Weber, J. Drexler, R. D. Heil, K. Huber, U. Kneissl, G. Mark, H. Rels, H. Stroher and W. Wilke, Z. Phys. A315125 (1984)
12. C. J. Orth, J. D. Knight, K. Wolfsberg and M. W. Johnson, Phys. Rev. C21 967 (1980)
13. F. Zamani-Noor, Dissertation (1984) Ohio University, Athens, Ohio

IONIZAÇÃO DE CAMADAS INTERNAS POR PARTÍCULAS CARREGADAS - ASPECTOS TEÓRICOS E EXPERIMENTAIS

E.C. Montenegro

Pontifícia Universidade Católica, Departamento de Física
Rio de Janeiro, R.J., CEP 22453, BRASIL

INTRODUÇÃO

Desde o fim dos anos sessenta, época em que se iniciou a comercialização de detectores semicondutores de alta resolução a física de camadas atômicas internas e, em particular, o estudo da produção de raios-X por íons pesados, vem armazenando um considerável arsenal de resultados teóricos e experimentais. Muito se acrescentou aos estudos experimentais pioneiros de Chadwick⁽¹⁾ e Thomson⁽²⁾ bem como à Teoria de Bethe⁽³⁾, trabalhos responsáveis pela base do conhecimento nesta área por mais de 30 anos. Ionização Coulombiana direta, modelo de orbitais moleculares, ionização múltipla, captura, variações nas taxas de decaimento, raios-X moleculares transientes são exemplos do vastíssimo espectro de fenômenos que podem ser abordados no estudo das colisões íon-átomo. Tal abrangência seria impossível de ser considerada no tempo disponível a esta palestra. Entretanto boa parte dos fenômenos resultantes do processo de colisão são mais significativos, ou evidenciados, na região de baixas velocidades quando a velocidade do projétil (v) é menor que a velocidade orbital dos elétrons diretamente relacionados ao processo em estudo (por exemplo velocidade do elétron K se o processo considerado for a ionização da camada K do alvo). Este regime é dito adiabático e nesta exposição limitar-me-ei a descrever de forma qualitativa alguns dos processos mais significativos que ocorrem nestas colisões lentas. Revisões mais detalhadas e abrangentes podem ser encontradas, por exemplo, nas compilações de Crasemann⁽⁴⁾ e Gray⁽⁵⁾.

INTERAÇÃO COULOMBIANA DIRETA

Em colisões assimétricas ($Z_1/Z_2 < 0,3$) o mecanismo dominante na produção de vacâncias nas camadas internas é a interação coulombiana direta. O projétil ao penetrar no átomo perturba

ba, via interação coulombiana, o elétron atômico proporcionando lhe uma certa probabilidade de ser ejetado. O átomo com a vacância criada se desexcita ou por decaimento radiativo ou por auto ionização (Auger) conforme ilustra a figura (1). A energia das linhas de raios-X e o espectro Auger são características de cada elemento e podem ser utilizados na identificação de componentes desconhecidos numa determinada amostra. O método PIXE (Particle Induced X-Ray Emission) é atualmente um método consagrado de análise multielementar e implantado na maioria dos aceleradores de médio porte (~ MeV) em operação. (6)

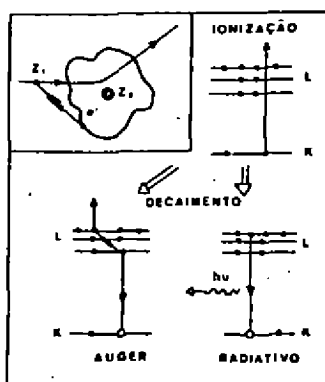


Figura 1 - Ilustração do processo de ionização direta e dos possíveis mecanismos de desexcitação de um átomo com uma vacância na camada K.

A maior parte das medidas existentes de seções de choque de ionização foram realizadas indiretamente através da medida da produção de raios-X. A detecção de elétrons Auger é mais exigente com respeito à qualidade do alvo devido a sua sensibilidade ao estado da superfície e por isso as medidas com raios-X, nas quais estas restrições podem ser mais facilmente contornadas, são mais populares. A seção de choque de produção de raios-X é relacionada com seção de choque de ionização por meio do rendimento de fluorescência ω ($\sigma_x = \omega \sigma_i$), que mede a razão entre a largura radiativa e a largura total (radiativa + Auger) do estado onde a vacância foi criada. Esta relação, embora deva ser vista com cautela no caso de colisões simétricas ou pouco assimétricas, serve como base ao arranjo experimental que passa rel a descrever a seguir.

ARRANJO EXPERIMENTAL

Medidas de seção de choque de produção de raios-X podem ser feitas tanto com alvos finos quanto com alvos espessos. Em colisões assimétricas não há praticamente diferença entre os resultados obtidos com os dois tipos de alvos. Em colisões quase-simétricas e mesmo nas pouco assimétricas ($Z_1/Z_2 \geq 0,3$) ocorrem diferenças significativas entre estes dois casos. A utilização de alvos espessos aumenta a complexidade da análise mas, como é o mais ilustrativo dos diferentes processos que podem contribuir para a produção de raios-X, será o que passarei a descrever. Ao longo dos últimos dez anos as duas espécies de alvos foram extensivamente utilizados nas medidas realizadas no acelerador Van de Graaff da PUC/RJ.

A figura (2) ilustra o arranjo experimental básico utilizado na medida de seção de choque de produção de raios-X em alvos espessos. O feixe de íons (monoionizados) emergentes do acelerador passa através de um "stripper" gasoso que tem por finalidade aumentar seu estado de carga. Tal procedimento é necessário devido ao pequeno produto massa-energia do ímã analisador atualmente disponível. Após ser analisado e convenientemen-

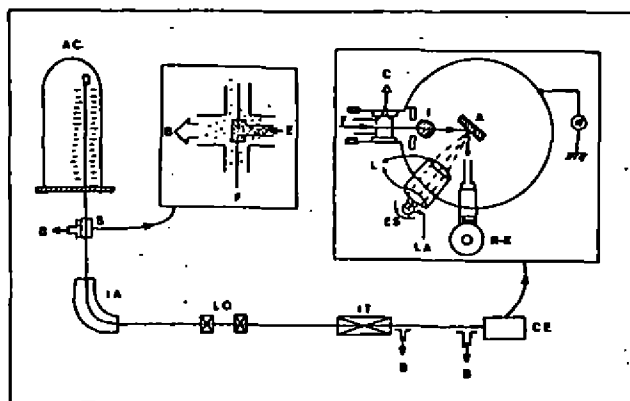


Figura 2 - Esquema do arranjo experimental: (A) alvo; (AC) acelerador; (B) bombas difusoras; (C) colimadores; (CE) câmara de espalhamento; (E) entrada de ar; (ES) Espelho esférico; (F) feixe de partículas; (I) ímã defletor de elétrons; (IA) ímã analisador; (IT) ímã de triagem; (L) lentes óticas; (LA) lâmpada; (LQ) lentes quadrupolares; (S) "Stripper"; (R-X) Detetor de raios-X.

te focalizado o feixe incide na câmara de espalhamento que está eletricamente isolada da linha. Os fótons produzidos pelo feixe são detetados em um detetor Si-Li localizado dentro da própria câmara para minimizar efeitos de absorção. O "yield" de raios-X (nº de fótons produzidos por partícula incidente) é então convertido na seção de choque através de um tratamento apropriado do conjunto de dados⁽⁷⁾. Este arranjo experimental é tradicional e o único ponto que merece destaque é o sistema de lentes óticas adaptadas à câmara de espalhamento para aumentar a temperatura do alvo. O aumento de temperatura do alvo inibe o depósito, em sua superfície, de impurezas provenientes principalmente do óleo das bombas difusoras. Este depósito pode causar erros significativos na medida do "yield" devido à perda de energia do projétil na camada depositada.

COLISÕES ASSIMÉTRICAS NO REGIME ADIABÁTICO

As colisões assimétricas, principalmente aquelas em que prótons, deutérons e He^+ são utilizados como projéteis, são as mais extensivamente estudadas tanto do ponto de vista teórico quanto experimental, abordando praticamente toda a tabela periódica. A interação coulombiana direta, tão rica em peculiaridades, aqui também apresenta mais um resultado inesperado tornando formalmente idênticas as seções de choque totais calculadas utilizando-se a aproximação de Born (projétil tratado como ondas planas) e a aproximação Semi-Clássica (projétil tratado como partícula clássica percorrendo uma trajetória retilínea)⁽⁴⁾. Esta providencial identidade entre tão distintas visões do problema de colisão permite uma flexibilidade extremamente confortável na interpretação da dependência, muitas vezes complexa, da seção de choque de ionização com os diversos parâmetros relevantes ao sistema em estudo, como por exemplo números atômicos, energias de ionização, energia do projétil, etc. Devido à facilidade de cálculo e às possibilidades de interpretação mencionadas acima, estas teorias constituem a base para a análise dos resultados fornecidos pela experiência.

A dependência com a velocidade da seção de choque de ionização aparece nestas teorias de 1ª ordem através do momento transferido mínimo, $q_0 = \sqrt{2HE} - \sqrt{2H(E-I)}$. No caso de projéteis massivos, a massa M do projétil é muito maior que a massa do elétron e assim, mesmo que a velocidade v do projétil seja muito

menor que a velocidade de Bohr do elétron ativo (região adiabática) temos que a energia de ionização do elétron, I , é muito menor que a energia E do projétil e o momento transferido pode então ser aproximado por $q_0 \approx I/v$. Este resultado é importante porque sugere uma lei de escala para a seção de choque de ionização: a dependência com a velocidade para qualquer par projétil-alvo deve dar-se de acordo com o parâmetro $q_0^{-1} = v/I$, ou, alternativamente, em termos do parâmetro adimensional $\xi = kv/Ia_2$ (a_2 é o raio de Bohr do elétron ativo) denominado parâmetro adiabático.

A fim de ilustrar os diversos processos que tomam parte na produção de raios-X em alvos espessos, passarei a analisar o comportamento da seção de choque de produção de raios-X K, do Ti e Fe quando C^{++} , N^{++} e O^{++} são usados como projéteis⁽⁸⁾. A figura (3) ilustra os resultados experimentais⁽⁸⁾ convenientemente normalizados⁽⁹⁾ a fim de destacar a lei de escala prevista teoricamente. A curva cheia é a previsão da aproximação de Born. Embora haja um transparente desacordo entre teoria e experiência pode-se notar que, com exceção do Oxigênio no Titânio, quanto maior é o número atômico do projétil maior é a discrepância com relação à teoria.

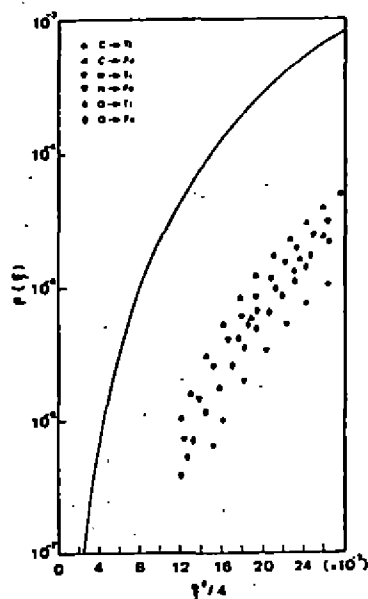


Figura 3 - Função universal prevista pela aproximação de Born.

Conforme foi dito anteriormente, o processo de colisão pode ser alternativamente descrito pela aproximação de Born ou pela aproximação Semi-Clássica (SCA). Nesta última teoria é possível determinar a probabilidade de ionização para um determinado parâmetro de impacto. A seção de choque é dada por $\sigma_1 = 2\pi \int_0^{\infty} bI(b)db$ e a função $bI(b)$ é aquela que caracteriza a região na qual a ionização ocorre com maior probabilidade. A figura (4) (A e B) ilustra o comportamento típico previsto pela SCA para a função $bI(b)$. As curvas cheia e tracejada na figura (4B) correspondem, respectivamente, a valores decrescentes da velocidade. Tanto o parâmetro de impacto dominante $\hbar v/I$, quanto o valor absoluto da função $bI(b)$ decrescem com a diminuição da velocidade. Este tipo de comportamento pode ser entendido notando-se que o momento transferido $q_0 = I/v$ é da ordem do momento do elétron no estado inicial, já que em colisões lentas o elétron é ejetado com energia cinética praticamente nula. Assim $p \sim I/v$ e, pelo princípio da incerteza, a região da função de onda inicial que está sendo sondada é aquela para a qual $r \sim \hbar/p \sim \hbar v/I$. Quanto menor for a velocidade do projétil maior deve ser o momento do elétron que contribui para a ionização e mais interna é a região da função de onda sondada.

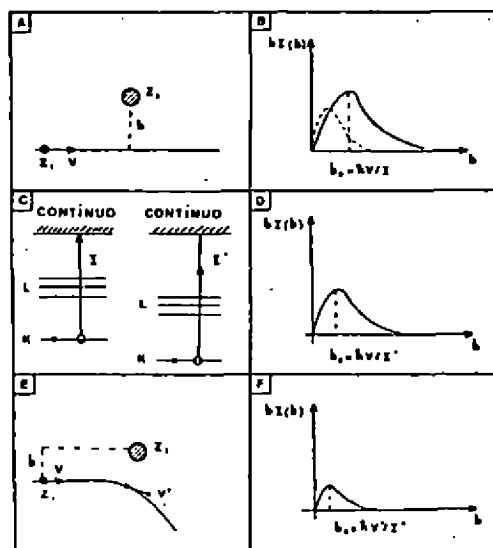


Figura 4 - Ilustração dos efeitos de aumento da energia de ligação e de deflexão pelo campo coulombiano do alvo no parâmetro de impacto dominante.

As principais consequências da penetração do projétil em regiões interiores da função de onda eletrônica são um aumento da energia de ligação do elétron ativo, já que este encontra-se submetido ao campo conjunto do núcleo alvo e do projétil, e uma diminuição da velocidade do projétil na distância de menor aproximação, devido à repulsão coulombiana do núcleo alvo. Estes dois efeitos estão ilustrados na figura (4) (C, D, E e F) e atuam no sentido de diminuir o parâmetro de impacto dominante, causando uma considerável redução na seção de choque teórica. Deve ser observado que quanto maior for o número atômico do projétil maior é a perturbação sofrida pelo elétron ativo e portanto a consideração deste efeito deve levar a coalescer os pontos experimentais apresentados na figura (4). Quando incorporados à SCA⁽¹⁰⁾, acrescidos de uma correção relativística necessária para descrever corretamente a região de altos momentos da função de onda eletrônica^(10,11) obtêm-se então uma melhora considerável do acordo entre teoria e experiência. A figura (5) ilustra o resultado do procedimento descrito. Além de um melhor acordo em termos de valor absoluto é nítida a universalização dos pontos experimentais.

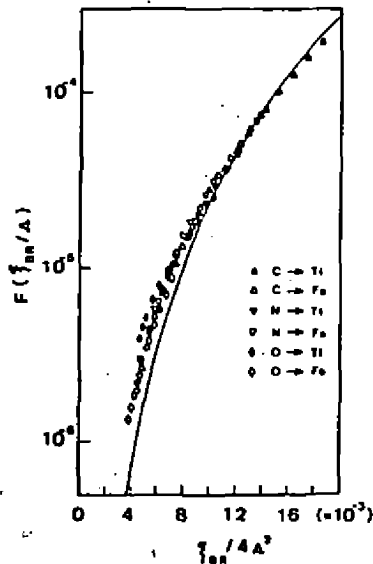


Figura 5 - Função universal corrigida.

A teoria construída segundo o procedimento descrito a-

cima apresenta um acordo extremamente bom quando comparada a um considerável conjunto de resultados experimentais numa ampla faixa de velocidades ^(9,10). Este acordo, obtido no caso de colisões assimétricas nas quais o mecanismo de interação coulombiana direta é o dominante, fornece suficiente credibilidade à descrição da interação coulombiana de forma a poder ser considerada de outra origem a discrepância observada na figura (5). Em baixas velocidades há uma clara tendência dos pontos experimentais situarem-se acima da previsão teórica sendo o par mais discrepante justamente o mais simétrico, i. é, 0 em T_i . Passarei a seguir a analisar as razões deste comportamento.

CAPTURA E RECUO EM COLISÕES POUCO ASSIMÉTRICAS

Além da ionização direta dois outros processos podem provocar a produção de raios-X da matriz: o recuo do átomo alvo em uma colisão próxima com o projétil e a captura do elétron interno do alvo pelo projétil.

No caso de colisões pouco simétricas, o projétil pode transferir uma considerável fração de sua energia cinética para um átomo do alvo em colisões de pequeno parâmetro de impacto. O átomo de recuo comporta-se então como um projétil secundário no interior do alvo podendo efetuar uma colisão, neste caso simétrica, com um outro átomo da amostra. Esta situação está ilustrada na figura (6A). Embora seja um canal possível, a interação coulombiana direta é, no caso de colisões simétricas adiabáticas, um mecanismo secundário de produção de vacâncias. Estas são produzidas preferencialmente pela promoção do elétron ativo nos orbitais moleculares formados durante a colisão. A figura (6B) ilustra o diagrama de níveis para o processo. Como a seção de choque para produção de vacâncias na camada L é bastante elevada, o átomo que recua na primeira colisão tem uma alta probabilidade de ter uma dessas vacâncias criada. Esta vacância evolui adiabaticamente no orbital molecular $2p\pi$ e, a pequenas separações internucleares de outro átomo da matriz, existe uma alta probabilidade de ocorrer sua transferência para o orbital molecular $2p\sigma$ ^(12,13) via acoplamento rotacional resultando, na etapa de saída da colisão, na partilha da vacância K entre os dois parceiros da colisão. O cálculo da contribuição de recuo pode ser efetuado utilizando-se o modelo de Brandt e Lapicki ⁽¹⁴⁾ convenientemente normalizado ⁽⁸⁾ de modo a obedecer a dependência

com Z fornecida por Burch (ver P. Richard na referência 4) em seu cálculo de colisões simétricas.

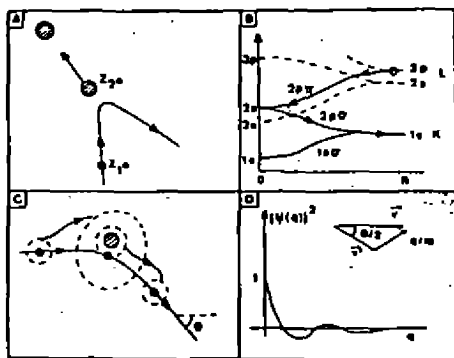


Figura 6 - Ilustração dos processos de recuo e captura.

O processo de captura é reconhecidamente importante para a produção de raios-X K em colisões íon-átomo nas quais o projétil está desplido de seus elétrons $1s$ ⁽¹⁴⁾. Em baixas velocidades a captura K-K é muito mais provável do que as capturas KL + KH + ... etc e somente no caso em que o projétil tem vacâncias na camada K, abrindo assim o canal K-K para a captura, esta se torna um mecanismo competitivo com a ionização direta ou recuo.

Um íon pesado ao penetrar no alvo sofre uma série de colisões sucessivas, ganhando e perdendo elétrons, até atingir uma situação de equilíbrio na qual pode lhe ser associada uma carga efetiva média. Esta carga efetiva é tanto maior quanto maior for a velocidade do projétil. Assim, em colisões lentas, a carga efetiva tende a diminuir indicando que os elétrons mais internos estão sendo mantidos solidários ao projétil e fechando dessa forma o canal de captura K-K.

Da mesma forma que a ionização, a captura em colisões lentas se dá a pequenas separações internucleares. Nestas condições o elétron K do projétil (supondo a colisão pouco assimétrica) é fortemente promovido, indo ocupar os orbitais moleculares elevados, tais como o $3d\sigma$, $4f\sigma$ ou $5g\sigma$ da molécula transiente. Desta promoção adiabática decorre uma diminuição da energia cinética média desses elétrons que, tornando-se lentos, são incapazes de acompanhar a rápida mudança de momento sofrida pelo projétil ao efetuar uma colisão próxima com o núcleo alvo. A figura (6D)

ilustra a distribuição de momentos do elétron promovido ao orbital molecular $4f\sigma$ indicando a maior concentração da distribuição na região de pequenos momentos. Assim, o projétil ao passar pela região próxima à distância de menor aproximação, onde a captura é mais provável, tem uma certa probabilidade de perder seu elétron K criando então a possibilidade da ocorrência de uma captura K-K. Este processo está esquematicamente ilustrado na figura (6C). A probabilidade de captura pode ser então calculada determinando-se a probabilidade do elétron associado ao projétil não mais lhe pertencer (através de uma aproximação rápida) e multiplicando-se esta probabilidade pela seção de choque de captura na aproximação OBK-Nikolaev (8,16).

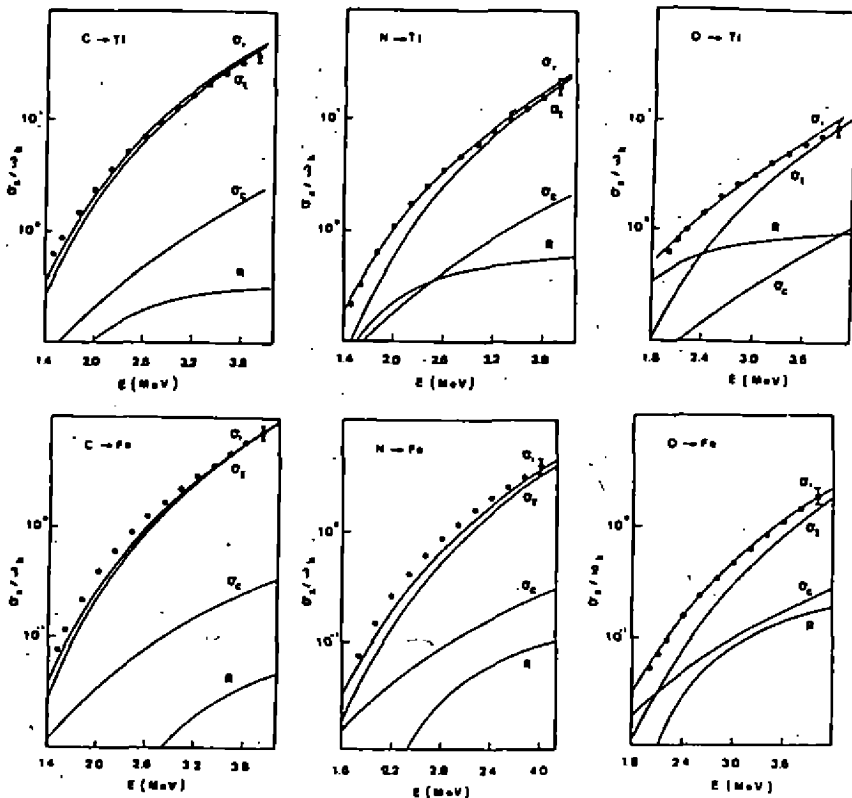


Figura 7 - Contribuições da ionização direta, recuo e captura na produção de raios-X.

A figura (7) mostra as contribuições da ionização direta, recuo e captura para diversos pares projétil-alvo. É interessante observar o domínio da ionização direta no caso do projétil mais leve (C) e o progressivo aumento das contribuições de recuo e captura à medida que o projétil vai se tornando mais

pesado. Nos pontos de menor velocidade o recuo ($0+Ti$) ou a captura ($0+Fe$) chegam a se tornar os mecanismos principais de produção de raios-X. Finalmente a figura (8) apresenta a universalidade da seção de choque de ionização direta obtida subtraindo-se as contribuições de recuo e captura da seção de choque de produção de raios-X. O acordo é extremamente satisfatório e ilustra as excelentes possibilidades do tipo de abordagem que usualmente vem sendo adotada para as colisões íon-átomo: a utilização de modelos razoavelmente simples, em geral analíticos, capazes de descrever os diferentes processos que contribuem para a formação de vacâncias nas camadas internas deixando transparecer de forma clara os fenômenos físicos envolvidos.

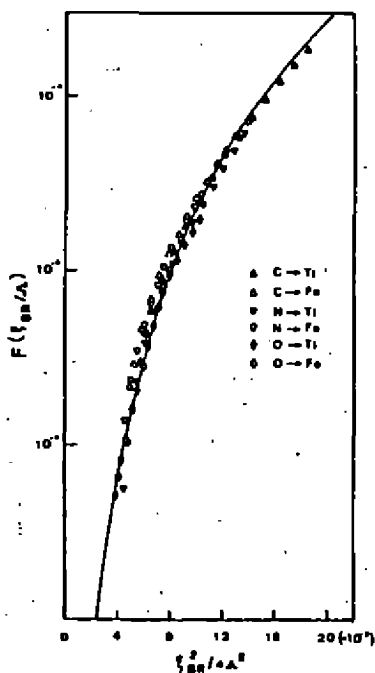


Figura 8 - Função universal gerada pela contribuição da ionização direta.

REFERÊNCIAS

- (1) Chadwick, J. Phil. Mag. 24, 594 (1912) e Phil. Mag. 25, 193 (1913).
- (2) Thomson, J.J. Phil. Mag. 28, 620 (1914).
- (3) Bethe, H; Annalen der Physik, 5, 325 (1930).

- (4) Crasemann, B. editor; Atomic Inner-Shell Processes, Acad. Press (1975).
- (5) Gray, T. editor; Methods of Experimental Physics, vol. 17, Acad. Press (1980).
- (6) de Pinho, A.G., E.C. Montenegro, C.V. Barros Leite, G.B. Baptista e A.S. Paschoa, An. Acad. Bras. Cienc. 51, 365 (1979).
- (7) de Castro Faria, N.V., F.L. Freire Jr., E.C. Montenegro, A.G. de Pinho and E.F. da Silveira, J. Phys. B17, 2307 (1984).
- (8) Sigaud, G.M; Tese de Doutorado PUC/RJ (1985).
- (9) Basbas, G., W. Brandt and R. Laubert; Phys. Rev. A7, 983 (1973).
- (10) Montenegro, E.C. and G.M. Sigaud; J. Phys. B18, 299 (1985).
- (11) Brandt, W. and G. Lapicki; Phys. Rev. A10, 474 (1979).
- (12) Briggs, J.S. and Macek, J., J. Phys. B5, 579 (1972).
- (13) Meyerhof, W.E.; Phys. Rev. Lett. 31, 1341 (1973).
- (14) Brandt W. and R. Laubert; Phys. Rev. A11, 1233 (1975).
- (15) Lin, C.D. and P. Richard; Adv. At. Molec. Phys. 17, 273 (1981).
- (16) Lapicki, G. and F.D. McDaniel, Phys. Rev. 22, 1896 (1980).

UMA INTERFACE ENTRE A FÍSICA NUCLEAR E A FÍSICA ATÔMICA: COMO MEDIR TEMPOS NUCLEARES OBSERVANDO TRANSIÇÕES ATÔMICAS

Alceu G. de Pinho

Departamento de Física, Pontifícia Universidade Católica
Cx.P. 38071, Rio de Janeiro, RJ, Brasil

RESUMO. Nesta palestra de revisão são relatadas observações recentes em que processos resultantes da ionização em colisões íon-átomo são observados em coincidência com processos nucleares (onde o núcleo do íon incidente atinge o núcleo do átomo alvo). O atraso introduzido pela reação nuclear afeta o resultado da colisão atômica e se manifesta quer nos raios X (pósitrons) emitidos no sistema do átomo unido (AU) quer nos raios X (elétrons Auger) emitidos pelos átomos separados (AS), após a colisão. Ambos os efeitos servem para obter informações sobre os tempos de reação (em geral bem inferiores a 10^{-16} s). Dentro dessa mesma linha, outras possibilidades experimentais são discutidas.

I - INTRODUÇÃO

Num encontro que reúne físicos nucleares e atômicos, parece oportuno trazer para debate um tema que vem merecendo atenção crescente de teóricos e experimentais destas duas áreas da física e que é uma espécie de interface entre as mesmas. De um lado, temos as interações fortes e de curto alcance características dos processos nucleares, e, de outro, as interações relativamente fracas e de longo alcance que aparecem na descrição dos sistemas atômicos. Em que condições é importante considerar simultaneamente as duas, num problema de muitos corpos envolvendo o núcleo e os elétrons atômicos, é o objetivo desta palestra.

Existem efeitos bem conhecidos de propriedades nucleares estáticas (como tamanho, forma e momentos) nos espectros atômicos. Existem também transições eletrônicas como captura eletrônica e conversão interna acompanhando transições nucleares. Igualmente é bem conhecido como a excitação ou ionização (real ou virtual) de elétrons de camadas internas pode modificar os valores da energia máxima do espectro beta ou, equivalentemente, o valor do Q de reações nucleares tipo (p,n) ou (^3He , ^3H). Estes

pontos, por serem conhecidos há muitos anos, perfeitamente esta-
belecidos experimentalmente e bem explicados teoricamente, se-
rão deixados de lado nesta palestra. São aspectos dinâmicos que
ocorrem durante uma reação nuclear e que podem influenciar ou
ser influenciados por elétrons de camadas internas que serão
discutidos a seguir. Proposições nesse sentido são bastante anti-
guas como a apresentada por Gugelot (1) na Conferência Inter-
nacional sobre Interações Diretas e Mecanismos de Reações Nu-
cleares, realizada em Pádua em 1962. Num outra direção, houve
uma interessante sugestão feita por Ciochetti e Molinari (2) em
1965. Mas só em 1978-79 apareceram trabalhos experimentais con-
clusivos que provocaram um crescente interesse na exploração des-
ta fronteira entre esses dois ramos da física. Um dos trabalhos
é de Chemin et al (3) e outro de Blair et al (4). Eles seguem
as duas vertentes acima mencionadas. Nesta palestra seguiremos,
de perto, duas exposições com o caráter de "review papers" fei-
tas por Merzbacher (5) e por Meyerhof (6) em conferências inter-
nacionais recentes.

Do ponto de vista nuclear, tanto o efeito previsto
por Gugelot quanto aquele sugerido por Ciochetti e Molinari per-
mitem, em princípio, o acesso a tempos de vida de estados do nú-
cleo composto ou, alternativamente, a larguras de níveis Γ . Me-
didas de tempo de vida cada vez mais curtos são um constante de-
safio aos experimentais e, neste sentido, a física atômica já
tinha fornecido, há mais de uma década atrás, uma interessante
possibilidade que é o estudo de reações em condições de cana-
lização por uma rede cristalina (efeito de bloqueio). Os proces-
sos que serão discutidos a seguir abrem, contudo, perspectivas
muito mais ricas pois permitem a observação de fenômenos mais
sutis e informações mais detalhadas do interesse tanto do físico-
co atômico quanto do físico nuclear.

II - A SEQUÊNCIA TEMPORAL NAS REAÇÕES NUCLEARES

Apenas para situar o problema, mas sem nenhuma preten-
são de rigor, será apresentada, de modo esquemático, uma descri-
ção das várias alternativas de uma interação nuclear tendo o
tempo como parâmetro característico. Será feita uma distinção
entre sistemas altamente assimétricos e sistemas quase-simétri-
cos. No primeiro caso, um próton ou neutron, por exemplo, de al-
guns MeV atinge um alvo de massa média ou grande ($A = 100-200$).

O projétil, será sempre designado pelo índice 1 e o alvo pelo índice 2. A situação pode ser acompanhada na figura 1. Inicialmente, podemos ter uma reflexão parcial da função de onda do projétil, o que se chama SES (shape elastic scattering). O tempo característico desta colisão é $t_n \sim (R_1 + R_2)/v_1 \leq 10^{-22}$ s. A parte da função de onda do projétil que penetra no núcleo começa transferindo energia para um nucleon. Se o processo de interação é interrompido neste ponto, temos uma interação direta cujo tempo não é muito maior que o do processo anterior. Porém, a forte interação entre os nucleons pode levar a processos de complexidade crescente gerado por colisões múltiplas. Podemos ter ressonâncias do tipo "doorway" ou análogas isobáricas com tempo da ordem de 10^{-21} ou 10^{-20} s. Se um núcleo composto (NC) é finalmente formado, os vários canais de saída tem probabilidades relativas que independem do modo de formação. Dependendo do momento angular total e da energia de excitação, o atraso característico na desexcitação do NC pode ir até 10^{-16} ou 10^{-15} s. Um dos canais de saída é o CES (compound elastic scattering): a partícula que sai é equivalente à que entrou, mas sai atrasada.

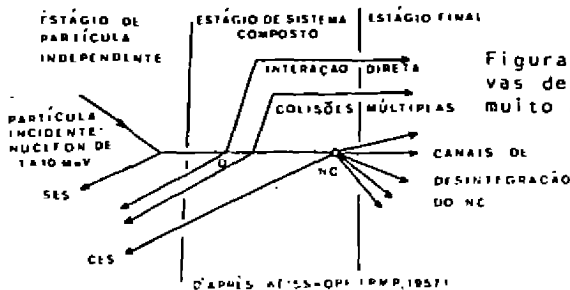


Figura 1 - Possíveis alternativas de reações entre sistemas muito assimétricos.

No caso de projéteis e alvos complexos envolvendo energias até uns 10 MeV/u é possível uma descrição quase clássica pois o comprimento de onda associado ao projétil λ_1 é menor que $(R_1 + R_2)$. Agora, as barreiras coulombiana e centrífuga vão desempenhar um papel determinante na evolução do sistema (ver fig. 2). Inicialmente, a componente radial da energia cinética incidente é dissipada e a maior parte da componente angular da energia cinética serve para comunicar uma rotação ao sistema como um todo. Se a barreira coulombiana, proporcional a $Z_1 Z_2$, não for muito alta ($Z_1 Z_2 \leq 2000$) e o momento angular total (MAT) não for muito elevado, temos um NC em geral de vida mais curta que no primeiro caso, pois as energias de excitação são agora bem

maiores. Um tempo de 10^{-19} ou 10^{-18} s é típico. Se a barreira é bem baixa ($Z_1 Z_2 \leq 1000$) temos a evaporação de alguns nucleons deixando um núcleo residual altamente excitado e com spin nuclear elevado que esfria através de uma cascata de gamas. Para $Z_1 Z_2$ intermediário o sistema evolui para uma fissão quase simétrica. Aliás, este estágio pode ser alcançado diretamente para $Z_1 Z_2$ elevados, sem passar pelo NC. Neste caso, tempos de 10^{-21} s são típicos. Se $Z_1 Z_2 \geq 2000$ as barreiras impedem uma verdadeira coalescência do projétil e do alvo; pode haver troca de alguns nucleons e os produtos finais são semelhantes aos núcleos iniciais. A variância na distribuição em Z ou A dos produtos depende do tempo de coalescência, $\sigma_Z^2 \propto T$. Os valores máximos de T são da ordem de 10^{-20} s. A este processo dá-se o nome de reação "deep inelastic" (DI).

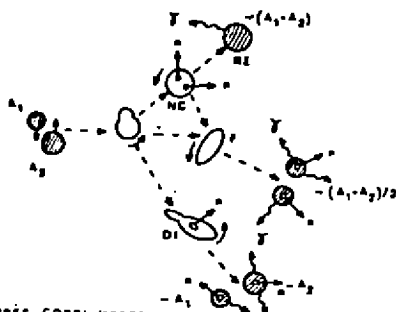


Figura 2 - Possíveis alternativas de reações entre sistemas quase-simétricos.

D'APRÉS GOSSI (1980)

III - COLISÕES ATÔMICAS

Por comodidade e por ser o caso mais comum nas experiências que serão mencionadas posteriormente, vamos nos referir à produção de vacâncias na camada K no processo de colisão íon-átomo. Vamos nos restringir a colisões com projéteis na faixa 1-10 MeV/u. Notemos que, para 1 MeV/u, $v_1 = 1,4 \times 10^9$ cm s⁻¹. Na camada K, a velocidade média do elétron é $v_K = Z_2 \alpha c$ onde $\alpha c = v_0 = 2,2 \times 10^8$ cm s⁻¹. Nestas condições, é usual tratar o movimento nuclear de forma clássica (trajetórias hiperbólicas ou mesmo dois segmentos de reta correspondendo às assíntotas) e o processo eletrônico quânticamente. Esta é a essência da aproximação semiclássica (SCA). Se, por acaso, a colisão atômica ocorre na presença de uma reação nuclear o uso da SCA é injustificável (4). Um tratamento completamente quântico, como a DWBA, é indispensável mas, com isso, perde-se a "visualização" da co-

lisão atômica. O campo elétrico dependente do tempo, resultante do movimento do projétil e do recuo do alvo, pode levar o elétron K para um estado ligado vazio ou para o contínuo. Ao ser preenchida a vacância, observam-se raios X ou elétrons Auger, ou, no caso de colisões de átomos muito pesados, pósitrons. Vamos nos fixar por enquanto nos raios X. Se estes são emitidos enquanto as nuvens eletrônicas estão superpostas, isto é, na quase-molécula transiente o raio X emitido é dito OM (orbital molecular). Se eles são emitidos após a colisão ocorrer e os átomos se separarem, isto é, na condição de átomos separados (AS) o raio X emitido é dito "característico". O tempo característico da colisão atômica é $t_K = a_K/v_1$, onde a_K é o raio de Bohr do sistema AU (carga $Z_1 + Z_2$).

Se a emissão do raio X é observada simultaneamente com uma reação nuclear, ocorre uma enorme simplificação. Como $(R_1 + R_2) \ll a_K$ podemos considerar que a colisão atômica ocorre com parâmetro de impacto zero. A situação é esquematizada na figura 3.

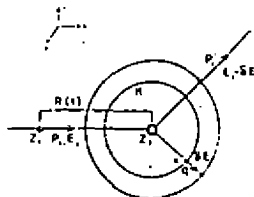


Figura 3

Como no caso nuclear, é conveniente distinguir as colisões muito assimétricas das quase-simétricas. No primeiro caso, a função de onda do elétron ativo é apenas ligeiramente perturbada pelo núcleo incidente. O tratamento da transição envolvendo elétrons K é feito com um modelo de elétrons independentes com funções de onda simples levando em conta as blindagens pelos outros elétrons e a mudança na energia de ligação do elétron K pela presença do projétil. Quando Z_1 se torna comparável a Z_2 e, além disso, a velocidade do projétil é inferior à velocidade v_K , observa-se um sistema di-atômico transiente durante a colisão e os elétrons devem ser descritos por orbitais moleculares e não mais por funções de onda atômicas. Estes OM dependem do tempo através da distância internuclear $\vec{R}(t)$ e podemos observar transições entre um OM e o contínuo. As transições podem ser produzidas por acoplamento radial, proporcional a \dot{R} , ou acoplamento angular, proporcional a $\dot{\theta}$, onde θ é o ângulo entre \vec{R} e a velocidade do projétil. No caso de ionização na presença de uma reação nuclear, só o primeiro acoplamento é importante.

Note-se que a função de onda é agora apropriada à carga nuclear total ($Z_1 + Z_2$) e se refere ao centro de carga, que é muito próximo do centro de massa. Assim, certos problemas relacionados com o modelo atômico (como, p.ex., o termo de recuo) são automaticamente corrigidos. As figuras 4 dão um exemplo da situação e é importante distinguir diferentes tipos de transição:

- 1) Raios X emitidos durante a existência do núcleo composto, característicos de um núcleo de carga $Z_1 + Z_2$ (núcleo do átomo unido, AU);
- 2) Raios X do sistema molecular transiente, emitidos quando os átomos se aproximam ou se afastam (a distância internuclear é então da ordem de 1000 fm, em contraste com as dimensões do NC, da ordem de uma dezena de fm);
- 3) Raios X característicos dos AS, emitidos após a colisão quando a distância internuclear é bem superior às dimensões típicas de cada um dos átomos em colisão.

Os tempos de colisão τ_K são da ordem de 10^{-19} s, mas as meias vidas para transição das vacâncias K podem ser bem maiores; para Z_2 variando de 20 a 90 temos τ_K variando de 5×10^{-16} a 5×10^{-18} s.

Já mencionamos que os elétrons do alvo estão submetidos a campos coulombianos que variam com o tempo, provenientes do movimento do projétil e do recuo do alvo (este segundo efeito é usualmente omitido). Numa teoria de perturbação de primeira ordem, a amplitude $a(+\infty)$ para uma transição eletrônica para um estado excitado f (discreto ou no contínuo sendo que, por simplicidade, só vamos considerar o segundo caso) a partir do estado inicial i ($t = -\infty$), considerado aqui um estado K, é, a menos de constantes,

$$a(+\infty) = \int V(\vec{q}) F_{fK}(\vec{q}) d\vec{q} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\{i[\omega_{fK}t - \vec{q} \cdot \vec{R}(t)]\} dt$$

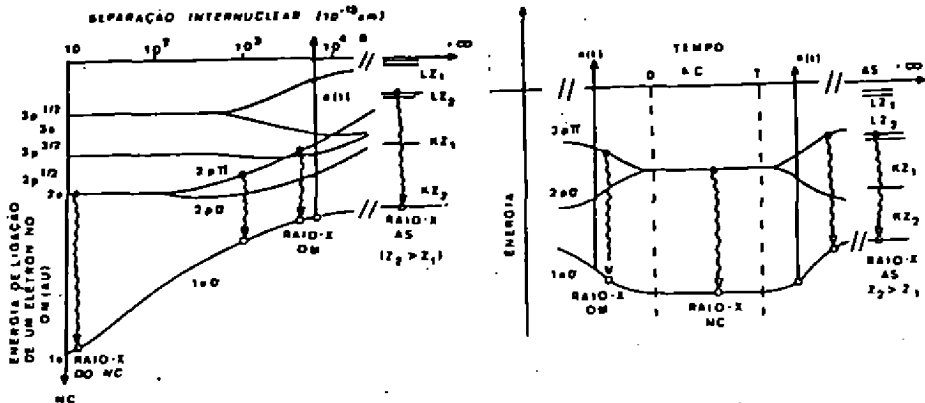
onde $V(\vec{q})$ é a transformada de Fourier da perturbação e $F_{fK}(\vec{q})$ é um fator de forma inelástico atômico. Se $v_1 \gg v_K$ a colisão é impulsiva e \vec{q} é o momento transferido para o elétron ativo. Vamos nos fixar na integral de Fourier que, na SCA, envolve a trajetória clássica do projétil $\vec{R}(t)$

$$I(\omega_{fK}, \vec{q}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\{i[\omega_{fK}t - \vec{q} \cdot \vec{R}(t)]\} dt$$

que depende do vetor de posição do projétil $\vec{R}(t)$ e da energia

transferida $\hbar \omega_{fK} = |E_K| + \epsilon$ onde E_K é a energia de ligação no estado inicial e ϵ a energia com que é ejetado o elétron (conhecido como elétron delta) (ver figura 3). Com trajetórias lineares e sem atraso de origem nuclear, $\vec{R}(t) = (0, 0, v_1 t)$ se $t < 0$ e $\vec{R}(t) = (v_1 t \sin\theta, 0, v_1 t \cos\theta)$ se $t > 0$ onde, com aproximação considerada, $v_1 \approx v_1$.

Esta é a formulação básica na SCA. O núcleo alvo está no ponto $(0, 0, 0)$ e seu recuo pode ser, em geral, ignorado. O parâmetro de impacto foi feito igual a zero, pois este é o caso quando a colisão é acompanhada por um processo nuclear. Se a velocidade do projétil não é muito elevada, então as colisões mais prováveis são aquelas com $\epsilon = 0$. Neste caso $\delta E = \hbar \omega_{fK} = |E_K| = 2\pi\hbar/T_K$ onde T_K é o período, da ordem de $3 \times 10^{-16} \text{ s}/Z_2^2$.



Figuras 4a e 4b - Transições entre orbitais moleculares. As situações extremas correspondem ao NC ou a AS.

IV - A PROPOSTA DE GUGELOT

Gugelot (1) sugeriu ser possível detectar raios X do NC isto é, raios X atômicos emitidos durante a existência de um NC de vida relativamente longa. Há, assim, a possibilidade de determinar a meia vida do estado do NC a partir da seção de choque para produção dos raios X.

Seja P_+^K a probabilidade de formação de uma vacância K na parte incidente do processo de colisão. Se $P_K(o)$ é a probabilidade de formação desta vacância numa colisão integral com parâmetro de impacto zero então $P_K(o) = P_+^K + P_-^K$ e, em primeira aproximação, $P_+^K = P_K(o)/2$. Este é o resultado clássico. O resultado quântico pode diferir do resultado clássi

co pois devemos adicionar coerentemente as amplitudes e não as probabilidades e, assim, pode haver interferência entre as duas amplitudes de transição, a_{+}^K e a_{-}^K , sendo que o termo de interferência contém uma dependência com o ângulo entre \vec{P}_1 e \vec{P}'_1 (ver figura 3). Se o parâmetro de impacto b é muito menor que a_K então $P_K(b, \theta) \approx P_K(b, \pi/2) (1 + \beta \cos \theta)$ onde β é um coeficiente de anisotropia. Ocorre que $P_K(b, \pi/2)$ pode ser escrito como a soma das probabilidades na entrada e na saída. O valor de $P_K(0, \pi/2)$ pode ser medido experimentalmente, de modo aproximado, medindo os raios X característicos do AS (carga Z_2) em coincidência com os projéteis espalhados elasticamente em $\theta = \pi/2$. Então podemos escrever

$$P_{+}^K = \frac{1}{2} \frac{N_{AS}}{N^{el}} \cdot \frac{1}{\omega_K^i \epsilon^i \Omega} \quad (1)$$

onde ϵ^i é a eficiência de detecção para os raios X do AS, Ω é o ângulo sólido e ω_K^i o rendimento de fluorescência do átomo alvo. N_{AS} é o número de raios X em coincidência com os N^{el} eventos elásticos.

Experiências de "meia colisão" do tipo (p, γ) no Al (a 0,992 MeV) e no Mg (a 1,288 MeV) indicam que $P_K(b=0) \approx 2 P_{+}^K(b=0)$ (ver, p. ex., Duinker e Boersma, Phys. Rev. Lett. 100B, 13, 1981).

Se o projétil que é espalhado através da formação de um estado nuclear intermediário de energia E cria uma vacância na camada K, temos pois um sistema duplamente excitado, no sentido em que o núcleo e a configuração eletrônica estão ambos excitados. Há dois canais alternativos de desexcitação, dependendo da vida média nuclear. No caso representado pelo índice 1, $\tau_n \gg \tau_K$ e o sistema se desexcita por emissão de um raio X do AU enquanto o núcleo permanece no estado intermediário. No caso representado pelo índice 2, $\tau_K \gg \tau_n$ e o estado nuclear intermediário, com largura total $\Gamma_n(E)$, decai na presença de uma vacância na camada K e, posteriormente, raios X característicos do sistema AS são eventualmente emitidos. Se o estado nuclear decai por emissão de partícula carregada, os dois canais podem ser distinguidos um do outro pela energia dos raios X emitidos. Sejam N_1 e N_2 o número de eventos indicativos da taxa de decaimento em cada canal, então

$$N_1/N_2 = \Gamma_K/\Gamma_n \quad (2)$$

onde Γ_K se refere ao sistema AU. Está implícito na razão acima que as desexcitações nuclear e atômica são desacopladas e que a desexcitação nuclear segue uma lei exponencial, a despeito da

superposição eventual de diferentes níveis em E, isto é, Γ_n é uma largura de nível média, na energia E.

Seja N_{AU} o número de raios X emitidos pelo AU em coincidência com os produtos carregados da desintegração do NC. A eficiência de detecção destes raios X é $c\Omega$. Então $N_1 = N_{AU}/\Omega\epsilon\omega_K$. A soma N_1+N_2 é o número total de sistemas com excitação atômica e nuclear simultâneas e que decaem por emissão de produtos carregados sendo igual ao produto do número total de partículas inelásticas observadas pela probabilidade de ionização na parte "incidente" da colisão, isto é, $N_1+N_2 = N^{inel} P_{+}^K$. Levando esses resultados na equação (2) obtêm-se

$$\frac{N_{AU}}{N^{inel}} = P_{+}^K \omega_K c\Omega \frac{\Gamma_K}{\Gamma_K + \Gamma_n} \quad (3)$$

Uma aproximação bastante razoável no caso do projétil ser muito mais leve que o alvo é fazer $\omega_K' = \omega_K$ e $\epsilon' = \epsilon$. Com essas aproximações, e combinando as equações (1) e (3) pode-se obter uma expressão para a determinação experimental da razão Γ_n/Γ_K , a saber

$$\frac{\Gamma_n}{\Gamma_K} = \frac{N_{AS} N^{inel}}{2N_{AU} N^{el}} - 1 \quad (4)$$

Notemos que os raios X, tanto os característicos de Z_2 quanto os de Z_1+Z_2 , designados por N_{AS} e N_{AU} e usados na equação (4) são medidos em coincidência com os projéteis espalhados elasticamente e inelasticamente, respectivamente, em duas experiências distintas.

Escrevendo em termos das seções de choque σ_K , para a produção de raios X durante a existência do NC, e σ_{NC} , para a formação do NC, obtêm-se a expressão de Gúgelot (1)

$$\sigma_K = (\sigma_{NC} P_{+}^K) \omega_K \tau_n / (\tau_n + \tau_K) \quad (5)$$

onde σ_{NC} deve ser determinada na energia $E_1 - |E_K|$. Então $\sigma_{NC} P_{+}^K$ é a seção de choque para a formação de uma vacância K no AU (com carga $Z_{AU} = Z_1 + Z_2$).

No hidrogênio $\Gamma_K = 10^8 s^{-1}$ mas Γ_K cresce aproximadamente com Z^4 . Por outro lado, Γ_n depende de $A = A_1 + A_2$ e da energia de excitação do NC sendo a lei de dependência aproximadamente da forma $\exp[-(kA/E)^{1/2}]$. Além disso, $P_K(o)$ varia entre 10^{-1}

e 10^{-5} . Assim este "relógio atômico" pode ser útil em colisões de prótons ou partículas alfa em núcleos de massa média que deixam o NC com E em torno de 10 a 15 MeV. O valor de τ_n extraído é da ordem de 10 eV. O primeiro resultado experimental foi apresentado por Chemin et al (3) e é mostrado na figura 5a. A reação é $^{106}\text{Cd}(p,p')$ a 12 MeV e a figura mostra os raios X-K do ^{107}In em coincidência com os prótons inelásticos (janela de 5.5 a 10 MeV). No caso, $\sigma_{\text{NC}} = 0.7\text{b}$ e $P_K(o) = 7 \times 10^{-4}$. Então o valor máximo para emissão de raios X pelo AU é $\sigma_{\text{NC}} P_K \omega_K = 2 \times 10^{-4}\text{b}$. Ora, a seção de choque para a produção de raios X no Cd por prótons de 12 MeV no processo ordinário de ionização direta por interação coulombiana é 60 barns. Há pois um fator 3×10^5 entre o pico de raios X do Cd e do In no espectro direto. No espectro direto ainda podemos ter raios X do In pois uma reação possível é $^{106}\text{Cd}(p,n)^{106}\text{In}^*$ e o $^{106}\text{In}^*$ pode se desexcitar por conversão interna (CI). A medida em coincidência, com a janela adequadamente escolhida, "limpa" os raios X-K do In e reduz os do Cd. Contudo, mesmo após a subtração das coincidências acidentais (o que é feito na figura) ainda há raios X-K do Cd em coincidência real (CI no $^{106}\text{Cd}^*$ produzido na reação de espalhamento inelástico). Uma reação (p,p') no ^{112}Sn (7) dá resultados semelhantes (ver figura 5b). Da intensidade dos raios X-K do In e do Sb obtêm-se:

$$\begin{aligned}
 10\text{MeV } p + ^{106}\text{Cd} &\rightarrow ^{107}\text{In}^*(14 \text{ MeV}) + \tau_n = (6,5 \pm 4) \times 10^{-17} \text{ s} \\
 12\text{MeV } p + ^{106}\text{Cd} &\rightarrow ^{107}\text{In}^*(16 \text{ MeV}) + \tau_n = (5,0 \pm 2,5) \times 10^{-17} \text{ s} \\
 10\text{MeV } p + ^{112}\text{Sn} &\rightarrow ^{113}\text{Sb}^*(13 \text{ MeV}) + \tau_n = (4,0 \pm 3,8) \times 10^{-17} \text{ s} \\
 12\text{MeV } p + ^{112}\text{Sn} &\rightarrow ^{113}\text{Sb}^*(15 \text{ MeV}) + \tau_n = (3,4 \pm 2,0) \times 10^{-17} \text{ s}
 \end{aligned}$$

No caso de projéteis pesados, há algumas vantagens experimentais óbvias. Primeiramente, os raios X do NC tem energia muito maior que a dos participantes da reação tornando a medida experimental mais precisa. Por outro lado, $P_K(o)$ cresce aproximadamente com Z_1^2 . Há porém uma dificuldade se $Z_1 Z_2 \leq 2000$. Neste caso os núcleos residuais tem $Z_{\text{RE}} = Z_{\text{NC}}$ e as cascatas de raios γ são acompanhados por raios X resultantes da CI e esses raios X se confundem com os do NC. Se o canal final é a fissão temos uma multidão de raios γ cujos Comptons produzem um tal fundo no detetor de raios X que tornam a observação dos raios X impossível. Alguns truques experimentais podem ser usados como o uso do deslocamento Doppler num substrato por trás no alvo

pois os tempos de vida de estados nucleares excitados ligados (que dão lugar a raios X de CI) são muito maiores (um fator 10^3 a 10^6 ou mesmo maior) que os raios X do NC (que exibem seu deslocamento Doppler completo). Há um resultado experimental do grupo de Chemin (8) na colisão ^{58}Ni (4,1 MeV/u) + ^{54}Fe . A janela é escolhida para uma cascata γ de alta energia (15-20 MeV) para minimizar a CI e maximizar o tempo de vida do NC (alto MAT). Observa-se a linha K_{α} do Xe com seu deslocamento Doppler característico.

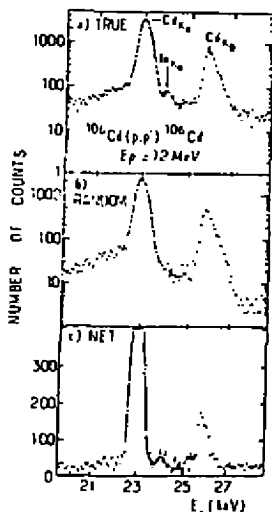


Figura 5a - $^{106}\text{Cd}(p,p')$: a) coincidência com os prótons inelásticos, b) coincidências acidentais, c) coincidências verdadeiras menos as acidentais.

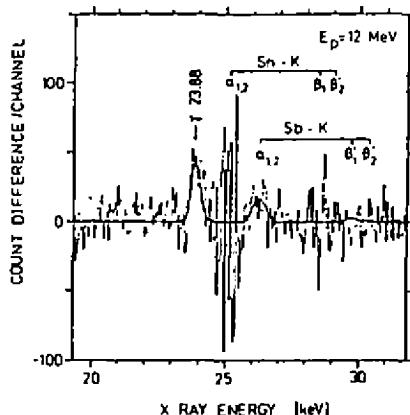
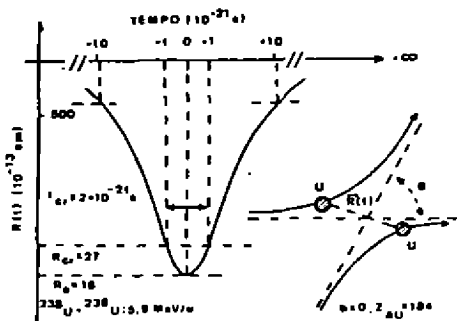


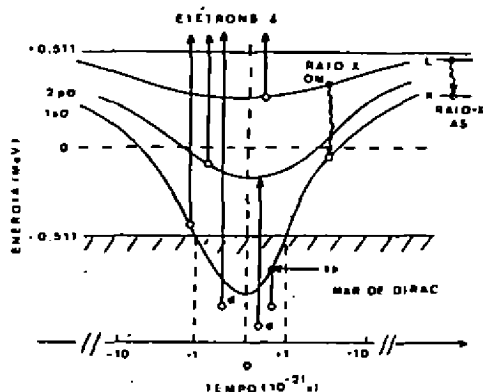
Figura 5b - $^{112}\text{Sn}(p,p')$: Espectro de raios X em coincidência após subtração das acidentais. Foi feito um ajuste com a energia e a forma do γ de 23,88 keV e do K_{α} do Sb.

Uma idéia perseguida, sem sucesso, por muitos autores foi identificar núcleos superpesados formados pela quase-fusão de projéteis pesados, de tal modo que o tempo de coalescência T fosse relativamente grande. Um campo de pesquisa que surgiu, com grande sucesso, em paralelo com essas pesquisas foi a emissão espontânea de pósitrons. Neste caso, o DM Iso pode ser tão ligado que mergulha no contínuo de estados negativos do mar de Dirac. Uma vacância aí criada pode ser preenchida por um dos elétrons do mar, deixando um buraco que se manifesta como um pósitron.

Há um fundo de pósitrons que não depende da formação de vacâncias em OM mas sim da excitação direta de elétrons de energia negativa para o contínuo no processo de colisão (processo análogo ao bremsstrahlung na colisão núcleo-núcleo). O valor crítico para a emissão espontânea de pósitrons é $Z_{cr} = Z_1 + Z_2 = 173$, neste caso $|E_B|$ se torna maior que $2m_e c^2$ e o OM fica degenerado com um nível (ocupado) no contínuo de energia negativa. A vida média desse estado é $\tau_{sp} = 10^{-19}$ s, o que corresponde a $\Gamma_{sp} = 5$ keV. As figuras 6 mostram a situação na colisão U+U a 5,9 MeV/u, com parâmetro de impacto zero. Quando $R = R_1 + R_2 \leq 27$ fm o estado $1s$ está no interior do mar de Dirac e aí pode ocorrer uma vacância. Se o processo é simplesmente um espalhamento de Rutherford o tempo que o sistema passa na situação crítica é de apenas 2×10^{-21} s. Neste caso as transições diretas dominam amplamente sobre as espontâneas. Mas se os dois participantes da colisão permanecem juntos um tempo $T \gg \tau_{sp}$ uma linha de pósitrons bem definida é esperada e foi observada (ver artigo de revisão de Schwalm (9)) pois E_B fica constante durante um tempo grande em relação a τ_{sp} . Em princípio uma colisão DI não deve levar a tempos T tão grandes pois já vimos que, nestes casos, os tempos são também da ordem de 10^{-21} s, mesmo nos chamados modelos com atrito. Os efeitos de τ_{sp} foram claramente observados (9) em colisões U+U a 5,7; 5,9 e 6,2 MeV/u e na colisão U+Cm a 6,05 MeV/u. O sistema deve permanecer junto um tempo superior a 10^{-20} s, ou mesmo 10^{-19} s. O processo nuclear associado a tempo tão longo ainda não é entendido com clareza. Não vamos nos deter mais neste tópico tão complexo quanto controverso.



Figuras 6a e 6b



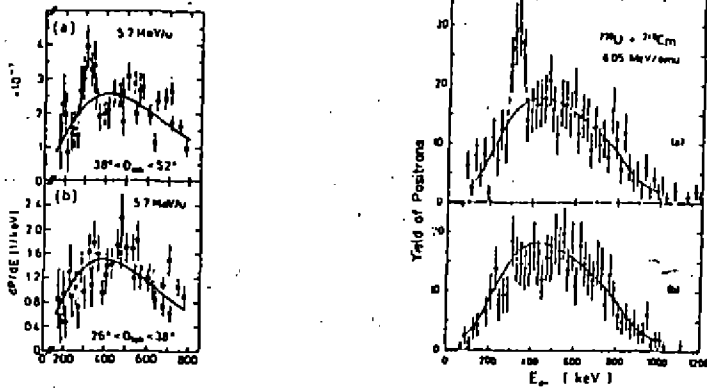


Figura 6c - À esquerda, espectro de pósitrons na colisão $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$ a 5,73 MeV/u, em coincidência com os íons espalhados observados através de duas janelas angulares diferentes. A linha cheia é o cálculo teórico em que apenas os efeitos dinâmicos na produção de pósitrons no espalhamento de Rutherford é considerado. O pico ocorre com $E(e^+) = 311 \pm 7$ keV e assinala a existência da emissão espontânea de pósitrons. À direita, resultados análogos para a colisão $^{238}\text{U} + ^{248}\text{Cm}$ a 6,05 MeV/u. O pico aparece em $E(e^+) = 316 \pm 5$ keV. As duas situações, com e sem pico, correspondem a colisões próximas e distantes, respectivamente, e foram obtidas através de condições sobre os ângulos de detecção dos íons espalhados nas medidas em coincidência (ver referência 9).

V - A PROPOSTA DE CIOCHETTI E MOLINARI

A sugestão apresentada por Ciochetti e Molinari (2) se baseia na possível interferência entre as amplitudes de ionização na camada K em colisões atômicas. Se ocorre uma interação nuclear durante a colisão, que dura um tempo T, então a diferença de fase entre as duas amplitudes é modificada. Esta diferença de fase é proporcional à razão entre T e o período de revolução do elétron ativo no sistema AU. Além de acesso ao tempo T, outras informações nucleares podem ser extraídas como a importância relativa do CES em relação a outros canais de desexcitação do NC. Deve ficar claro que, agora, os raios X observados (ou elétrons Auger) são os dos AS e não mais do NC.

Se a trajetória inclui um atraso de origem nuclear, T, então a integral de Fourier mencionada na seção III deve ser dividida em três intervalos

$\vec{R}(t) = v_1 t \vec{k}$ se $t < 0$, $\vec{R}(t) = 0$ se $0 < t < T$ e $\vec{R}(t) = v_2 t \vec{k}'$ se $t > T$ sendo \vec{k} e \vec{k}' os versores segundo as direções inicial e final de trajetória do projétil. Durante o intervalo T a perturbação é considerada constante. Não é difícil mostrar que podemos escre

ver a amplitude como

$$a = a_{\rightarrow} + e^{i\omega_{fK}T} a_{\leftarrow}$$

onde a_{\rightarrow} e a_{\leftarrow} são, respectivamente, as amplitudes "incidente" e "emergente". Já vimos que há casos particulares em que são temos a_{\rightarrow} ou a_{\leftarrow} . O primeiro caso corresponde, p.ex., à emissão de uma partícula α com ionização na saída; o segundo a uma reação (p, γ) com ionização na entrada. Estes processos podem ser chamados de "meia colisão". Para uma colisão elástica, $a_{\leftarrow} = -a_{\rightarrow}^*$. A expressão acima diz que o elemento de matriz da perturbação sendo constante durante o tempo de reação T , este atraso apenas introduz uma mudança de fase entre as amplitudes incidente e emergente. Ao calcularmos a probabilidade de ionização por colisão, nesta aproximação semiclassical, aparecerá um termo de interferência que contém o tempo nuclear T .

Para prosseguirmos a discussão é conveniente mudar um pouco a notação para facilitar a generalização da SCA para um tratamento quântico mais completo, indispensável quando temos a colisão atômica em presença de um processo nuclear. Para obtermos a probabilidade de ionização na camada K (onde há dois elétrons) devemos integrar as amplitudes $a_{\lambda\mu}(\epsilon)$ sobre as energias dos elétrons no contínuo, ϵ , e somar sobre todos os números quânticos angulares $\lambda\mu$. Então

$$P_K = 2 \int_0^{\infty} d\epsilon \sum_{\lambda\mu} |a_{\lambda\mu}(\epsilon)|^2 \quad (7)$$

onde, como já vimos, as amplitudes $a_{\lambda\mu}(\epsilon)$ são obtidas com uma integral de Fourier no tempo do elemento de matriz da interação coulombiana

$$a_{\lambda\mu} = i \int_{-\infty}^{+\infty} dt C_{\lambda\mu}(\epsilon, t) e^{i\omega_{fK}t} \quad (8)$$

Normalmente, basta considerar o termo de monopolo. Deixaremos de lado, para simplificar a notação, os índices que aparecem em ω e o somatório em $\lambda\mu$. Então, na presença de um atraso T de origem nuclear,

$$P_K(T) = 2 \int_0^{\infty} d\epsilon |a_{\rightarrow}(\epsilon) + e^{i\omega T} a_{\leftarrow}(\epsilon)|^2 \quad (9)$$

com

$$a_{\pm}(\epsilon) = i \int_{-\infty}^0 dt C(\epsilon, t) e^{i\omega t} ; \quad a_{\pm}(\epsilon) = i \int_0^{+\infty} dt C(\epsilon, t) e^{i\omega t} \quad (10)$$

não esquecendo que C depende de t através da trajetória $\vec{R}(t)$ que é diferente nas duas integrais. Em princípio, deve-se fazer uma média sobre a expressão $P_K(T)$ com uma função da distribuição $p(T)$, que varia de reação para reação, de modo que finalmente

$$\langle P_K \rangle = \int_0^{\infty} dT p(T) P_K(T) \quad (11)$$

Como foi inicialmente proposto por Blair et al (4), é essencial abandonar a descrição semiclassical e adotar uma descrição integralmente quântica dos fenômenos conjugados: atômico e nuclear. O resultado é qualitativamente o mesmo, isto é, P_K é modificado se a colisão nuclear introduz um atraso T entre as componentes incidente e emergente. Sem entrar em detalhes, escrevemos diretamente que a amplitude para ionização da camada K na presença de uma ressonância que ocorre em E_R e tem largura Γ pode ser escrita, por exemplo, como (4)

$$a = \frac{1}{E - \delta E - E_R + i(\Gamma/2)} a_{\pm} + \frac{1}{E - E_R + i(\Gamma/2)} a_{\pm} \quad (12)$$

O primeiro termo descreve a ionização na parte "incidente" da colisão, a energia incidente E , medida no CM, é reduzida de $\delta E = \hbar \omega_{fK}$ que é a energia transferida ao átomo. O segundo termo descreve a ionização após a reação, no ramo "emergente". Assim, no tratamento quântico aparecem combinações de amplitudes nucleares (referentes à reação) e atômicas (referentes à ionização). É esta combinação de amplitudes, como a que foi exemplificada acima, que entra na definição da seção de choque diferencial $d\sigma_K/d\Omega_p$ onde o átomo é ionizado e, ao mesmo tempo, o produto da reação é observado no ângulo sólido elementar $d\Omega_p$, correspondente à direção, θ (no CM). Em analogia com o que foi escrito anteriormente,

$$\frac{d\sigma_K}{d\Omega_p} = 2 \int_0^{\infty} d\epsilon \sum_{\lambda\mu} |A_{\lambda\mu}(E, \theta, \epsilon)|^2 \quad (13)$$

Se o espalhamento é elástico, a seção de choque (puramente nuclear) para observação da partícula em $d\Omega_p$ na direção θ é $d\sigma/d\Omega_p = |f(E, \theta)|^2$ onde $f(E, \theta)$ é a amplitude (nuclear!) do espa

lhamento elástico. Então a probabilidade de ionização por um espalhamento elástico é dada por (já feita uma média como a indicada pela equação 11)

$$\langle P_K \rangle = (d\sigma_K/d\Omega_p)/(d\sigma/d\Omega_p) \quad (14)$$

É essencial reconhecer que a contribuição dominante para a amplitude de ionização provém da interação do projétil com o elétron numa região longe do núcleo, i.é., o processo nuclear e a ionização são independentes no sentido em que eles ocorrem em regiões do espaço completamente distintas. Isto leva a uma forma fatorizada da amplitude A correspondendo à ionização antes ou depois da colisão nuclear (como na equação 12). Num tratamento do processo nuclear tipo DWBA a função de onda nuclear de espalhamento é substituída por sua forma assintótica. Para colisões elásticas e transições atômicas de monopolo:

$$\langle P_K \rangle = 2 \int_0^\infty d\epsilon |a_+ f(\theta, E - \delta E) - a_+^* f(\theta, E)|^2 / |f(\theta, E)|^2 \quad (15)$$

Se a amplitude $f(E)$ tem uma modificação importante num intervalo de energia da ordem de $\delta E \approx E_K$, como é o caso se aí ocorrer uma reação nuclear com $\Gamma \leq E_K$, então $\langle P_K \rangle$ refletirá esta modificação.

A amplitude $A(E, \theta, \epsilon)$ é pois a soma de duas contribuições que descrevem a emissão do elétron depois e antes do espalhamento do próton pelo potencial (nuclear mais coulombiano) do núcleo alvo. Esta forma da amplitude não é sempre válida mas é uma boa aproximação dentro do seguinte conjunto de condições: 1) a interação próton-elétron (ionização) ocorre a distâncias do núcleo muito maiores que o parâmetro de impacto nuclear, 2) o momento transferido ao elétron é muito menor que o momento do próton incidente, 3) o momento angular transferido é umas poucas vezes \hbar , 4) A contribuição de CI (onde um dos estados nucleares é o estado intermediário ressonante) é desprezível. Então os espalhamento próton-núcleo e próton-elétron são processos mutuamente independentes (13).

É interessante comparar o resultado semiclassical com o resultado quântico. No primeiro caso temos uma fase $\exp(-i\omega T)$ e no segundo $f(E - \hbar\omega)/f(E)$. Expandindo até primeira ordem em ω temos, no primeiro caso, $1 - i\omega T$, e, no segundo, $1 - i\omega T'$ onde T' é o chamado tempo de reação introduzido por Wigner (Phys. Rev. 98,

145, 1955). Este tempo T' é dependente da energia E e é definido por

$$T' = -i\hbar \frac{d \ln f(E)}{dE}$$

A amplitude nuclear f pode ser decomposta numa amplitude coulombiana f_c e numa amplitude puramente nuclear f_N de tal modo que $f = f_{\text{coul}} + f_{\text{nucl}}$ onde, com as defasagens σ_l e δ_l ,

$$f_{\text{nucl}} = \frac{i}{2k} \sum_{l,J} \left(J + \frac{1}{2} \right) e^{2i\sigma_l} P_l(\cos\theta) \left\{ e^{2i\delta_l} \left[1 - \frac{i\Gamma_P}{E - R_R - i\Gamma/2} \right] - 1 \right\} \quad (16)$$

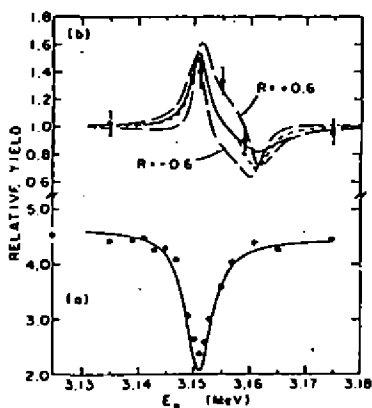


Figura 7 - a) Função de excitação de prótons espalhados elasticamente no ^{58}Ni b) Razão entre o número de prótons em coincidência com os raios X e o número total de prótons, normalizada a 1 fora da ressonância.

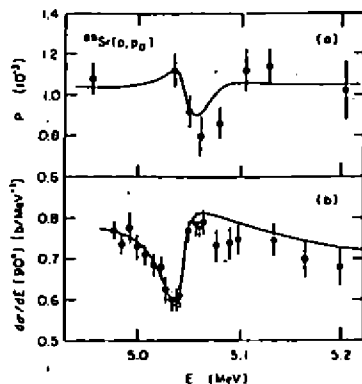


Figura 8 - a) Variação de $P_K(0)$ em torno da ressonância no $^{88}\text{Sr}(p, p_0)$ a 5060 keV; b) seção de choque diferencial de espalhamento elástico a 90° .

O primeiro resultado experimental é o já mencionado trabalho de Blair et al (4). A reação é o espalhamento elástico de prótons no ^{58}Ni observado a 90° no SL. A ressonância ocorre por volta de 3,15 MeV e $E_K/\Gamma = 1,5$ com $l_p = 0$. A fig. 7 mostra o espectro direto de prótons elásticos e a razão entre o espectro em coincidência com os raios X-K do Ni e o espectro direto (normalizada a 1 longe da ressonância). A fig. 8 é um resultado semelhante: $^{88}\text{Sr}(p, p_0)$ na ressonância de 5:06 MeV observada a 90° no SL (10). Agora $E_K/\Gamma = 0,8$ e $l_p = 2$. Uma experiência com resultados errados publicada por Duinker (11), $^{12}\text{C}(p, p_0)$ numa ressonância a 416 keV em que $\Gamma \gg E_K$ com $l_p = 0$ e observada através dos elétrons Auger, contribuiu para um conside

rável desenvolvimento da parte teórica do assunto (12 a 14, 23). De fato, se $\Gamma \geq 5 E_K$ a situação experimental já fica muito difícil e não há efeitos claramente discerníveis em P_K como demonstrado pelo grupo de Stanford (15) (ver figura 9). Este mesmo grupo (16) explorou a situação em que $\Gamma \ll E_K$ através do exame de ressonâncias análogas isobáricas que dizem respeito a ressonâncias no contínuo, um contínuo que não é "liso" mas "estruturado" contendo numerosíssimas ressonâncias associadas a níveis não ligados do NC. Então a amplitude f_N tem uma parte \bar{f}_N que varia lentamente com a energia e uma parte f_N^{fl} que flutua rapidamente devido à influência de níveis do NC com larguras Γ_{NC} . Assim sendo,

$$f = f_C + f_N = f_C + \bar{f}_N + f_N^{fl} = \bar{f} + f_N^{fl} \quad (17)$$

Ora, ter $\Gamma \ll E_K$ equivale na SCA a ter $\omega T \gg 1$ o que destrói a coerência entre a_+ e a_- . Analogamente no caso quântico, f_N^{fl} destrói a coerência entre as amplitudes incidente e emergente enquanto que \bar{f} mantém essa coerência. Então P_K pode ser escrita como a soma de dois termos. Um deles envolve \bar{f} e é análogo a tudo o que já foi discutido anteriormente. O outro envolve f_N^{fl} e está ligado ao CES.

De fato, se a largura em energia do feixe incidente é muito maior que o espaçamento entre os níveis do NC podemos supor que $\langle f_N^{fl} \rangle = 0$, onde a média é obviamente sobre a distribuição em energia incidente. Então a média em energia da seção de choque de espalhamento elástico é

$$\sigma(\theta, E) = \langle |f|^2 \rangle = |\bar{f}|^2 + \langle |f_N^{fl}|^2 \rangle = \sigma_D + \sigma_{CE} \quad (18)$$

Como f_N^{fl} destrói a coerência entre as amplitudes incidente e emergente, o resultado final é

$$\langle P_K \rangle = P_D + P_{CE} \quad (19)$$

$$P_D = 2 \int_0^\infty d\epsilon |a_+ \bar{f}(\theta, E - \delta E) - a_-^* \bar{f}(\theta, E)|^2 / \sigma(\theta, E) \quad (20a)$$

$$P_{CE} = 2 \int_0^\infty d\epsilon |a_{1/2}|^2 [\sigma_{CE}(\theta, E - \delta E) + \sigma_{CE}(\theta, E)] / \sigma(\theta, E) \quad (20b)$$

Para examinar este problema o grupo de Stanford (17) voltou à reação $^{88}\text{Sr}(p, p_0)$ a 5,06 MeV mas agora a 160° (pois a 90° a parte CES era desprezível). Na ressonância obteve-se

$\sigma_{CE} = 40 \pm 10$ mb/sr a partir do valor de $\langle P_K(E) \rangle$.

Nesta altura já há resultados experimentais suficientemente precisos e numerosos para permitir um teste mais rigoroso de certas idéias implícitas na expressão de P_K . A tabela abaixo resume algumas grandezas relevantes

Alvo da reação (p, p_0)	E_R (MeV)	E_K/Γ	Γ_p/Γ	$R-1$	Ref.
^{58}Ni	3,15	1,5	≤ 1	50%	(4)
^{88}Sr	5,06	0,9	0,3	20%	(10)
^{88}Sr	6,06	0,24	0,5	10%	(15)
^{12}C	0,46	0,008	-	$< 2\%$	(18)

Define-se R como a variação da probabilidade de ionização ao passarmos por uma ressonância no espalhamento elástico

$$R = P_K(\theta, E \neq E_R) / P_K(\theta, E = E_R)$$

A largura total da ressonância é Γ e Γ_p é a largura parcial para o espalhamento elástico. Definimos $y = 2 E_K/\Gamma$ e $g = \Gamma_p/\Gamma$ onde $G = \eta \csc^2(\theta/2)$ é proporcional à probabilidade de espalhamento coulombiano. Então g reflete a razão entre a fração do espalhamento nuclear reemitida no canal elástico, Γ_p/Γ , e a probabilidade de espalhamento coulombiano, isto é, a fração de partículas no canal elástico atrasada com uma meia vida \hbar/Γ comparada com a fração espalhada pelo potencial coulombiano e que não sofre atraso. O parâmetro adimensional η é igual a $Z_1 Z_2 e^2 / \hbar v_1$. Definimos também $Y = \eta \ln[\csc^2(\theta/2)]$.

Se supomos que a ressonância é com $\lambda_p = 0$, que a única contribuição para a amplitude atômica é $\lambda = 0$, que $\delta E = E_K$ e fazendo certas simplificações sobre a defasagem do fundo contínuo (determinada por um modelo ótico) e sobre as fases das amplitudes atômicas obtêm-se (15) uma relação entre R e os parâmetros acima definidos:

$$R-1 = \frac{yg}{(1+Y^2)} \cdot \frac{2\cos Y + y(3g-2\text{sen}Y)}{1+4g(g-\text{sen}Y)}$$

É claro que quando $y \rightarrow 0$ temos $R \rightarrow 1$ e a medida correta no ^{12}C foi um teste crucial (18) para a teoria. A situação experimental parece muito bem descrita pela relação acima que envolve, como vimos, tanto Γ quanto Γ_p .

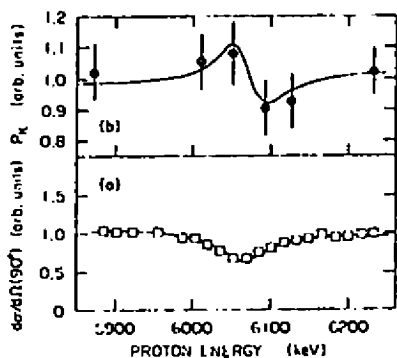


Figura 9 - O mesmo que na figura 8 para a ressonância de 6,06 MeV (a e b invertidos).

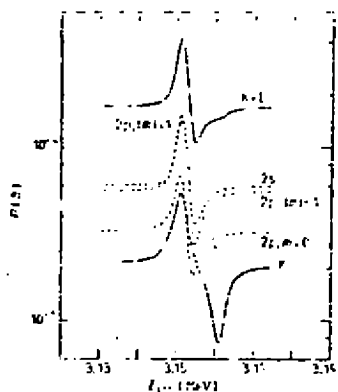


Figura 10a - Variação da probabilidade de captura na presença da ressonância ocorrendo na reação $^{58}\text{Ni}(p, p')$: $E_1 = 3,151\text{MeV}$, $\Gamma = 5,6\text{keV}$ e a observação se faz a 90° . É mostrada a contribuição K ($\Gamma/\delta E_K = 0,56$) e L ($\Gamma/\delta E_L = 2,2$).

No caso de projéteis pesados as coisas se simplificam de novo pois, nas reações DI, as trajetórias nucleares podem ser tratadas classicamente e as expressões simples da SCA podem, de novo, ser usadas. As amplitudes a_+ e a_- , é claro, devem ser calculadas com OM's do AU. Esta é uma área de intensa atividade experimental atualmente.

Mencionaremos apenas que na formulação semiclássica $dP_K/dc = 2|a|^2$ e portanto varia senoidalmente com cT/\hbar . Assim o espectro de elétrons delta acompanhando reações DI deve apresentar oscilações (19, 20) que são visíveis quando os deltas são observados em coincidência com os raios X dos produtos de reação (para emilinar o fundo de CI).

Mais recentemente, foi proposto (21) que, do mesmo modo que a probabilidade de ionização pode variar significativamente quando a energia do projétil passa através de uma ressonância estreita ($\Gamma \leq E_K$), a probabilidade de captura eletrônica é sensível a um tempo de atraso nuclear responsável por uma fase extra entre as amplitudes incidente e emergente. Neste caso deve-se comparar Γ com a energia atômica transferida $\Delta E = |E_{2,i}| - |E_{1,f}| + m_e v^2/2$ onde v é a velocidade do movimento relativo dos núcleos em colisão. O termo adicional $m_e v^2/2$ permite explorar ressonâncias mais largas que com P_K . Além disso,

não havendo necessidade de integrar em ϵ pois a energia transferida é única, o efeito da ressonância é muito mais acentuado. Na reação $^{58}\text{Ni}(p, p_0)$, onde P_K varia de 50%, espera-se aqui um efeito de um fator 3! Há propostas para medidas de (p, p_0) no ^{22}Ne a 1,512 MeV sendo $\Gamma = 2,45$ keV e $\Delta E = 1,7$ keV esperando-se, em ângulos para trás, uma variação por um fator 5 na probabilidade de captura. Mais interessante ainda é a reação $^{20}\text{Ne}(\alpha, \alpha_0)$ pois a probabilidade de captura cresce com Z_1^5 . Assim, medindo-se em coincidência com os elétrons Auger resultantes do preenchimento da cama da K, ganha-se um fator 32 em relação a uma reação com prótons. A ressonância ocorre a 3,545 MeV e $\Gamma = 1$ keV, $\Gamma/\Delta E = 0,8$. Observada a 63° o aumento na probabilidade de captura é de um fator 3,5 (ver figuras 10). Recentemente, Scheurer et al. (22), relataram resultados que indicam uma variação em $P_{\text{cap}}(\theta = 150^\circ)$ para as ressonâncias a 462 keV no C e 1058 keV no N, no espalhamento de prótons. O efeito existe, mas o acordo com a teoria é apenas razoável.

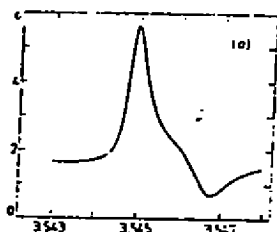


Figura 10b - O mesmo que na figura 10a para $^{20}\text{Ne}(\alpha, \alpha')$: $E_1 = 3,545$ MeV, $\Gamma = 1$ keV e a observação se faz a 63° onde ocorre um máximo em $P_3(\cos\theta)$. O eixo vertical é $P_C(\theta) \times 10^{-2}$.

VI - CONCLUSÕES

Tempos nucleares muito curtos podem ser inferidos de efeitos em processos atômicos como p.ex. a ionização da camada K seguida da emissão de raios X, elétrons Auger ou pósitrons. Os indicadores de tempos atômicos são essencialmente três: 1) os períodos do movimento eletrônico ou energias de excitação, $\hbar\omega$, 2) as vidas médias de estados excitados ou larguras de níveis Γ_K , 3) os tempos de colisão t_K . Os tempos nucleares são da mesma natureza. Nas experiências feitas, um tempo nuclear de uma certa origem é comparado com um tempo atômico da mesma ordem de grandeza. Assim, p.ex., nas experiências do tipo das sugeridas por Gugelot compara-se Γ_K e Γ_{NC} . Nas experiências em que se observam os raios X dos AS compara-se $\hbar\omega$ com Γ_n , numa ressonância. Nestas condições tempos nucleares de 10^{-17} até 10^{-21} s podem ser investigados.

Especulações interessantes podem ser feitas quando

se pensa no uso de feixes moleculares. As distâncias interatômicas típicas numa molécula são de 1Å . Se os dois átomos de uma molécula diatômica colidem com um átomo tendo o mesmo parâmetro de impacto (moléculas alinhadas com a direção do feixe) os dois projéteis passam pelo alvo separados por um tempo entre 10^{-17} e 10^{-18} s. Este tempo é comparável com a duração de um NC. O problema crucial é o alinhamento, mesmo que parcial, do feixe o que pode ser feito usando as propriedades da canalização de cristais ou as forças de polarização devidas ao efeito esteira (wake). Este é um campo totalmente inexplorado até o momento. A possibilidade de jogar com mais este intervalo de tempo torna em princípio exequível o exame de vários processos de excitação ocorrendo "simultaneamente" ou sequencialmente.

REFERÊNCIAS

1. P.C. Gugelot, Proceedings of the Int. Conf. on Direct Interaction and Nuclear Reaction Mechanism, Padua 1962, vol. II, pg. 382. Gordon and Breach (Londres) 1963.
2. G. Ciocchetti e A. Molinari, Nuovo Cimento 40B, 69 (1965).
3. J.F. Chemin et al., Nucl. Phys. A331, 407 (1979).
4. J.S. Blair et al., Phys. Rev. Lett. 41, 1712 (1978).
5. E. Merzbacher, Proceedings of the Int. Conf. on X-ray and Atomic Inner-Shell Physics, Eugene 1982, pg. 1, American Institute of Physics (1982).
6. W.E. Meyerhof, Ibid pg. 13 e Proceedings of the XIII Int. Conf. on the Physics of Electronic and Atomic Collisions, Berlim 1983, Vol. 1, pg. 31. North Holland (1983).
7. S. Rohl et al, Phys. Rev. Lett. 43, 1300 (1979).
8. B. Saboya et al, citado na referência 6.
9. D. Schwalm, Proceedings of the XIII ICPEAC, Berlim 1983, Vol. 1, pg. 295, North Holland (1983).
10. J.F. Chemin et al., Phys. Rev. A24, 1218 (1981).
11. W. Duinker et al., Phys. Rev. Lett. 45, 2102 (1980).
12. J.M. Feagin e L. Kocbach, J. Phys. B. 14, 4349 (1981).
13. K.W. McVoy e H.A. Weidenmuller, Phys. Rev. A25 1462 (1982).
14. L. Rosenberg, Phys. Rev. A28, 3238 (1983).
15. J.F. Chomin et al., Phys. Rev. A26, 1239 (1982).

16. R. Anholt et al., Phys. Lett. 118B, 245 (1982).
17. J.F. Chemin et al., Bull. Am. Phys. Soc. 28, 734 e 805 (1983).
18. W.E. Meyerhof et al. Z. Phys. A309 93 (1982).
19. G. Soff et al., Phys. Rev. Lett. 43 1981 (1979).
20. F. Guttner et al, Proceed. of the XIII ICPEAC, Berlin 1983, Book of Abstracts, pg. 439.
21. P.A. Amundsen e D.H. Jakubassa-Amundsen, Phys. Rev. Lett. 53 222 (1984) e J. Phys. B. 18 757 (1985).
22. J.N. Scheurer et al., J. Phys. B 18 L85 (1985).
23. J.S. Blair e R. Anholt, Phys. Rev. A 25 907 (1982).

O METODO PIXE COMO INSTRUMENTO MICROANALITICO

Manfredo Harri Tabacniks
Grupo de Estudos de poluição do Ar
Instituto de Física da USP

INTRODUÇÃO

O "PIXE" (Particle Induced X-Ray Emission) é um método de análise multielementar, não destrutivo, sensível e rápido. Em alguns minutos de irradiação, por exemplo, o PIXE-SP, operado pelo Grupo de Estudos de Poluição do Ar - GEPA, e instalado no acelerador Pelletron do IFUSP, mede até o limite de 0.1 ng (Sppm) , quaisquer elementos com $Z > 10$, contidos numa amostra.

Basicamente, no PIXE irradia-se um alvo constituído de uma amostra qualquer, com um feixe de prótons, alfas ou ions mais pesados, que lhe induzem a emissão de Raios-X característicos dos elementos constituintes por meio da promoção de eletrons de camadas mais internas. A análise da energia e do número de raios característicos no espectro de Raios-X detectado, permite determinar quantitativamente os elementos constituintes da amostra. O PIXE porisso é insensível à especiação química, pois não mede o estado iônico dos elementos analisados.

A sensibilidade do PIXE é normalmente situada entre a da espectroscopia óptica e a da ativação por neutrons. Tem a vantagem de ser relativamente constante ao longo da tabela periódica - do He ao U, em oposição à da ativação por neutrons, que pode variar muito de um elemento para outro. Sua precisão varia de 5% a 30% dependendo do elemento analisado e do método numérico adotado na análise dos espectros de Raios-X. Sua acurácia depende essencialmente dos alvos padrões utilizados para a calibração. Como a maioria dos laboratórios, inclusive o GEPA, adquirem os padrões dos mesmos fornecedores (Micromatter), que garantem seus padrões em 5%, esta é também a acurácia média dos PIXE.

As amostras podem ser pequenas, da ordem de 0.1 mm . Para amostras menores, o PIXE pode evoluir para sondas, cuja dimensão limitada essencialmente pela óptica do feixe, situa-se atualmente em torno de 1 mm (Legge, 1984). Normalmente o PIXE funciona em vácuo (10^{-5} a 10^{-4}), existindo entretanto cerca de 25 laboratórios com feixe externo (Williams, 1984) em que as amostras são irradiadas em pressão atmosférica.

O PIXE é internacionalmente reconhecido como um bom método analítico. Tem apresentado rápido desenvolvimento e inúmeras aplicações nos mais variados campos do conhecimento humano. Na última conferência trianual de PIXE por exemplo, promovida em Heidelberg, na Alemanha em 1983, (Martin, 1984), dos 140 trabalhos apresentados, contam-se 88 em áreas que vão desde ciências biomédicas, poluição do ar e estudos em aerossóis, até aplicações em arqueologia.

BREVE HISTORICO DO PIXE

Como sabemos, os Raios-X foram descobertos em 1895 por Roentgen, mas apenas em 1910 tem-se evidências de espectros característicos elementares (Barkla, 1911). Moseley descobre a lei que leva seu nome, em 1912 (Moseley, 1912) e relaciona a frequência da radiação característica com o número atômico do elemento emissor. Inicia-se aí a possibilidade de identificar um elemento químico a partir de seu espectro de Raios-X. Essa técnica, denominada Fluorescência de Raios-X (XRF), é aplicada a

partir de 1920 e se torna comercial em meados de 1950, utilizando detectores dispersivos em comprimento de onda (reflexão de Bragg em cristal mbvel e detector proporcional). Em 1960 é desenvolvido o detector de Si(Li) e em 1970, Johansson sugere o método PIXE (Johansson, 1970), aliando a altíssima seção de choque de produção de Raios-X induzida por prótons, com a detecção dispersiva em energia permitida pelo novo detector de Si(Li). Em 1976 aproximada e simultaneamente, verificam-se a operação do PIXE no acelerador Van der Graaf na PUC-RJ (veja Montenegro, 1977) e a do PIXE-SP, instalado pelo Grupo de Estudos de Poluição do Ar - GEPA, no acelerador Pelletron do IFFUSP (Orsini, 1977). Em 1981, o GEPA consegue aprovar junto a FINEP, com apoio da Secretaria Especial do Meio Ambiente - SEMA, um projeto para avaliação da qualidade do ar em vários locais no Brasil, baseado essencialmente no PIXE-SP, como principal método analítico, que então se encontrava instalado e operacional. Na Figura 1 é apresentado um diagrama da câmara de irradiações do Sistema PIXE-SP.

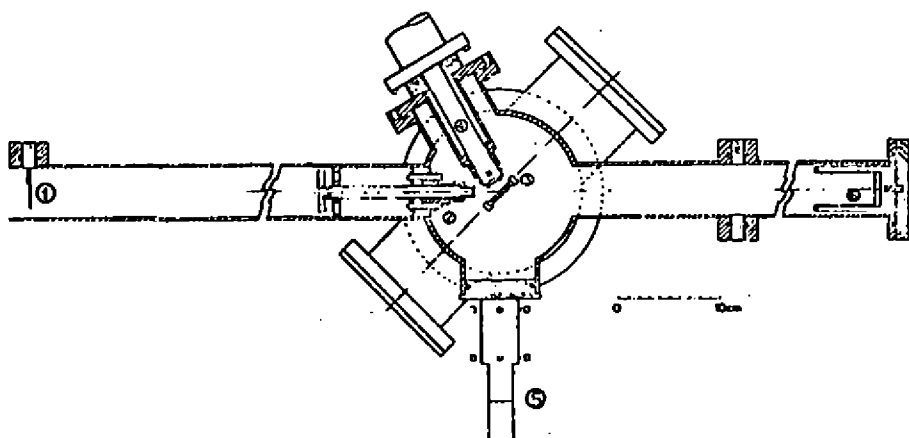


Figura 1. Diagrama da câmara PIXE-SP. 1) Folha difusora do feixe, 2) colimador do feixe, 3) porta alvos, 4) detector de Si(Li) com absorvedor de Raios-X em frente à janela, 5) luneta para observação, 6) copo de Faraday.

TEORIA DO METODO PIXE

A fórmula básica do PIXE dita que o número de Raios-X N_x , é proporcional ao produto dos seguintes fatores: A seção de choque de produção de Raios-X, σ_x ; o ângulo sólido de

$$N_x = R Q m \quad (3)$$

onde,

$$R = \frac{3761 \rho \epsilon \sigma_x T_2}{4\pi q A s} \quad (4)$$

Na determinação de R podem-se utilizar valores da literatura para as seções de choque de produção de Raios-X e dados do arranjo experimental tais como: eficiência do detector, ângulo sólido de detecção etc. ou obtê-lo diretamente a partir de alvos padrões calibrados e elementares, semelhantes as amostras a

serem analisadas. Este ultimo procedimento, adotado pelo GEPA, tem a vantagem de evitar erros sistematicos que venham comprometer a acuracia da calibracao.

Para estabelecer o Ion e a energia ideal de operacao do PIXE pode-se utilizar a lei de escala que relaciona a secao de choque de producao de Raios-X (Merzbacher, 1958):

$$\sigma(Z, E, M) = Z^2 \sigma(Z=1, E', M') \quad \text{onde} \quad \frac{E}{M} = \frac{E'}{M'}$$

A energia do feixe deve ser baixa para não excitar reações nucleares e alta o suficiente para se obter alta produção de Raios-X, pois que sua seção de choque depende em primeira aproximação da quarta potencia da energia (Merzbacher, 1958). 2MeV/uma é a energia que tem sido adotada internacionalmente como sendo um bom compromisso entre a sensibilidade e a produção de Raios-X.

O LIMITE DE DETECÇÃO DO PIXE

A medida de uma linha de Raios-X envolve sempre a integral de um pico sobre um fundo que deve ser descontado. O limite de detecção pode ser definido como a massa equivalente ao menor pico com N_p contagens que pode positivamente ser detectado sobre um fundo com N_b contagens (veja Figura 2a). O critério internacionalmente adotado: $N_p > 3 N_b$ corresponde a probabilidade de 0.13% de falsa detecção de um pico e define em função das contagens de fundo, o limite de detecção do sistema analítico.

O fundo é geralmente composto pela adição de linhas discretas de contaminantes do substrato, com um fundo contínuo em todo o espectro, composto principalmente e na ordem de importância de:

1. Radiação de freamento de elétrons secundários;
2. Radiação de freamento dos Ions incidentes;
3. Espalhamento Compton de raios gama de reações nucleares e
4. Radiação de freamento de elétrons acelerados por eletrização de alvo isolante.

Os tres primeiros são processos físicos inerentes ao método. Podem ser atenuados porém não evitados. O ultimo pode ser evitado com um arranjo experimental adequado (Varier, 1985).

Os elétrons secundários, são gerados pelo mesmo processo que detecção, Ω ; a transmitância dos Raios-X no alvo e no absorvedor de Raios-X colocado em frente ao detector, T_1 e T_2 ; a eficiência de detecção do Si(Li), ϵ ; o perfil transversal do feixe, $P(x,y)$ e a distribuição de massa no alvo, $M(x,y,z)$ (Johansson, 1976; Tabacniks 1983).

$$dN_x = \sigma_x \Omega T_1 T_2 \epsilon P(x,y) M(x,y,z) dx dy dz \quad (1)$$

A função assim escrita não estabelece uma relação unica entre a massa irradiada e o número de Raios-X detectados. Para uma relação unívoca é necessário supor algumas condições de trabalho: Supõe-se Ω constante e igual ao valor médio; para alvos finos pode-se escrever $T_1=1$ e $\sigma_x(E) = \sigma_x(E_0)$ que passam a não depender da energia do feixe incidente (Tabacniks, 1983); o feixe é homogeneizado, o que permite escrever $P(x,y)=P$, de forma que a integral remanescente

seja trivial resultando na massa total irradiada, m , independentemente de sua distribuição.

$$m = \int M(x,y,z) dx dy dz \quad (2)$$

Para homogenizar o feixe, utiliza-se no PIXE-SP uma fina folha de Ni com 2,5 μ m de espessura montada a 74cm do alvo. Outros métodos podem ser utilizados: desfocalização no último quadrupolo e/ou varredura do feixe no alvo por meio de defletores magnéticos ou eletrostáticos.

Tabela 1. Definição e unidades dos símbolos nas fórmulas do PIXE

simbolo	definição	unidade
σ_x	seção de choque de produção de Raios-X	barn
Ω	ângulo sólido de detecção	sr
ϵ	eficiência de detecção do Si(Li)	
q	carga unitária da partícula incidente	
A	átomo grama do elemento alvo	g
T_2	transmitância do absorvedor de Raios-X	
s	área da seção transversal do feixe	cm ²
m	massa elementar na área irradiada	ng ⁻¹
R	fator de resposta do PIXE	ng ⁻¹ μ C ⁻¹
Q	carga de feixe acumulada	μ C

Com as condições acima e unidades definidas na Tabela 1, chega-se à fórmula de trabalho do PIXE em que o número de Raios-X detectados, N_x , é proporcional ao Fator de Resposta, R do sistema, à carga acumulada e à massa total irradiada:

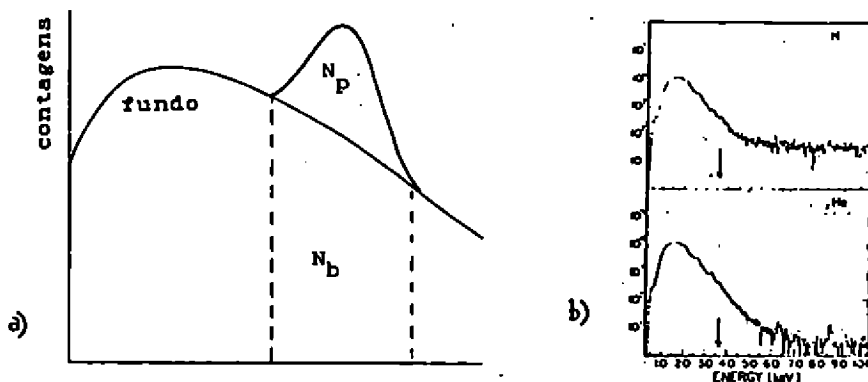


Figura 2. a) definição dos parâmetros para cálculo do limite de detecção. b) Espectros de fundo contínuo de Mylar irradiado por diferentes feixes, todos com 1,7MeV/uma. A seta marca T_m (de Watson, 1974).

ioniza os átomos cujos espectros se deseja observar. Sua inevitável radiação de freamento ocorre dentro do próprio alvo sendo impossível sua eliminação. Sua energia é limitada pela máxima energia transferível para um elétron livre $T_m = 4MmE/(M+m)^2 = 4mE/M$ que é da ordem de alguns KeV, justamente a energia de parte dos Raios-X observados. A montagem do detector em ângulos trazeiros, permite diminuir um pouco a radiação de fundo, devido a anisotropia da radiação de freamento dos elétrons secundários cujo máximo ocorre a 90 graus (Kaji, 1977) e, mais importante, diminui a probabilidade de espalhamento de partículas do feixe na direção do detector, que geram grandes pulsos eletrônicos instabilizando a linha de base, com consequente perda de resolução.

Na Figura 2b temos exemplos de um espectros de fundo obtidos irradiando Mylar ($C_{10}H_8O_4$) com $530\mu g/cm^2$ com feixes de prótons e alfas, ambos com $1.7MeV/uma$. A seta marca T_m . A seção de choque de produção de radiação de freamento das partículas incidentes é proporcional à diferença entre as razões carga/massa do alvo e do feixe (Folkmann, 1974):

$$\frac{d\sigma}{dE} \propto \left(\frac{Z_1}{A_1} - \frac{Z}{A} \right) \quad (5)$$

Para elementos leves, tais quais se analisam no PIXE-SP, a relação $Z/A \approx 1/2$ sugere a utilização de feixes com $Z_1/A_1 \approx 1/2$, de forma a atenuar a radiação de freamento do feixe incidente, efeito também observável na figura 2b. De fato, no PIXE-SP, em que se utiliza feixe de alfas, não se observa o fundo de radiação de freamento do feixe incidente comum em PIXEs com prótons. A contrapartida está na dificuldade em manter e operar uma fonte de alfas.

A excitação de estados nucleares depende do feixe, sua energia e do alvo. Exige cuidadosa seleção dos materiais com que se constrói a câmara de irradiação pois sua contribuição apenas é relevante quando se irradiam grandes massas de material tais como colimadores de feixe, substrato de amostras, etc.

Na Figura 3 é mostrado um espectro típico de uma amostra de aerossol atmosférico obtido no PIXE-SP e na Figura 4 um gráfico do Fator de Resposta do PIXE-SP em função do número atômico, obtido com alvos padrões calibrados.

OTIMIZAÇÃO DAS CONDIÇÕES DE OPERAÇÃO DO PIXE

Até aqui se demonstrou a viabilidade técnica do PIXE, porém isso não basta para tê-lo como sistema analítico operacional e confiável capaz de concorrer em tempo, qualidade e custo com outros métodos similares.

O tempo de irradiação é definido numa solução de compromisso entre a estatística necessária no espectro e a máxima corrente de feixe permitida. Os fatores que limitam a corrente do feixe são a taxa de contagens no detector, que deve permanecer abaixo de no máximo 3 a 5kHz, definida essencialmente pela eletrônica de aquisição de dados (tempo morto, resolução e saturação), e o aquecimento do alvo, que pode até ser destruído, dependendo da intensidade do feixe.

É também necessário instalar um controle de qualidade que assegure a calibração do sistema, sua reprodutibilidade e acurácia, a homogeneidade do feixe, a correta centralização do

alvo (a torre de alvos do PIXE-SP permite ajustes X-Y externos à câmara verificados por meio de uma luneta) e finalmente a anotação redundante de dados da irradiação, que garanta a correta associação do espectro armazenado com a amostra irradiada.

Econveniente que a análise de espectros seja computadorizada e automatizada, considerando que numa sessão de 24 horas de PIXE, podem-se obter até algumas centenas de espectros. Para isso utiliza-se no GEPA, o programa HEX (Kaufmann, 1977), desenvolvido na Universidade Estadual da Flórida que, a partir de condições iniciais e uma vasta biblioteca de dados com as energias, intensidades das linhas e coeficientes de absorção de Raios-X, determina automaticamente a composição elementar da amostra, descontando o fundo, interferências, superposição de picos e a autoabsorção de Raios-X no alvo. Apesar dos eventuais erros sistemáticos introduzidos na análise automática de espectros, esta reduz os erros aleatórios do tratamento manual, aumentando a reprodutibilidade do sistema.

Na Tabela 2 são listadas algumas características do Sistema PIXE-SP.

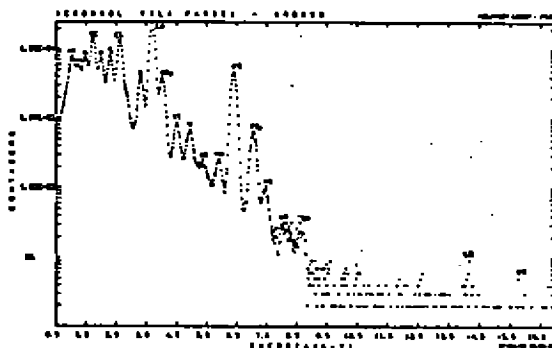


Figura 3. Espectro de uma amostra irradiada no PIXE-SP.

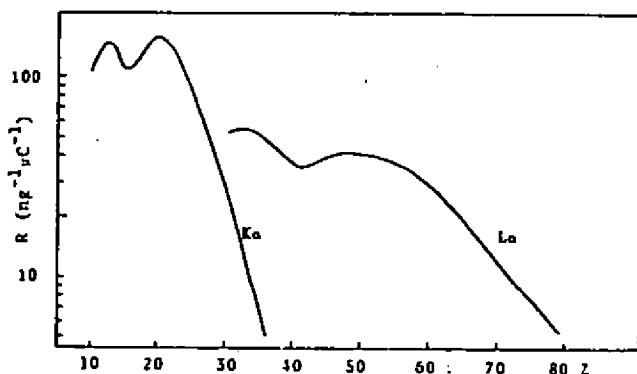


Figura 4. Fator de Resposta do PIXE-SP.

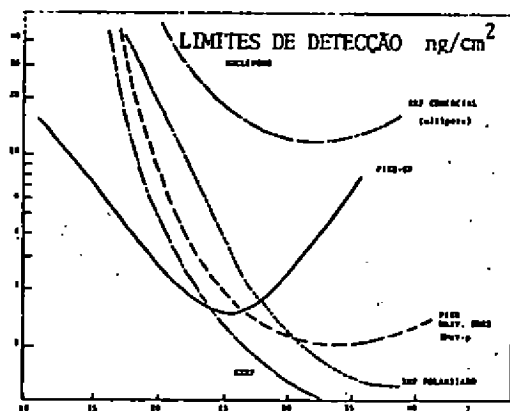


Figura 5. Limites de detecção do PIXE-SP e de outros sistemas analíticos.

Tabela 2. Principais características do PIXE-SP:

feixe	alfa 8MeV
corrente	1-10 nA
tempo médio de irradiação	10 minutos
taxa de contagens	3 KHz

OUTROS METODOS ANALITICOS

Dentre os vários métodos analíticos existentes a Fluorescência de Raios-X, XRF é bastante similar ao PIXE e sua mais forte concorrente. A começar pela sua simplicidade: Uma fonte de alta tensão (50kV, 20W) e um pequeno tubo de Raios-X, fazem na XRF o que no PIXE é feito por um acelerador de partículas. Existem atualmente equipamentos de XRF do tamanho de uma escrivaninha que contêm a fonte de Raios-X, um porta amostras, um detector de Si(Li), uma bomba de vacuo e um micro-computador para aquisição de dados e análise de espectros.

A diferença fundamental entre a XRF e o PIXE está no modo de excitação dos Raios-X, pois ambos utilizam o mesmo sistema de aquisição e análise de espectros. A excitação por ftons gera um grande fundo contínuo por espalhamento do feixe no alvo, tem baixa seção de choque para elementos leves (Na, Mg, Al, Si) e exige de 2 a 4 condições diferentes (ânodo e alta tensão) para cobrir todos os elementos da tabela periódica com limite de detecção aceitável. De forma geral a XRF tem limite de detecção cerca de 100 vezes o do PIXE, do Na ao Si, 10 vezes para elementos com $16 < Z < 40$ e da mesma ordem para elementos com $Z > 40$. Atualmente vem sendo estudado um aperfeiçoamento que praticamente iguala a XRF ao PIXE. É o feixe de Raios-X polarizado que diminui seu espalhamento no alvo, com conseqüente redução do fundo contínuo.

Uma nova e excelente fonte de Raios-X para XRF parece ser a radiação Síncrotron (veja Chen, 1984). É direcional, intensa, sintonizável e linearmente polarizada. A XRF com radiação Síncrotron, SXRF, tem limites de detecção parecidos, ou até melhores que os do PIXE, como se observa na Figura 4, onde se

comparam os limites de detecção de amostras em Nuclepore no PIXE-SP, no PIXE da Universidade de Duque - EUA (prótons com 3MeV), de um XRF comercial (Wheeler, 1979) de um XRF polarizado e de um SXRF (Chen, 1984). Note que o PIXE-SP foi otimizado para detectar elementos leves $Z < 30$ que são importantes traçadores em aerossóis atmosféricos.

APLICAÇÃO DO PIXE EM PESQUISA DE AEROSSÓIS ATMOSFÉRICOS

O aerossol atmosférico é o sistema composto pela mistura de pequenas partículas sólidas ou líquidas em suspensão numa fase gasosa, que neste caso é o ar. Na sua caracterização, que também contribui para a avaliação da qualidade do ar, o aerossol é encarado como um sistema qualquer, com propriedades físicas e químicas cujo comportamento se pretende determinar e prever, através de modelamentos adequados.

O aerossol atmosférico é gerado majoritariamente, pelo menos por enquanto, por fonte naturais (Hidy, 1984): poeira do solo, incêndios florestais, vulcões, sal marinho etc. Atualmente a contaminação antropogênica por emissões diretas é estimada em 25% das emissões naturais. A Figura 6a ilustra genericamente os principais processos de produção e evolução do particulado. De forma geral processos químicos, de combustão e emissões gasosas com posterior conversão gás-partícula, geram preferencialmente partículas finas com $d < 2.5 \mu\text{m}$, enquanto que processos mecânicos tais como abrasão, vento e manipulação de materiais geram preferencialmente particulado grosso com $d > 2.5 \mu\text{m}$. A Figura 6b mostra uma distribuição típica de massa em função do diâmetro da partícula. São duas distribuições log-normais distintas e independentes, uma para a fração fina, e outra para a fração grossa do particulado.

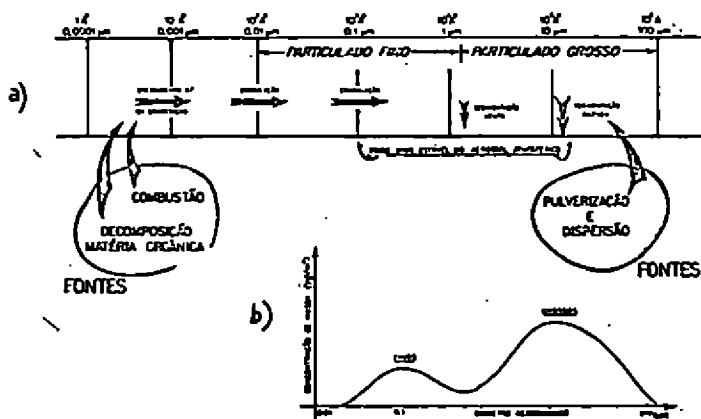


Figura 6. a) Fontes principais e dimensões da matéria particulada no aerossol atmosférico. b) Distribuição de massa em função do diâmetro aerodinâmico do particulado.

A determinação da concentração da matéria particulada no ar, sua distribuição de concentrações em função do tamanho da partícula e sua distribuição elementar (ou química) são parâmetros importantes na avaliação da qualidade do ar e ao mesmo tempo permitem o estudo de seu comportamento na atmosfera.

Nas Figuras 7 e 8 vemos alguns exemplos de parâmetros medidos em aerossóis atmosféricos. Na Figura 7 são mostradas curvas de distribuição de tamanho para alguns elementos medidos em São Paulo nos anos de 1976, 1977, 1978, 1980 e 1981. Chama atenção, inicialmente, a relativa estabilidade da estrutura do aerossol em função do tempo. Verifica-se também a preferência de alguns elementos pela moda fina tais como S, Zn e Pb, traçadores de processos de combustão, enquanto outros como Si, Ca e Fe,

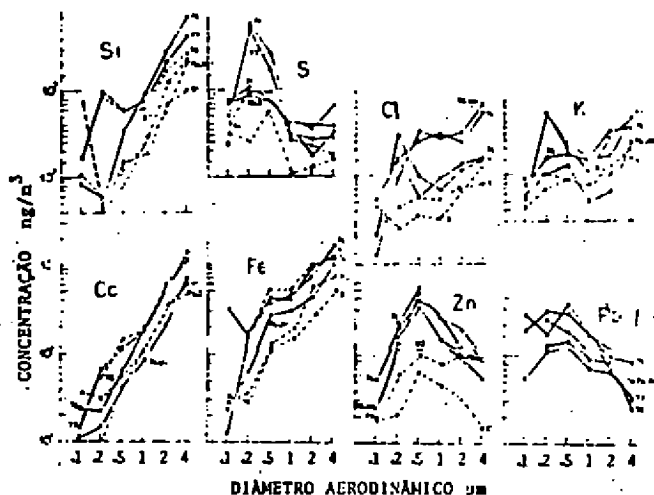


Figura 7. Curvas de distribuição de tamanho para alguns elementos traço no aerossol atmosférico de São Paulo (Orsini, 1984).

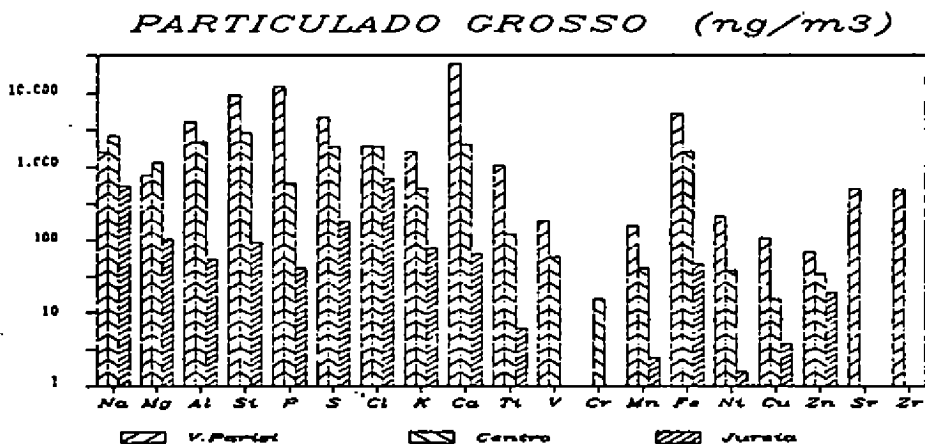


Figura 8. Concentração média de elementos-traço no particulado grosso do aerossol atmosférico de Vila Parisi, Centro de Cubatão 1/82 (Orsini, 1982) e em Juratá, 9/82-8/83 (Orsini, 1983).

traçadores de poeira do solo, aparecem na moda grossa. K e Cl tem comportamento bimodal indicando provavelmente mais de uma fonte principal. Na Figura 8 temos as concentrações elementares médias de particulado grosso medido em Vila Parisi e Centro de Cubatão em maio de 1982. A título de comparação mostram-se também dados da Estação Ecológica da Jureia (litoral sul de São Paulo), em que certamente o ar pode ser considerado limpo. O excesso de Si, P, Ca, Sr e Zr em Vila Parisi foi identificado como devido às emissões na manipulação de rocha fosfática pelas fábricas de fertilizante locais (Orsini, 1982).

Os dados apresentados nas Figuras 7 e 8 são o ponto de partida para a análise de um aerossol. Tem-se indicações de fontes majoritárias, níveis de concentração e qualidade do ar. Uma análise mais aprofundada exige métodos mais elaborados. Utilizam-se para isso os chamados modelos de dispersão e de receptores. Modelos de dispersão são modelos preditivos em que a partir da taxa de emissão e condições atmosféricas tenta-se prever as concentrações em torno da fonte. Aplicações desse modelo podem ser encontradas nas referências (Orsini, 1980; Kerr, 1984). Modelos receptores, pelo contrário, partem das concentrações medidas num receptor (qualquer sorvedouro de aerossol) e procuram determinar o rateio de fontes que contribuíram na formação desse aerossol. Tais modelos fazem uso intensivo da estrutura interna do aerossol sendo particularmente adequados a dados de concentrações elementares tais como os obtidos em análises de PIXE e XRF.

MODELOS RECEPTORES APLICADOS AO ESTUDO DE AEROSSÓIS ATMOSFÉRICOS

Como se pode ver na Figura 9 a emissão de cada fonte carrega consigo uma estrutura definida de elementos-traço denominada assinatura da fonte. Sendo assim, pode-se modelar o aerossol de uma região, como sendo uma mistura (combinação linear) das emissões dessas fontes, para então determinar a estrutura e o rateio das fontes e estudar o comportamento desse aerossol, quanto às suas distribuições, estabilidade, coeficientes de difusão, etc. Esse modelamento, supõe implicitamente a conservação da massa e despreza possíveis modificações das assinaturas no transporte da fonte ao receptor.

Os principais modelos receptores atualmente em uso no GEPA que se aproveitam da enorme quantidade de informações obtidas na análise elementar de um aerossol são: O Modelo de Balanço de Massa, MBM, (veja Gordon, 1980) e a Análise de Fatores Principais, AFP (veja Thurston, 1985).

No MBM decompõem-se um aerossol em uma combinação linear de várias fontes visando ratear a massa amostrada. Utiliza-se para isso a composição elementar do aerossol medido (pode ser de uma única amostra) e as assinaturas de categorias de fontes (medidas ou da literatura). Um programa de computador executa uma regressão por mínimos quadrados, pois que normalmente um sistema com cerca de 1 a 10 fontes e 20 elementos-traço encontra-se superestimado, e fornece a estrutura de fontes local. Na realidade o processo é bem mais complexo, pois envolve a manipulação de erros experimentais, tanto nos elementos-traço medidos, como nas assinaturas fornecidas e depende muito do pesquisador na escolha adequada das categorias de fontes sobre as quais se realiza a regressão. Em regiões remotas, com poucas fontes o trabalho é mais simples, como se vê na Tabela 3, em que se determina a estrutura da média do particulado grosso, amostrado na Reserva Ecológica da Jureia, onde apenas 1 fontes foram detectadas (SO₂ é uma fonte "artificial" que dá conta

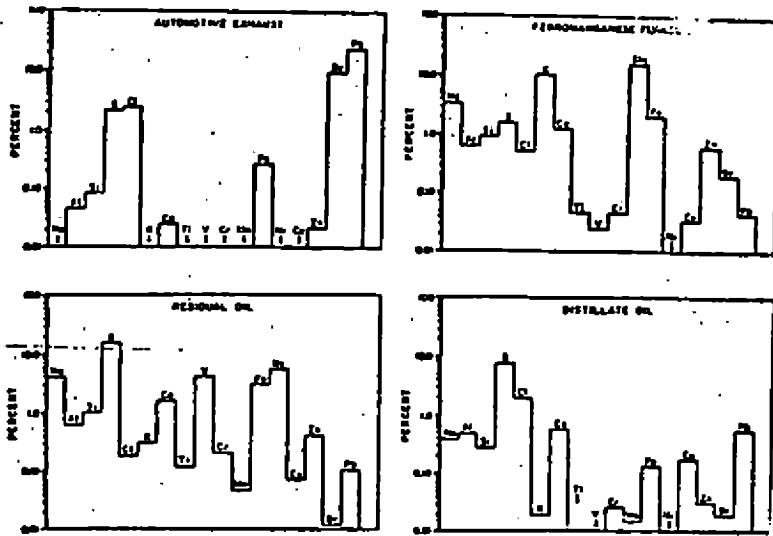


Figura 9. Assinaturas de algumas fontes de material particulado.

do processo de conversão gás-partícula dos gases SO_2 e H_2S) e 70% da massa do aerossol explicada. (ARTAXO, 1985).

Tabela 3. Análise por Modelo de Balanço de Massa do particulado grosso amostrado em Jureia. Valores em ng/m^3 . IN=O indica elemento excluído da regressão. LV são elementos leves não medidos pelo PIXE mas citados nas assinaturas.(ARTAXO, 1985)

	DIFF	STON	MEDIO	CALC	MAE	SOLO	PLANTA	SEA
LV	0	262.3	--	487.1	443.1	306.2	783.3	173.2
NA	1	388.9	523.7	307.9	776.1	15.8	8.9	--
MC	1	73.4	181.9	53.8	18.4	17.7	7.9	--
AL	0	52.4	54.9	21.1	23.2	53.1	2.1	--
SI	1	81.1	81.3	125.6	21.8	134.8	8.9	--
P	0	18.8	42.1	18.4	--	8.0	5.8	--
S	1	78.7	183.8	113.8	53.9	6.2	114.9	--
CL	1	71.8	711.7	722.2	713.5	8.2	8.5	--
K	1	32.9	36.6	62.9	14.8	5.8	58.6	--
CA	1	42.7	87.7	83.1	78.1	12.3	27.7	--
TI	0	4.8	8.1	4.8	8.8	2.4	--	--
VN	0	1.8	2.4	3.3	--	8.8	2.7	--
FE	1	13.8	47.4	34.6	4.1	20.8	8.8	--
BI	0	6.8	1.5	8.1	--	--	--	--
CU	0	4.2	2.8	8.1	--	8.1	8.1	--
ZN	0	74.8	18.2	8.5	--	8.1	8.1	--
BR	0	8.3	13.8	2.8	2.5	--	8.1	--
MASSA		1358.	8081.	1743.	828.	3844.	575.	
DIFF		262.3	2676.	172.	237.	7843.	731.	
FREQ		182.82	70.17	12.81	58.87	3.82		

Na análise de fatores principais, AFP, procura-se extrair informações sobre a estrutura interna da matriz de variância-covariância de uma coleção de dados multivariados. No nosso caso, parte-se de um conjunto de medidas (20 a 40 amostras) todas submetidas à análise elementar, que fornece cerca de 20 atributos (composição elementar) para cada amostra. A técnica básica da AFP consiste na extração de autovalores e autovetores da matriz de correlação, retendo apenas aqueles estatisticamente significativos e truncando a solução obtida, a seguir roda-se ortogonalmente esse conjunto de soluções, maximizando os fatores principais retidos, para finalmente interpretar esses fatores como fontes de aerossol. O método é poderoso e matematicamente complexo. Fornece como saída a qualificação das fontes dominantes através de suas correlações com cada elemento amostrado. Sua principal desvantagem está em não fornecer o rateio de fontes, ou seja

quantificar a participação de cada fonte no aerossol, pois que os dados elementares de entrada são normalizados para média zero e desvio padrão unitário. Na tabela 1 vê-se o resultado de uma análise por AFP realizada nos mesmos dados de Jureia para a qual se aplicou o MBM (Artaxo, 1985). As fontes F1 a F4 (note que não se utiliza nenhuma assinatura nem informação sobre as fontes) foram posteriormente identificadas como sendo plantas, solo, mar e calcareo. Os valores entre parêntesis são a variância explicada de cada elemento ou fonte. As plantas explicam 39,3% da variância dos dados, o solo 25%, o mar 11,2% e o calcareo 10,2%, sendo que esse conjunto de fontes explicou 86% da variabilidade dos dados amostrados em Jureia. A comunalidade é a soma das variâncias elementares (para maior clareza somente os elementos majoritários aparecem na tabela) e mostra o quanto da variância de cada elemento foi explicada.

Tabela 1. Análise por AFP do particulado grosso de Jureia.

	FATOR FONTE AUTOVALOR VARIANCIA	F1 PLANTAS 5.10 (39.3)	F2 SOLO 3.24 (25.0)	F3 MAR 1.43 (11.2)	F4 CALCAREO 1.35 (10.2)
	COMUNAL.				
MA	0.94			MA(0.93)	
MG	0.71			MG(0.81)	
AL	1.00		AL(0.91)		
SI	0.85		SI(0.90)		
P	0.70	P(0.70)			
S	0.69	S(0.83)			
CL	0.82			CL(0.85)	
K	0.88	K(0.91)			
CA	0.83	CA(0.57)			CA(0.59)
TI	0.89				TI(0.79)
MR	0.94				MR(0.81)
FE	0.68		FE(0.91)		

CONCLUSOES

O método PIXE tem sido valioso e insubstituível em estudos de poluição do ar. Pode-se afirmar sem erro que o grande avanço do GEPA nessa área no Brasil, deve-se muito à sua capacidade analítica, permitindo-lhe executar projeto introduzindo no País avançada tecnologia de controle de poluição do ar baseada nos modelos acima descritos. A conveniente integração entre amostradores, o método PIXE e modelos de análise - MBM, AFP, etc., tem se mostrado operacional mesmo nas duras condições por que tem passado a Universidade Brasileira e proporcionado novos e interessantes resultados. Devido à alta sensibilidade do PIXE os amostradores utilizados pelo GEPA podem ser leves e pequenos, podendo facilmente amostrar aerossóis em locais com pouquíssima infraestrutura e até mesmo sem energia elétrica tais como na Antártica, Amazônia, Jureia e outros.

Pouco se pode fazer para aperfeiçoar o PIXE. Do ponto de vista técnico a criação de vacâncias em camadas internas e a emissão de Raios-X está bem compreendida com boa concordância das

seções de choque teóricas e experimentais. Atualmente tem havido algum interesse em estudar a criação e ionização de orbitais moleculares no PIXE. Procuram-se efeitos que possam ser utilizados na especificação química dos elementos detectados, por enquanto, com poucos resultados práticos. Tecnicamente alguns avanços podem ser de interesse: Uma eletrônica mais rápida poderia diminuir o tempo de irradiação por amostra e aumentar o rendimento do PIXE; Detectores com melhor resolução e sensíveis aos Raios-X de elementos com $Z < 11$ são certamente bem-vindos; Os programas de análise de espectros de Raios-X poderiam ser melhorados e ter sua execução acelerada. A microsonda de PIXE é um método poderoso que poderia analisar as partículas individualmente quanto ao tamanho e composição elementar. É porém um método extremamente caro, provavelmente não acessível a países e laboratórios "pobres".

A XRF é um forte concorrente para análise de grandes massas "bulk", principalmente quando se usa feixe polarizado que apresenta essencialmente os mesmos limites de detecção que o PIXE. Entretanto ainda não existe nenhum equipamento comercial que adote essa solução.

De forma geral, o PIXE é um método consolidado e conhecido. Seu custo, quando se inclui o acelerador de partículas, não permite sua instalação per si, exceto nos casos em que há grande demanda, mas é sempre possível instalá-lo em laboratórios que já disponham de um acelerador e que desejam dedicar algum tempo de máquina à pesquisas em física aplicada.

AGRADECIMENTOS

O presente trabalho foi desenvolvido no Grupo de Estudos de Poluição do Ar a cujos integrantes devo, além do apoio diário, os dados e tabelas sobre aerossóis atmosféricos, ora apresentados. O apoio institucional que o grupo tem recebido no IFUSP, particularmente no Departamento de Física Experimental e no Laboratório Pelletron, tranparece no avanço e no trabalho que o GEPA tem apresentado.

REFERENCIAS

Artaxo, P.; 1985. "Modelos receptores aplicados à determinação da estrutura de fontes de aerossóis remotos". Tese de Doutorado, Inst. Fis. USP.

Barkla, C.G.; 1911. Phil.Mag., 22, 396.

Chen J.R., Gordon, B.M., Hanson, A.L., Jones, K.W., Kraner, H.W., Chao, E.C.T., e Minkin, J.; 1984. "Synchrotron x-ray fluorescence and extended x-ray absorption fine structure analysis". Scanning Electron Microscopy 4, 1483-1500.

Folkmann, F., Gaarde, C., Huus, T. e Kemp, K.; 1974. "Proton induced x-ray emission as a tool for trace element analysis". Nucl.Instr.Meth. 116, 487-499.

Gordon, G.E.; 1980. "Receptor Models". Environmental Science & Technology 14, 792-800.

Hidy, P.K.; 1980. "Aerosols - An Industrial and Environmental Science". Academic Press, New York.

Johansson, T.B., Akselsson, R. and Johansson, S.A.; 1970. "X-Ray analysis: elemental trace analysis at the 10-12g level". Nucl.Instr.Meth. 84, 141.

Johansson, S.A.E. and Johansson, T.B.; 1976. "Analytical application of Particle Induced X-Ray Emission". Nucl.Instr.Meth. 137, 473-516.

Legge, G.J.F.; 1984. "Microprobes and their application to PIXE analysis". Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. 231-B3, 561-571.

Kaufmann H.C., Akselsson K.R. and Courtney W.J.; 1977. "REX, a computer programme for PIXE analysis". Nucl.Instr.Meth. 142, 251-257.

Kerr, A.A.F.S.; 1983. "Caracterização física do aerossol atmosférico de Cubatão e uma experiência de aplicação de modelos de dispersão por pluma gaussiana". Dissertação de Mestrado, Inst. Fis. USP.

Martin, B.; 1984. "Particle Induced X-Ray Emission and Its Analytical Applications" - Proceedings da "Third International Conference on PIXE and its Analytical Applications". Heidelberg, Julho 18-22 (1983) - Nucl.Instr.Meth. 231-B3

Merzbacher, E., e Lewis, H.W.; 1958. "X-Ray production by heavy charged particles". Handbuch de Physik 34, 166-192.

Micromatter Co. Rt 1 Box 72B, Eastsound, Washington 98245

Montenegro, E.C., 1977. "Contribuição ao método de análise de elementos por espectroscopia de raios-X induzidos por prótons". Dissertação de mestrado - Departamento de Física da PUC - Rio de Janeiro (fevereiro de 1977).

Moseley, H.G.J.; 1912. "High-frequency spectra of the elements". Phil.Mag. 26, 1024.

Orsini C.Q. e Boubres L.C.; 1977. "A PIXE system for air pollution studies in South America". Nucl.Instr.Meth. 142, 27-32.

Orsini, C.M.O., Rodrigues, D., Barolli, E., Feitosa, M.I., Artaxo, P., Germano, T.G., Souza, V.; 1980. "Impactos atmosféricos de usinas termoeletricas a residuos solidos". Preprint IFUSP/P-234.

Orsini, C.M.O., Artaxo, P., Tabacniks, M.H., Soares, V.L. e Germano, T.G.; 1982. "Avaliação preliminar da qualidade do ar de Cubatão". Relatório final da experiência SEMA/IFUSP. Inst.Fis. USP.

Orsini, C.M.O., Kerr, A.A.F.S., Andrade, F., Tabacniks, M.H., Artaxo, P., Germano, T.G. e Soares, V.L.; 1983. "Relatório anual do projeto: Avaliação da qualidade do ar de áreas críticas e naturais brasileiras". Inst. Fis. USP.

Orsini, C.O., Artaxo, P., e Tabacniks, M.H.; 1984. "Trace elements in the urban aerosol of Sao Paulo". Ciência e Cultura 36-5, 823-827.

Tabacniks M.H.; 1983. "Calibração do sistema PIXE-SP de análise elementar". Dissertação de mestrado, Inst. Fis. USP.

Thurston, G.D., Spengler, J.D.; 1985. "A quantitative assessment of source contributions to inhalable particulate matter pollution in metropolitan Boston". Atmospheric Environment 19-1, 9-25.

Varier, K.M., Nayak, A.K., Mehta, G.K.; 1985. "On the bremsstrahlung background in the PIXE spectra of thick non-conducting targets". Nucl.Instr.Meth.Phys.Res. B10/11, 671-673.

Wheeler, D.; 1979. "Accuracy in x-ray spectrochemical analysis as related to sample preparation". Simpsio: X-Ray Fluorescence Analysis in Agrochemistry; Tzinov Institute, Moscow, Russia. em EG&G ORTEC TEFAM operating manual.

Williams, E.T.; 1984. "PIXE analysis with external beams: Systems and applications". Nucl.Instr.Meth. in Phys.Res. 231-B3, 211-219.

SESSÃO ESPECIAL

A FÍSICA NUCLEAR EM UM QUARTO DO SÉCULO: DA CONFERÊNCIA DE
PITTSBURGH (1957) À DE FLORENÇA (1983)

E.W.Hamburger, IFUSP
Palestra pronunciada na VIII Reunião de
Trabalho sobre Física Nuclear no Brasil
em São Lourenço, MG, em 1/9/1985

INTRODUÇÃO

Já faz mais de dez anos que eu não realizo pesquisas em Física Nuclear. Assim foi com surpresa que recebi, em 1982, convite do Comitê Organizador para participar do International Advisory Committee da Conferência Internacional de Física Nuclear que iria se realizar em Florença, Itália, de 29/8 a 3/9 de 1983. Respondi que não tinha trabalhado no campo há muitos anos e que assim poderia contribuir somente em aspectos gerais, inclusive sociais e políticos, da Física Nuclear, e não do ponto de vista científico e sugeri outros nomes de físicos nucleares brasileiros ativos que poderiam me substituir. Entretanto o organizador da conferência, R.A.Ricci, insistiu para que eu ficasse. Fiquei contente porque, participando da conferência, teria oportunidade de rever o campo e atualizar meus conhecimentos. Comuniquei o convite aos colegas na Reunião de Trabalho sobre Física Nuclear no Brasil realizada em Itatiaia em setembro de 1982, pedi sugestões (recebi uma única).

Participei da Conferência, que foi muito boa, assisti a muitas sessões, tomei notas, e pretendia, de volta ao Brasil, fazer um relato completo para a comunidade de físicos nucleares do Brasil. Entretanto não tive oportunidade de fazer o relato em 1983 e 1984, e outras obrigações absorveram minha atenção. Agora, dois anos depois da conferência, não caberia somente um relato, já que

muitos aqui já devem conhecer os resultados, e inclusive resultados mais recentes. Resolvi então tentar fazer, além do relato, uma comparação com a primeira conferência deste tipo de que participei.

Em 1957, poucos meses depois que Amélia e eu chegamos aos Estados Unidos para fazer pesquisa e estudos pós-graduados na Universidade de Pittsburgh, realizou-se naquela Universidade uma pequena Conferência Internacional sobre Estrutura Nuclear, da qual participaram muitos dos físicos nucleares mais eminentes da época. Apesar de não ser patrocinada pela União Internacional de Física Pura e Aplicada (UIFPA - em inglês, IUPAP) e não pretender abranger toda a Física Nuclear, a conferência foi muito interessante e dá uma boa idéia do estado do campo na época.

A União Internacional organiza, desde os anos cinquenta, conferências, chamadas tipo "A", que abrangem toda a física nuclear, além de outras conferências mais especializadas. A tabela 1 mostra essas conferências, que eram anuais inicialmente e mais recentemente tem sido a cada três anos. Estão assinaladas na tabela as conferências de que eu participei, inclusive duas que não são do tipo A (Pittsburgh 1957 e Tallahassee 1966).

A próxima conferência geral será em Harrogate, de 25 a 30 de agosto de 1986, e novamente fui convidado para o Comitê Internacional, nas mesmas condições de Florença, conforme comentei ao final.

TABELA 1

CONFERÊNCIAS INTERNACIONAIS DE FÍSICA NUCLEAR GERAIS (IUPAP)			
1956	AMSTERDAM	1966	<u>TALLAHASSEE</u>
1957	REHOVOTH	1966	<u>GATLINBURG</u>
1957	<u>PITTSBURGH</u>	1969	<u>MONTREAL</u>
1958	PARIS	1973	<u>MUNIQUE</u>
1960	KINGSTON	1977	TOKIO
1961	MANCHESTER	1980	BERKELEY
1962	PADUA	1983	<u>FLORENÇA</u>
1964	PARIS	1986	HARROGATE
Inicialmente: - anual			
Agora: cada 3 anos			
Ernst W. Hamburger - presente			

PRIMEIRA PARTE: FLORENÇA

1. A CONFERÊNCIA DE FLORENÇA*

A Conferência teve cerca de 800 participantes, principalmente europeus, como mostra a Tabela 2. A participação de países subdesenvolvidos foi muito pequena. Foi uma conferência geral de Física Nuclear, patrocinada pela União Internacional de Física Pura e Aplicada (IUPAP).

A predominância européia e a representação relativamente pequena dos EUA refletiu o crescimento das atividades de física nuclear na Europa e a diminuição das verbas para este campo de pesquisa nos EUA.

A Tabela 3 mostra a classificação das 760 comunicações que foram enviadas à Conferência e cujos resumos foram pu

*As atas da Conferência estão publicadas em dois volumes, um de palestras convidadas, outro de comunicações enviadas, sob o título Proceedings of the International Conference on Nuclear Physics, Florence, 1983, editados por P. Blasi e R.A. Ricci, publicado por Tipografia Compositori - Bologna, Itália (1983).

blicados no volume 1 das Atas, distribuído no início da Conferência (CCF). Destas contribuições foram apresentadas oralmente 58, e em forma de painéis, 207. A última coluna mostra as palestras convidadas, também classificadas por tema (PC).

A sessão de abertura se realizou em um salão histórico do Palazzo Vecchio, no centro de Florença. Além dos discursos das autoridades locais, falou D.A. Bromley, de Yale, sobre os desafios e oportunidades da Física Nuclear hoje, uma palestra otimista.

As sessões científicas foram todas realizadas no "Palazzo dei Congressi", um excelente centro de convenções moderno e espaçoso. Inicialmente o diretor da Conferência, R.A. Ricci, do Laboratório Nacional de Legnaro, explicou o programa da conferência. Foi um programa bem feito e pensado, tanto quanto aos temas tratados como quanto aos expositores e à coordenação entre palestras: foi a conferência melhor planejada de que já participei. O significado da realização na Itália, onde está havendo um renascimento da física nuclear, com vários laboratórios novos (Legnaro e Catania inaugurados em 1983) também foi salientado.

Passo agora a descrever as palestras convidadas, cuja programação é mostrada no Quadro 1 (após o item 25).

2. TÓPICO A: INTERAÇÃO NUCLEON-NUCLEON

O primeiro tópico (A) foi a interação nucleon-nucleon falando inicialmente R. Vinh Mau (Orsay) sobre o potencial N-N de Paris, desenvolvido de 1973 a 1981. Para distâncias entre nucleons maiores do que 0,8fm ($r > 0,8\text{fm}$) o potencial é fixado teoricamente a partir da troca de um pion e de dois pions, o que inclui os isóbaros πN e as ressonâncias π como ϵ e ρ , e mais a troca de três pions, mas neste caso somente a partícula ω . Obtem-se assim bom acordo com dados selecionados, correspondentes a L

TABELA 2

PARTICIPANTES - TOTAL APROXIMADAMENTE 800	
	16% Itália
66% EUROPA	17% Alemanha
	33% Outros
20% EUA(16%)+CANADÁ(4%)	
10% ASIA (principalmente Japão, também China)	
4% AMÉRICA LATINA + África (Brasil 0,5%.*)	
*Hélio Coelho (Recife) Ailton Tavares (CBPF) Eloisa e Alex Toledo, Amélia e E.W.Hamburger (USP)	

TABELA 3 - TEMAS DAS COMUNICAÇÕES CURTAS ENVIADAS E PALESTRAS CONVIDADAS

	CCE	PC
A Interação Nucleon-Nucleon	44	2
B Propriedades de Estados Nucleares	268	5
C Reações Nucleares com ftons, leptons e hadrons	166	3
D Colisões Núcleo-Núcleo e Fissão	182	7
E Matéria Nuclear em Condições Extramas	24	2+3
F Testes de Leis Fundamentais	26	2
G Novas Técnicas e Aceleradores	23	3
H Física Nuclear e Outras Ciências	13	3
I Miscelânea	14	3
TOTAL.....	760	33

alto, como polarização.

Para $r < 0.8$ fm o potencial é fenomenológico, obtido a partir de 913 dados experimentais de pp (não defasagens) e

2239 dados de np correspondentes a energias de laboratório de 3 a 330 MeV. O acordo entre as previsões do potencial e os dados experimentais de 2 e de 3 corpos é bom (embora falte um pouco de energia de ligação para ^3He e ^3H) e também com os dados da matéria nuclear (exceto saturação). Não se pode concluir que haja necessidade de incluir uma força de três corpos.

Em conclusão, a interação NN realista em sistemas nucleares reproduz os dados, mas sem acordo total. A interação é bem compreendida para $r > 0.8$ fm; a região de curto alcance, $r < 0.8$ fm, exige considerar constituintes subhadronicos (Vinh Mau teve o cuidado de não se comprometer explicitamente com a necessidade de considerar quarks: há outras alternativas).

Em seguida falou G.E.Brown (SUNY) que procura explicar o potencial de curto alcance, $r < 0.8$ fm, pela cromodinâmica quântica (abreviada QCD em inglês). A troca somente de quarks e de gluons daria um caroço repulsivo mole, sem atração. Para obter atração é necessário incluir troca de bosons.

O modelo de bolsa ("bag") de raio R supõe que quarks só existem para $r < R$. Para $r > R$ há somente mesons e nucleons. O nucleon é representado por uma solução do tipo soliton de uma lagrangiana proposta já em 1961 por Skyrme (Proc.Roy.Soc.1961). Os resultados dos cálculos não dependem criticamente do valor de R. As soluções para $r > R$ e $r < R$ são ligadas pela continuidade da corrente chiral. Dentro o número de cores é $N_c = 3$, fora N_c tende para infinito, o modelo tende ao boson intermediário - o potencial para $r > R$ depende da troca de bosons.

3. TÓPICO B: PROPRIEDADES DE ESTADOS NUCLEARES E MODOS DE EXCITAÇÃO

J.P.Elliott (Sussex) falou sobre Modelos de Estrutu

ra Nuclear. A Tabela 4 mostra os três modelos que tratou, suas hipóteses e características. O modelo de camadas é completo, contém também os estados coletivos. Para obter a polarização do núcleo nuclear que explique as transições eletromagnéticas é necessário atribuir cargas efetivas aos nucleons. O modelo é útil somente perto de camadas fechadas, senão as matrizes são muito grandes. O MBI (Modelo de Bóson em Interação - IBM em inglês) é

TABELA 4 - MODELOS DE ESTRUTURA NUCLEAR - J.P.Elliott (Sussex)

Modelo	Hipóteses Principais	Características
M Ca Camadas	Campo Central*, Movimento Independente	N _v s mágicos, Spins de Núcleos ímpares
M Co Coletivo	Formato não esférico**	Q grande, aspectos rotacionais
MBI Bóson em Interação	Parelhamento de nucleons de valência para 0 ⁺ e 2 ⁺ (bosons s,d). Generalização da abordagem BCS	"Gap" de energia

*Campo auto consistente do mod. cam. é coletivo.

**Modelo de Nilsson é de partículas independentes.

intermediário entre os outros dois modelos, e descreve bem os núcleos de transição.

A tabela 5 é um diagrama em blocos apresentado por Elliott para explicar a relação entre os modelos.

Os modelos coletivos "microscópicos" como os de Kumar e Baranger e de Greiner partem do modelo de Nilsson com interação residual de paralhamento tipo BCS; calculam a energia potencial como função da deformação $V(\beta, \gamma)$, usando o modelo da gota líquida; em seguida calculam funções inerciais utilizando na nivela ("cranking"), $I(\beta, \gamma)$. Depois utilizam estas V e I como entradas para um hamiltoniano coletivo de 5 dimensões, que resolvem. Para fazer o cálculo é necessário truncar o espaço base. Greiner usa truncamento abrupto em -25 hw . Quando se faz trunca-

mento gradual, substituindo o operador de criação b_{ν}^{+} por $b_{\nu}^{+}/N+\hat{n}$ onde $\hat{n} = \sum b^{+}b$ é o operador de número de fônons, então este modelo é matematicamente equivalente ao MBI. Em outras palavras, o MBI é uma aproximação algébrica a este modelo.

Há quatro versões do MBI em ordem crescente de sofisticação:

MBI 1 - somente bosons sd, simetria total

MBI 2 - bosons de neutrons e de protons: espaço $\nu\pi$ x espaço sd. Simetria mixta

MBI 3 - espaço T = 1 x espaço sd

MBI 4 - espaço $\left\{ \begin{array}{l} T = 1 \quad s = 0 \\ T = 0 \quad s = 1 \end{array} \right\}$ x espaço sd

Para núcleos leves, onde neutrons e protons preenchem a mesma órbita, é necessário considerar também pares np. Assim se explica bem os níveis de energia dos núcleos de camada sd (p.ex. A = 18).

A Tabela 6 compara o acordo da energia de ligação calculada com os diversos modelos.

4. TÓPICO B: B. HERSKIND - MOVIMENTO ROTACIONAL E A QUEBRA DE CORRELAÇÕES

Discutiu resultados de estados de alto spin, até 59 \hbar no ^{152}Dy , observado por reações do tipo $^{48}\text{Ca} + ^{108}\text{Pd}$ em energia de 205 MeV, medindo os raios gama.

5. TÓPICO B: F. IACHELLO - O MODELO DE BOSON EM INTERAÇÃO E AS NOVAS SIMETRIAS

Já há cerca de 10^3 (mil) artigos publicados sobre este modelo, que não tem nem dez anos. O poder de predição do modelo é bom. Com 4 parâmetros somente prevê bem cerca de 30 níveis de energia dos isótopos de Xenonio desde N = 60 até 80. Para \bar{n}

TABELA 5 - DIAGRAMA APRESENTADO POR J.P:ELLIOTT

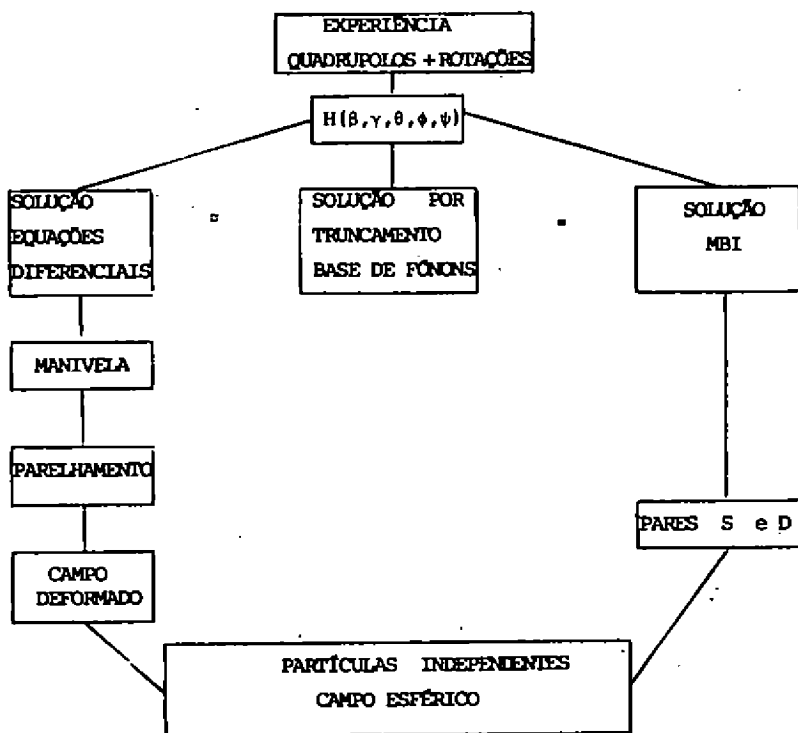


TABELA 6 - ENERGIAS DE LIGAÇÃO

	MBI 2	MBI 3	MBI 4	EXPER.
Ne ²²	68	62	56	58 MeV
Ne ²⁴	95	83	71	72 MeV
Mg ²⁴	112	100	88	88 MeV
Mg ²⁶	156	132	107	106 MeV

cleos par-par de $Z = 54$ e $Z = 56$, N de 68 a 82, prevê bem os valores das energias e das $B(E2)$. Também o fator G do primeiro estado 2^+ é bem reproduzido. Os cálculos foram feitos para todos os núcleos par-par com $A > 80$. Também se pode calcular núcleos ímpares acoplando uma partícula aos bosons s ou d - é o modelo de bo

son e fermion em interação (MBF I). Assim se obtém bom acordo com os níveis dos isótopos ímpares do Xe.

O MBI tenta unificar os modelos de camadas e coletivo. No futuro devemos tentar incluir também o modelo de agregados ("cluster model").

6. TÓPICO B: C. GOODMAN - RESSONÂNCIAS GAMOW TELLER

Foi uma das apresentações mais interessantes. Discutiu medidas das reações (p,n) e (He³,t) sobre diversos núcleos, desde ¹⁶O até ²⁰⁸Pb, em energias intermediárias (≥200 MeV por nucleon). No ângulo de 0° as transições de Gamow Teller são fortemente excitadas. Entretanto a intensidade total observada para as transições é significativamente menor do que o valor esperado pelo modelo de camadas: 80% do valor esperado para ¹⁵O e ¹⁷F, 55% para ³⁹Ca, 50% para ⁴¹K. Esses valores são os mesmos também para outros modelos. A explicação mais provável de discrepância é que não foi levada em conta a excitação dos nucleons individuais ao estado isobárico Δ. Levando-se em conta esta excitação na teoria, a discrepância desaparece. Experimentalmente a produção do Δ é observada claramente em energias mais altas (≥ 700 MeV por nucleon). Este é o caso mais convincente em que é necessário levar em conta a estrutura interna do nucleon para explicar o resultado de uma experiência de física nuclear convencional: seriam os quarks aparecendo na estrutura nuclear (ver Phys.Rev.Lett 50(1983) 1745 ou a explicação detalhada de Goodman nas atas da conferência).

7. TÓPICO B: A. RICHTER - TRANSIÇÕES DE DIPOLÓ MAGNÉTICO E OUTRAS EXCITAÇÕES DE SPIN EM NÚCLEOS

Também nestas transições há falta de intensidade que

não pode ser explicada por mistura de configurações. É necessário invocar polarização do caroço (p.ex. para o ^{48}Ca o caroço de ^{40}Ca) ou - hipótese mais provável - a excitação do nucleon para o estado Δ .

8. TÓPICO F: S. HANNA - VERIFICAÇÃO DE LEIS FUNDAMENTAIS EM NÚCLEOS E FENÔMENOS DE POLARIZAÇÃO

Considerou nove tipos de experimentos de polarização numa reação $A(a,b)B$, conforme uma ou duas das quatro partículas envolvidas tem sua polarização medida. Discutiu as medidas recentes em sistemas de poucos nucleons pp elástico, pp + pn, dn elástico, $d(\gamma n)p$, $d\pi^+$ elástico, pd elástico, $^3\text{He}(\gamma, p)$, $^3\text{He}(\gamma, n)$. Em alguns casos há discrepâncias sérias entre laboratórios. Discutiu também os resultados com alguns núcleos leves (^{12}C , ^{28}Si) bombardeados com prótons e alguns exemplos com feixes de íons pesados polarizados: ^{14}N , ^{23}Na , ^9Be . As medidas de polarização são mais fáceis em energias altas (≥ 200 MeV).

9. TÓPICO F: E. ADELBERGER - PONTAS DE PROVA NUCLEARES DE SIMETRIAS FUNDAMENTAIS

Não parece haver grandes novidades.

10. TÓPICO C: B. FROIS - ESPALHAMENTO DE ELETRONS

Experiências recentes sobre isótopos de Cálcio mostrou que o tamanho do próton dentro do núcleo é o mesmo que fora

Outra experiência interessante compara o espalhamento em ^{205}Tl e ^{206}Pb e obtém por subtração a distribuição de carga do último próton em ^{206}Pb . O espalhamento magnético foi medido em ^{17}O , ^{29}Si , ^{51}V e ^{207}Pb ; dados novos de alta resolução do

Laboratório NIKHEF dão o fator de forma M7. Dados recentes de Saclay em alto momento transferido, 20 a 30 fm⁻², dão o fator de forma magnético do deuteron. Também mediram a eletrodesintegração do deuteron; para explicar os resultados é necessário levar em conta, além dos nucleons, os pions, o ρ e o Δ . Para o ³He também há medidas novas (Carlson et al) que não podem ser ajustados só com uma força de 3 corpos. Prevê resultados importantes neste campo nos próximos 5 anos.

11. TÓPICO C: P. TRUOL - PIONS E ESTRUTURA NUCLEAR

Descreveu resultados de três laboratórios: TRIUMF, SIN e LAMPF, de espalhamento elástico e inelástico de π^+ e π^- de 100 a 800 MeV, com resolução de 120 keV a 500 keV, bem como de reações de troca de carga simples ($\pi^+\pi^0$), ($\pi^-\pi^0$) ou dipolo ($\pi^+\pi^-$) e de absorção ou produção de pions. Estas reações de troca de carga simples são semelhantes a (p,n) ou (n,p) mas não são ainda bem compreendidas teoricamente. Na troca de carga dupla, p. ex. ⁴⁸Ca($\pi^+\pi^-$) ⁴⁸Tl, são excitados estados isobaricamente análogos e outros, que não são análogos também. Outra reação medida pela primeira vez foi ¹⁶O($\pi^\pm, \pi^\pm p$) ¹⁵N com coincidência π^\pm -p. Também discutiu o estudo do átomo pionico de ¹²C.

12. TÓPICO C: A MOLINARI - GRAUS DE LIBERDADE MESONICOS EM EXCITAÇÕES NUCLEARES

Um trabalho de colaboração de laboratórios europeus sobre muons mostra que o nucleon dentro do Fe é diferente do que no deutério, porque há número maior de mesons sendo trocados no Fe. No espalhamento de eletrons os fótons virtuais interagem com a nuvem mesonica e acusam a diferença.

13. TÓPICO D: J. WILCZYNSKI - REAÇÕES DE IONS PESADOS EM ENER-
GIAS BAIXAS

Não assisti.

14. TÓPICO D: C. NGÔ - FUSÃO, FISSÃO, QUASI FISSÃO, PROCESSOS
DISSIPATIVOS

Revisão das teorias de fusão. Não se conseguiu formar elementos superpesados por fusão de dois núcleos pesados. Pode ser que os elementos existam, mas a repulsão coulombiana é tão forte que a fusão não ocorre. Quando o produto dos números atômicos dos núcleos em colisão $Z_1 Z_2 \geq 2500$ a 3000, não ocorre fusão. Por exemplo o potencial de interação de $^{40}\text{A} + ^{238}\text{U}$ tem um mínimo ("bolso") para uma certa distância entre os núcleos, mas para o sistema $^{208}\text{Pb} + ^{238}\text{U}$ o potencial coulombiano é tão intenso que o bolso desaparece. Para $l > 0$ o potencial centrífugo também dificulta a existência do bolso. Dependendo da existência ou não do bolso e do ponto de sela para fissão, há quatro processos dissipativos possíveis: inelástico profundo (sem sela nem bolso), núcleo composto (com sela e bolso), fissão rápida (com bolso sem sela) e quasi fissão (com bolso e sela, mas sela em valor menor de R do que o bolso). Discutiu o modelo de Swiatecki, que considera três variáveis: distância internuclear, pescoço entre os dois núcleos e assimetria de massa e finalmente o "empurrão extra" ("extra push") necessário para que haja fusão, que é a energia adicional necessária para que os dois núcleos não só se toquem mas ultrapassem o ponto de sela. Quando há dois pontos de sela, haverá dois empurrões, o extra e o extra-extra.

Conclusão: as novas idéias explicam os dados, mas não há evidência direta da existência de fissão rápida ou de quasi-fissão.

15. TÓPICO D. P. ARMBRUSTER - FUSÃO FRIA - UM NOVO CAMINHO PARA
ELEMENTOS PESADOS

Armbuster começou lembrando que há 44 anos se iniciava a Segunda Guerra Mundial e enfatizando a importância de se conseguir o desarmamento nuclear - "para por o gênio maligno de volta na garrafa". Ao fim da sessão o organizador da Conferência, Ricci retornou ao assunto, mencionou uma sugestão de E.W. Hamburger de que o problema da guerra nuclear fosse discutido também na conferência e informou que havia um abaixo assinado propondo o desarmamento nuclear à disposição dos interessados na Secretaria.

Armbuster descreveu a situação experimental e particularmente a produção dos elementos 107 e 109, e a procura do 116 no Laboratório GSI em Darmstadt. Mostrou um gráfico interessante com eixos Z e N indicando os núcleos já produzidos por fissão no GSI (v. Fig. 1 pg. 344 dos "Proceedings"). Todos eles são ricos em prótons e estão próximos da linha $B_N = 0$, onde a energia de ligação do próton se anula. Há mesmo dois que estão além desta linha e que se desintegram por emissão de prótons (radioatividade protonica).

As limitações que existem para a produção de elementos pesados ou superpesados por fusão são: i) a estabilidade do estado fundamental do núcleo procurado; ii) as restrições do canal de entrada e iii) as do canal de saída. Para poder ser detectado, o núcleo precisa ter vida maior que 10^{-12} s, o que corresponde a barreiras de fissão de cerca de $B_f = 2$ MeV. A barreira para fissão espontânea desaparece para núcleos próximos de $Z=110$. Há expectativa de que efeitos de camadas fechadas aumentem a barreira para $N=184$ e Z entre 114 e 126 ("elementos superpesados"). Estes núcleos seriam muito mais ricos em nêutrons do que qualquer elemento produzido até hoje e não podem ser formados por

qualquer combinação de isótopos disponíveis hoje. Mas há esperança que núcleos acessíveis por fusão ainda tenham vidas suficientemente longas para serem detetáveis.

No canal de entrada, precisam existir o núcleo alvo (quantidades de miligramas) e o projétil (para o feixe são necessários gramas, por exemplo o Ca^{48} custa US\$200.000 por grama). Além disso é necessário vencer a repulsão coulombiana entre os núcleos em colisão. Quando as estruturas dos dois são favoráveis, pode haver fusão bem abaixo da barreira de fusão. Por exemplo observa-se a fusão $^{40}\text{Ar} + ^{122}\text{Sn}$ a 7 MeV abaixo da barreira, e $^{40}\text{Ar} + ^{154}\text{Sn}$ a 13 MeV abaixo. Entretanto para números atômicos Z crescentes esta fusão abaixo da barreira fica mais difícil. Finalmente a repulsão coulombiana não pode ser mais do que uns 80% das forças nucleares para haver fusão. Ainda há o empurrão extra que é devido a transformação de parte da energia cinética relativa dos núcleos em colisão em energia de excitação desses núcleos. Para compensar esta perda é necessário fornecer energia incidente a mais. Esta energia aquece o núcleo fundido e faz com que a sua vida média diminua.

O sistema composto logo que formado é quente, com energia de excitação de dezenas de MeV. Quando as barreiras para fissão são suficientemente altas, o sistema esfria por evaporação de partículas. Para que isto ocorra, e não haja fissão rápida de mais, o núcleo composto deve ser formado na temperatura mais baixa possível e com momentos angulares pequenos. A existência de fusão abaixo da barreira facilita fazer núcleos frios. Se os núcleos em colisão são semelhantes (simétricos), a fusão é mais fria

Quando o núcleo formado é quente, o número de partículas evaporadas é maior. Os trabalhos mais antigos em Berkeley, que levaram aos elementos de $Z = 101$ a 106 , decalam com emissão de 4 a 5 neutrons. Mais recentemente em Dubna (1975-6) eram 2 neutrons, e em GSI (1982) se reduziu a 1 só neutron e depois a gamas

somente, na reação $^{90}\text{Zr} + ^{90}\text{Zr} \rightarrow ^{180}\text{Hg}$.

O Separador para Produtos de Reações de Ions Pesados (abreviado SHIP em inglês - a abreviação foi escolhida porque se procurava um navio que atravessasse o mar da instabilidade no diagrama NZ para chegar até a hipotética ilha da estabilidade em $Z = 116$, $N = 184$) foi construído junto ao UNILAC no Laboratório GSI - Darmstadt para detectar átomos individuais produzidos por fusão e que se desintegram. Tem 11 metros de comprimento desde onde o feixe de ions pesados atinge o alvo. Os ions produzidos são focalizados por lentes magnéticas quadrupolares, separados por campos elétricos e magnéticos e por medidas de tempo de voo e detectados em detetores de estado sólido sensíveis à posição. Além do ion produzido são detetados em seguida os produtos de seu decaimento depois de implantado no detetor.

Para produzir o elemento 107 usaram projétil e alvo o mais simétricos possível e de camadas fechadas, e a identificação foi por uma sequência de decaimentos alfa. O alvo foi ^{209}Bi e o projétil ^{50}Ti para o elemento 105, ^{54}Cr para o 107 e ^{58}Fe para o 109 (neste último foi detetado um evento). Para $Z > 109$ estas seções de choque menores do que um picobarn (10^{-36}cm^2); para $Z = 109$ foi - 10pb.

16. TÓPICO D: G.N.FLEROV - SINTESE DE NÚCLEOS $Z = 107$ e 109 E PROCURA DE ELEMENTOS SUPERPESADOS

Fez uma revisão da produção de elementos trans-urânicos em Dubna, até $Z = 107$ (não confirmaram a descoberta de $Z = 109$, anunciada pelos alemães) e descreveu a procura de elementos superpesados em meteoros. Fazem identificação química dos elementos produzidos e aumentam o rendimento mediante um feixe de ions pesados cerca de dez vezes mais intenso do que o do UNILAC na Alemanha. Flerov considera que o método da fusão fria já es

tá exaurido em $Z = 109$, por causa da baixa seção de choque (v. fig. 1). Pretende tentar bombardear núcleos mais pesados, ^{232}Th , ^{231}Pa , ^{238}U , com núcleos mágicos de ^{48}Ca . Apesar da seção de choque menor do que na fusão fria, a intensidade do feixe incidente dá esperança de se conseguir quantidades detectáveis na região $Z = 110$ -112.

Os resultados negativos obtidos por EUA-RFA na produção de elementos superpesados (ESP) a partir de $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm}$ levaram à interrupção da procura dos superpesados, mas permitem usar os estoques de ^{48}Ca para tentar produzir $Z = 110$ e 112.

Quanto à procura dos superpesados, desistiram dos aceleradores mas motivou pesquisas em materiais naturais, particularmente meteoritos. Procuram a fissão espontânea dos novos elementos pela detecção de emissão múltipla de neutrons em amostras massivas. Com boa blindagem para raios cósmicos, têm uma sensibilidade de alguns decaimentos por ano. Entretanto a matéria do sistema solar foi formada há aproximadamente 4 bilhões de anos e só haveria ainda elementos superpesados se eles tivessem vida muito longa e tivessem sido produzidos em grandes quantidades. A probabilidade de detectar tais núcleos em raios cósmicos é bem maior, já que constituem matéria mais jovem (até 10 milhões de anos) e se acredita que os processos de nucleosíntese que produzem raios cósmicos são mais ricos e diversificados do que aqueles que produzem a matéria do sistema solar há aproximadamente 4 bilhões de anos.

A procura inicial de ESP em raios cósmicos foi feita em Bristol por Fowler e colaboradores, utilizando plásticos e emulsões expostas em balões e satélites. Flerov e colaboradores utilizam minerais de silício de meteoritos, particularmente cristais de olivina, e desenvolveram métodos para tornar visíveis traços de partículas carregadas nestes cristais.

O espectro de comprimentos dos traços observados

tem um contínuo até 250 micrometros e depois um grupo de alguns traços de 350 micrometros. Estes últimos são candidatos a ESP. Para tirar a dúvida, Flerov estava iniciando a procura de traços de fragmentos de fissão na extremidade de cada traço de ESP.

Os meteoritos têm idades de formação de até 250 milhões de anos, e há cerca de 120 milhões de anos acredita-se que o sistema solar estava dentro do braço espiral da Galáxia, sujeito portanto a um bombardeio intenso de produtos de explosões de supernovas. Assim os cristais de olivina de meteoritos podem ser células especiais de memória da Galáxia (fig. 2).

17. TÓPICO G: P.J. TWIN - DETETORES 4x PARA RAIOS GAMA

Foi o primeiro trabalho da sessão sobre novas técnicas experimentais e novos aceleradores. Descreveu três arranjos de dezenas de detetores gama em torno de um alvo onde se produzem reações de ions pesados, utilizados para estudar a cascata de de-excitação dos núcleos produzidos. São usados principalmente para observar estados de alto spin, por exemplo na reação $^{36}\text{S} + ^{98}\text{Mo} \rightarrow ^{130}\text{Ce} + 4n$ ou $^{129}\text{Ce} + 5n$.

Dois arranjos são de detetores de NaI em geometria esférica, outra de detetores de Germânio (Ge) e de Germanato de Bismuto (indicado pelas letras BGO). A Tabela 7 mostra algumas características.

TABELA 7

Laboratório	Nome do Aparelho	Nº de detetores	Material	Diâmetro int. ext. (cm)		Eficiência ($E_\gamma < 2\text{MeV}$)	
						Ω	$\bar{\epsilon}$
Oak Ridge	Espectrometro de Spin	72	NaI	36	72	0,95	0,80
Heidelberg	Bola de Cristal	162	NaI	50	90	0,98	0,86
Daresbury	TESSA*	62 6 6	BGO Ge NaI	20	30	0,95	0,70

*"Total Energy Suppression Shield Array"

O TESSA tem uma esfera menor e menos eficiente, mas em compensação tem seis detetores de Germânio de alta resolução cercados por cristais de NaI em anticoincidência. Por isso é especialmente adaptado para espectroscopia gama, e foram mostrados belos espectros mostrando bandas rotacionais inteiras até spin 40 em reações como $^{114}\text{Cd} + ^{48}\text{Ca} + ^{158}\text{Er} + 4n$.

O material BGO é um cintilador denso de comprimento de radiação 2.5 vezes menor do que para NaI, e foi utilizado para reduzir as dimensões do aparelho. Há diversos aparelhos novos em construção ou planejados, todos utilizando o BGO.

Um trabalho interessante feito com a bola de cristal foi a detecção do decaimento por emissão de dois gamas na transição $0^+ \rightarrow 0^+$ no Zr^{90} (fig. 3).

18. TÓPICO G: F.G.RESMINI - ACELERADORES DE IONS PESADOS

Foi um cuidadoso levantamento do estado da arte dos aceleradores atuais e futuros. Inicialmente Resmini notou que o último impulso para construção de aceleradores de ions pesados foi dado pela esperança de descobrir a "ilha de estabilidade" dos núcleos superpesados. Acho que é significativo lembrar que havia interesses militares nesta procura, já que os superpesados, se fossem de vida longa, poderiam ser importantes para a fabricação de bombas. Suponho que esses interesses facilitaram o financiamento dos novos aceleradores. Em 1969, na conferência internacional de Montreal, quando as máquinas estavam sendo propostas, tinha-se esta impressão. Assim a física nuclear continua ligada com desenvolvimento de armas. Este não é um motivo para não estudar o núcleo atômico, mas devemos estar conscientes das implicações sociais do nosso trabalho.

A fig. 3 mostra a energia por nucleon $\frac{T}{A}$ em função da massa do ion acelerado para os principais aceleradores de ions

pesados em operação. Para Tandems e Aceleradores Lineares vale a proximadamente: $\frac{T}{A}$ (MeV/nucleon) = V (Megavolts) $\frac{Z}{A}$

e para Ciclotrons e Sinchrotrons até - 300 MeV/nucleon:

$$\frac{T}{A} \text{ (MeV/nucleon)} \approx K \left(\frac{Z}{A}\right)^2$$

A tensão de aceleração V assim como a constante K são características de cada máquina.

As intensidades dos feixes estão em geral na região de 10^{10} até 10^{13} pps. (partículas por segundo).

As máquinas propostas para o futuro na região intermediária e alta de energias estão nas figs. 4 e 5.

As fontes de ions representam um dos problemas cruciais para se obter feixes intensos, principalmente com carga alta. As fontes convencionais, Duoplasmatron e PIG, que funcionam por descarga elétrica de um gás em um campo magnético, não dão valores altos do produto $N_e \tau$ da densidade de eletrons N_e por tempo de interação τ , e conseqüentemente dão feixes baixos. Duas fontes melhores que começaram a funcionar por volta de 1983 são as de ressonância de eletrons (ECR) e de feixe de eletrons (EBIS- "electron beam ion source"). O mecanismo de stripping exige energias muito altas para ser eficaz para ions pesados - cerca de 1 GeV/h para o Urânio - e por isso é vantajoso não precisar usá-lo.

A discussão dos aceleradores foi dividida em várias regiões de energia: até 20 MeV/h (Tandems e LINACS), até 100 MeV/h (Ciclotrons) e até 10 GeV/h (Síncrotrons).

A tabela dos Grandes Tandems é a 8. Para os três primeiros não se tinha ainda atingido as tensões previstas (compare as colunas 2 e 5 da Tabela). A fig. 6, por outro lado, mostra os sistemas Tandem+LINAC em construção ou em operação.

As energias e os feixes dos grandes tandems são mostradas nas figs. 7 e 8. São feixes relativamente intensos

TABELA 8 (Resmini)

TABLE III - THE LARGE TANDEMS

LOCATION	DESIGN VOLTAGE (MV)	INSTALLATION H=HORIZ. V=VERT.	TANK			STATUS
			L (m)	d (m)	vq1 (m)	
DARESBURY	30	V	45.2	8.14	2351	18-19 MV w. beam
OAK RIDGE	25	V-Folded	30	10	2355	17-18 MV w. beam
JAERI	20	V-Folded	26.6	8.3	1440	18 MV w. beam
S. AYRES	20	V	36.6	7.6	1645	near completion
STRASBOURG	18	H	25	5.6	300	18 MV w. beam
LEGNARD	16	H	25	7.6	600	15 MV w. beam
CATANIA	16	H	25	6.2	500	Acceptance tests under way
STRASBOURG VIVITRON	35	H	50	7.6	1300	Proposal
YALE	20	H				Proposal

e de boa qualidade, garantindo a supremacia dos tandems para baixas energias. A energia pode ser aumentada com um LINAC em série, o que está sendo feito em vários lugares (fig. 6) e aumentam a energia de até 50 MV. Acima desta energia há modos mais econômicos de aceleração. Os conjuntos tandem-linear em funcionamento apresentam um sucesso.

A região de até 100 MeV/n é dos ciclotrons que podem ser do tipo AVF (campo variável azimutalmente) ou de setores separados, e também de temperatura ambiente ou de bobinas supercondutoras. As fontes de ions estão sendo convertidas para modelos mais avançados, principalmente ECR, o que vai aumentar os feixes. Entretanto estas fontes são grandes e precisam ser instaladas externamente, e aparece o problema da injeção, que é feita axialmente.

Os ciclotrons também são usados em conjunto com outros aceleradores, geralmente outro ciclotron, como mostra a fig.9.

O primeiro ciclotron (tipo AVF) supercondutor funcionou em 1982 em Michigan, e já tinha em 1983 produzido feixes desde deutério até ^{40}Ar com energia da ordem de 20 MeV/h e feixes baixos. Outros ciclotrons supercondutores estavam prestes a entrar em funcionamento: Chalk River (1984), Milão, Texas e outros planejados.

Para energias de 1 a 10 GeV/h utiliza-se sincrotrons com injeção por aceleradores lineares. Os aceleradores em funcionamento foram originalmente construídos para prótons e adaptados para íons pesados: Bevalac (Berkeley), Synchrophasotron (Dubna) e Saturne (Saclay). Estavam em fase de projeto outros três: Numatron (Tokyo), SIS (Darmstadt), Tevalac (Berkeley).

19. TÓPICO G: A.M.BERNSTEIN - FÍSICA COM NOVAS INSTALAÇÕES ELETROMAGNÉTICAS

Bernstein fez uma revisão das máquinas de elétrons novas, aperfeiçoadas ou planejadas e dos experimentos realizados. Citou 14 laboratórios que acabavam de aperfeiçoar seu equipamento ou planejavam melhorias para o futuro próximo, com a seguinte distribuição geográfica: EUA 5, Alemanha 3 e um cada em Holanda, Suécia, França, Itália, Canadá e Japão (ver Tabela 9).

Quanto à energia, seis das instalações são na região de GeV e são dedicadas primordialmente a estudos de partículas elementares, quatro estão na região de 200 MeV e 1 GeV (3 linac 1 microtron) e cinco estão abaixo de 200 MeV, todos microtrons.

A principal preocupação é aumentar o fator de utilização no tempo ("duty factor"), cujo valor típico para aceleradores lineares é 1%. Pretende-se esticar os impulsos de feixe no tempo (e no espaço) para que o fator fique próximo de 100%. Há muitas (6) propostas de anéis de armazenamento que esticam os im

pulsos, sendo que um já está funcionando em Tohoku. Há também novos espectrometros magnéticos de alta resolução e ângulo sólido grande, como os do NIKHEF na Holanda, chegando a resolução 8×10^{-5} em espalhamento de eletrons de 400 MeV, e 180 KeV em um experimento de coincidência $^{12}\text{C}(e, e'p)$.

A resolução alta e os feixes intensos permitem medições de espalhamento inelástico para grupos muito próximos do elástico. Assim, mostrou as densidades nucleares em função do raio, deduzidas dessas medidas para os níveis rotacionais do ^{154}Gd , a 0,123 MeV (2^+), 0,371 MeV (4^+) e 0,718 MeV (6^+) de excitação, e

TABELA 9

ACELERADORES DE ELETRONS NOVOS OU AMPLIADOS

	E	$\Delta E/E$	Observações	Data de início da operação
A NEAL (EUA)	0.5 a 4.15 GeV	0.2%	c/Pulse Stretcher (PSR) "	- 1989
B SLAC (EUA)	0.5 a 5 GeV		Energia "baixa" p/física nuclear	1985
C NBS (EUA)	200 MeV		CW Microtron (16 voltas) RT	
D Ilhinois (EUA)	2 a 70 MeV		SC Microtron	- 1985
E MIT/Bates (EUA)	a 750 MeV		Linac c/circulação. Espectrometros	1983
			Querem aumentar D.F. (a part. 1983)	
F Saskatoon (Canadá)	.100 a .300 MeV	0.1%	Linac + PSR	
G Mainz (Alemanha)	a 175 MeV		CW Microtron (51 voltas) (+74 voltas)	1983 ?
H Darmstadt (Alemanha)	a 130 MeV		SC linac (2 voltas)	1984
I Bonn (Alemanha)	2.5 GeV		"Pulse Stretcher"	1985
J NIKHEF (Holand)	400 MeV		Linac espectrometros. Ótima resolução.	1983
K Lund (Suécia)	5 a 100 MeV		Microtron (19 voltas) com "stretcher" (também forte radiação síncrotron e produção de isótopos)	1984/85

L Saclay (França) (ALS 600 Mev)	2 GeV	"stretcher"	?
M Tohoku (Japão)	150 MeV 1.5 GeV	único "stretcher" em operação	1983
N Frascati (Itália)	1.5 GeV	γ monocromático por espalhamento de elétrons por feixes de lasers	1983

Pulse stretcher	- 6	Todos querem D.F. - 100 %
Microtron	- 4	Feixes altos
Linac	- 2	Resolução alta

GeV 6
 200MeV 1GeV 4
 < 200 MeV 5 (microtrons)

também para níveis 2^+ vibracionais. As densidades dos níveis 2^+ não podem ser explicadas pelo modelo de boson em interação (MBI).

Bernstein chamou atenção para o "fenômeno universal da falta de intensidade" ("missing strength") que consiste em resultados experimentais de espalhamento de elétrons darem densidades no centro do núcleo sistematicamente mais baixas do que as previsões teóricas. Para o próton $3s$ do ^{208}Pb , por exemplo, parece faltar 35% da intensidade. Além disso citou a falta de intensidade nas transições de "spin flip", seja de tipo Gamow Teller, já discutidas na Conferência por Goodman e por Frois, seja certas transições magnéticas $M1$).

A fonte de fótons monocromáticos obtidos pelo espalhamento a 180° de um feixe de luz de um laser por elétrons de 3 GeV, em Frascati, Itália, abre perspectivas para muitos estudos interessantes.

20. TÓPICO D: L.G.MORETTO - PROPRIEDADES ESTATÍSTICAS DE REAÇÕES INELÁSTICAS PROFUNDAS

A mecânica estatística teve avanços importantes nos últimos anos, com os exemplos de sistemas simples que têm compor-

tamento caótico, atratores estranhos, etc.. Na física nuclear os aspectos estatísticos foram estudados desde há muito, começando pela evaporação de partículas do núcleo composto e pelas distribuições de níveis de energia e de ressonância e de suas larguras parciais. Em reações de ions pesados aparecem muitos graus de liberdade e tempos de relaxação associados, com valores muito diferentes. Para alguns pode-se aplicar, com sucesso, a estatística de equilíbrio; para outros utiliza-se mecânica estatística fora de equilíbrio e teorias de transporte.

Para um sistema nuclear que se divide em dois núcleos residuais, que podem ainda emitir partículas, trata-se de prever como se divide a energia disponível, qual é a distribuição de massas, quais são as razões de números de neutrons e de protons, qual é a distribuição angular dos fragmentos e quais os momentos angulares.

Moretto mostrou cálculos e resultados experimentais para diversas reações: $^{40}\text{Ar} + \text{nat. Ag}$ a 340 MeV, $\text{Cu} + \text{Au}$ a 400 MeV, $\text{Cu} + ^{20}\text{Ne}$ a 252 MeV, $^{40}\text{Ar} + ^{159}\text{Tb}$. A distribuição de energia é proporcional à da massa, devido a os fragmentos terem a mesma temperatura durante a reação profunda. Para reproduzir os espectros dos protons emitidos é necessário levar em conta também flutuações térmicas na partição de energia.

Durante reações profundas o núcleo passa por esta dos longe de equilíbrio e que podem ser descritos com algum sucesso estatisticamente.

21. TÓPICO D: R.A.BROGLIA - FENÔMENOS COLETIVOS EM REAÇÕES DE IONS PESADOS

Os cálculos para prever as seções de choque de espalhamento elástico e de fusão concordam bem com a experiência, como mostram as figs. 10 e 11. O potencial ótico de absorção é

soma de duas parcelas: uma, W_t descreve a probabilidade de transferência de um nucleon do projétil para o alvo ou vice-versa, e a outra W_v , representa a excitação vibracional coletiva dos dois núcleos em colisão. Note-se que para determinar W_t é necessário levar em conta quais estados de uma só partícula existem próximos à superfície de Fermi: não basta considerar somente a densidade de cada núcleo. Os cálculos das figs. 10 e 11 não contem nenhum parâmetro livre para ajuste.

Em energias perto ou abaixo da barreira Coulombiana os núcleos ficam longe um do outro e quase só W_t é importante - são as caudas das funções de onda dos nucleons que se sobrepõe, e há transferência de partículas por tunelamento. O termo vibracional fica mais importante quando os núcleos se aproximam bastante. Para núcleos deformados, as rotações devem ser levadas em conta por um cálculo de canais acoplados.

Broglia mostrou que o cálculo dos potenciais de absorção W_t e W_v é um problema bem definido de estrutura nuclear, que depende dos níveis vibracionais e de uma partícula dos núcleos em colisão.

22. TÓPICO E: S. NAGAMIYA - COLISÕES NÚCLEO-NÚCLEO EM ENERGIAS MUITO ALTAS

Em colisões de energias acima de algumas vezes 100 MeV por nucleon as partículas se movem em linhas retas e vale uma figura do tipo da fig. 12. A região participante é a mais interessante, devendo atingir altas temperaturas (T) e densidade (ρ). A fig. 13 mostra as regiões do plano T, ρ que se pode atingir e a fig. 14 dá um exemplo de como uma colisão pode evoluir neste plano ao longo do tempo.

Para estimar T mede-se os espectros de protons, pions e kaons emitidos na colisão. São espectros exponenciais e^{-E/E_0}

onde E_0 é definido como temperatura. Verifica-se que $E_0(\pi) < E_0(p) < E_0(K^+)$. Para explicar esta desigualdade supõe-se que as partículas com maior caminho livre dentro do núcleo, os kaons, provêm diretamente do instante de máxima densidade e máxima temperatura da colisão. Já os prótons sofrem diversas colisões antes de sair, a trasando-se e saindo em equilíbrio térmico com um núcleo que já não está mais em sua temperatura máxima. Os pions, por outro lado, tem o menor caminho livre, e saem mais tarde ainda. Se esta interpretação estiver correta os léptons e fótons devem sair a uma temperatura ainda mais alta do que os kaons.

Para estimar ρ usa-se um método de interferência desenvolvido originalmente por Hanbury-Brown e Twiss para medir o diâmetro de estrelas longínquas.

Mede-se também os espectros de deuteron e triton, que são emitidos em pequeno número. Esses espectros são proporcionais respectivamente ao quadrado e ao cubo dos espectros de prótons. A multiplicidade de produção de nucleons nessas reações (p.ex. Ar+Pb a 800A MeV) é da ordem de 20.

Em vez de observar a parte participante dos núcleos em colisão, pode-se examinar a parte espectadora da partícula incidente. Esta parte mantém a velocidade do feixe incidente mas consiste de núcleos que tem maior fração de neutrons $\frac{N}{A}$ do que os núcleos estáveis, já que provem da fragmentação de um núcleo mais pesado. Assim, com feixes de ^{48}Ca foi possível produzir 18 isótopos antes desconhecidos, instáveis, todos com excesso de neutrons (v. fig. 15). Estes isótopos aparecem como um feixe na direção do feixe incidente e podem em princípio ser utilizados como projéteis para provocar outra reação nuclear (p.ex. feixes de ^6He e ^8He estavam planejados).

23. TOPICO E: B. POVH - FISICA NUCLEAR COM PARTÍCULAS ESTRANHAS

A espectroscopia de hipernúcleos Λ tornou-se mais uma fonte de informações sobre a estrutura nuclear. Além disso descobriu-se recentemente também hipernúcleos Σ de vida longa, o que era inesperado: esperava-se que dentro do núcleo os Σ se transformassem rapidamente, por uma interação forte, em Λ . Entretanto parece que esta transição é de algum modo inibida.

Os hipernúcleos Λ são produzidos com maior facilidade por feixes de kaons de momento ~ 500 MeV/c, pois nestas condições a colisão com um neutron produz um Λ com recuo zero quando o pion sai a 0° :



Quando o neutron está dentro de um núcleo isto significa que ele é substituído por um lambda sem mudança de estado, o núcleo final é igual ao núcleo alvo, só que um neutron foi substituído por um lambda. A fig. 16 mostra os espectros de pions das reações (K^- , π^-) sobre ^{12}C e ^{13}C .

Os hipernúcleos Σ foram descobertos em 1980, mas são mais difíceis de observar do que os Λ . Em particular não foi possível identificar nenhum estado $s^{1/2}$ de um hipernúcleo Σ , ao contrário dos hipernúcleos Λ , onde o estado que tem um neutron $s^{1/2}$ substituído por um Λ é observado no ^6Li , no ^{12}C , e no ^{13}C . Esta falta é explicada supondo que estados Σ de vida longa só são possíveis quando a função de onda do Σ é concentrada na superfície do núcleo, como ocorre para os estados $p^{3/2}$ e $p^{1/2}$ nos núcleos citados, mas não com o $s^{1/2}$.

Das observações pode-se extrair aproximadamente o potencial para o Λ (e para o Σ , com maior incerteza) dentro do núcleo. A parte central, que é de ~ 50 MeV para nucleons é de ~ 30 MeV para o Λ e cerca de ~ 20 MeV para o Σ . Já o potencial spin

órbita é - 1 MeV para o nucleon e praticamente zero para Λ , e um pouco maior do que 1 MeV para o Σ . Estes valores dos potenciais podem ser compreendidos a grosso modo pelo modelo de quarks, supondo que o quark estranho tenha massa muito maior do que os quarks de estranheza S zero. O neutron (e o proton) é constituído então de tres quarks leves (S=0), ao passo que o Λ e o Σ têm dois quarks leves e um quark pesado (S>0). O quark estranho, de tão pesado, não participa das interações em energias baixas, é inerte. Então o potencial sofrido pelo neutron deve estar para o do Λ na proporção 3:2. Também o potencial spin órbita pode ser explicado assim.

Notou que os feixes disponíveis de K^- são fracos. O total de partículas utilizadas até hoje seria $\sim 10^{11}$. Com feixes maiores poderão ser feitas experiências mais precisas.

Povh considera que a finalidade última da Física Nuclear é explicar a interação nuclear em função da subestrutura de quarks dos nucleons.

24- As últimas duas sessões IX e X se referiam a Campos Fundamentais da Física próximos à Física Nuclear basicamente Eletrodinâmica Quântica e Teoria das Partículas Elementares, de um lado, e Relações da Física Nuclear com Outras Ciências e não vou resumir as palestras aqui, mas somente citar os autores e títulos: cujos autores e títulos constam do quadro 1, pg. 34.

25. I. TALMI - COMENTÁRIOS FINAIS

Foi a palestra de encerramento, e Talmi enfatizou que não era um sumário, já que ele não entendia o suficiente de cada campo para fazer um resumo. Ele acha interessante que haja conferências gerais como esta de tempos em tempos, para que os pesquisadores vejam a imensa diversidade de tópicos incluídos na

física nuclear, e que entretanto guardam grande unidade. Salientou os seguintes pontos:

- Produção de elementos transurânicos. A competição já antiga entre URSS e EUA foi ganha agora pela Alemanha ... Faz votos de que esta competição passe a ser a única competição nuclear entre leste e oeste.

- Sistemas com $Z \sim 200$ e $A \sim 500$, discutidos por Greiner, vivem somente $\sim 10^{-22}$ segundos mas produzem efeitos no vos, criação de positrons por ruptura do vácuo.

- Estrutura do nucleon: bolsas de quarks e gluons.

- Efeitos de quarks na estrutura de núcleos.

- Nucleon com estranheza: hipernúcleos.

- Núcleos muito deformados e de spins altos ($> \sim 50$).

- Novos detadores de precisão e novos acelerados. Nem sempre a máxima energia é o mais importante. Não se deve apostar em achar o plasma quark-gluon (P.ex. os superpesados "prometidos" não foram achados).

- Anti proton como projétil (CERN).

- Experimentos com aceleradores de eletrons: funções de onda dos nucleons 3 S no Pb. Será que os efeitos de muitos corpos foram corretamente avaliados?

- Reações (p,n) e transições $M1$ - podem ser interpretados como evidência de estados $N^{-1} \Delta$ no núcleo - mas será que os efeitos de muitos corpos estão corretamente avaliados?

- Interações de pions com núcleos.

- Reações de ions pesados.

- Feixes polarizados.

- Física nuclear intermediária entre $\left\{ \begin{array}{l} \text{estado sólido} \\ \text{part. elementares} \end{array} \right.$ quanto a ser fundamental e a ser útil. Muitas aplicações bonitas apesar da grande feia, que esperamos não seja usada.

- Modelos nucleares: MBI

- Supersimetrias em núcleos ímpares (^{191}Ir): surpresa!

- Temos fé no futuro da física nuclear. É um campo muito ativo.

×—————×

QUADRO 1 ORADORES CONVIDADOS À CONFERÊNCIA DE FLORENÇA

28/8 - I D.A. BROMLEY - Física Nuclear: Desafio e Oportunidade.

29/8 - I R.A. RICCI (Coordenador da Conferência) - Introdução.

Sessão I A R. VIN MAU (Orsay) - Interação Nucleon-Nucleon: Teoria, Fenomenologia e Aplicações.

A G.E. BROWN (SUNY) - Estrutura do Nucleon e Interação Nucleon-Nucleon.

Sessão II B J.P. ELLIOTT (Sussex) - Estado atual de Modelos de Estrutura Nuclear.

30/8 - Sessão III B B. HERSKIND (Copenhague) - Movimento Rotacional.

B F. IACHELLO (Yale) - O Modelo de Boson em Interação e suas Simetrias.

- B C. GOODMAN (Indiana) - Ressonâncias Gamow-Teller e Problemas Correlatos.
- B A. RICHTER (Darmstadt) - Transições de Dipolo Magnético.
- Sessão IV P S. HANNA (Stanford) - Fenômenos de Polarização Nuclear.
- P E. ADELBERGER (Seattle) - Provas Nucleares de Simetrias Fundamentais.
- 31/8 Sessão V C B. FROIS (Saclay) - Espalhamento de Elétrons e Estrutura Nuclear.
- C P. TRUOL (Zurich) - Pontas de Prova Píonicas da Estrutura Nuclear.
- C A. MOLINARI (Turim) - Graus de Liberdade Mesônicos em Excitações Nucleares.
- 01/9 Sessão VI D J. WILCZYNSKI (Varsóvia) - Reações de Ions Pesados em Energias Baixas.
- D C. NGÔ (Saclay) - Fenômenos Dissipativos, Fusão, Fissão Rápida e Quase-Fissão.
- D P. ARMBRUSTER (Darmstadt) - Fusão Fria: Novo Caminho para Elementos Pesados.
- D G. FLEROV (Dubna) - Estudo de Reações para Sintetizar Núcleos com $Z = 107$ e 109 e Procura de Elementos Superpesados.
- 01/9 Sessão VII G P.J. TWIN (Daresbury) - Desenvolvimentos em Conjuntos 4π para Detecção de Raios Gamma.
- G F. RESMINI (Milão) - Aceleradores de Ions

Pesados: Estado Atual e Tendências. ...

G A.M. BERNSTEIN (MIT) - Perspectivas de In
vestigação Nuclear com Novas Instalações
de Eletrons.

02/9

Sessão VIII D L. MORETTO (Berkeley) - Propriedades Est
tísticas de Reações de Ions Pesados.

Sessão VIII D W.M. STRUTINSKI (Kiro) - Propriedades de
Gas e de Gota na Dinâmica Nuclear (ausen
te).

D R.A. BROGLIA (Copenhagen) - Efeitos Cole
tivos em Reações de Ions Pesados.

Sessão IX E S. NAGAMIYA (Tókyo) - Colisões de Ions Pe
sados em Altas Energias.

E B. POVH (Heidelberg) - Física Nuclear com
Partículas Estranhas.

E W. GREINER (Frankfurt) - Desintegração no
Vácuo em Campos Supercríticos de Sistemas

E L. van HOVE (CERN) - Perspectivas de Coli
sões Ultrarelativísticas de Ions Pesados.

E A. ZICHICHI (CERN) - Pontos Altos da Físi
ca das Partículas Elementares.

03/9

Sessão X H A.E. LITHERLAND (Toronto) - Espectrometria
de Massa com Aceleradores Nucleares.

H T. YAMAZAKI (Tokyo) - Ciências Interdisci
plinares Utilizando Muons.

H R. WAGONER (Stanford) - Pontas de Prova Nu
cleares e de Partículas do Início do Univer
so.

I I. TALMI (Rehovot) - Comentários Finais.

SEGUNDA PARTE: PITTSBURGH E COMPARAÇÃO

26. A CONFERÊNCIA DE PITTSBURGH EM 1957

Passo agora a descrever a Conferência da Universidade de Pittsburgh, de 6 a 8 de junho de 1957, e cujas atas foram publicadas como brochura da Universidade, sob o título "Nuclear Structure" editado por Sydney Meshkov, no mesmo ano.

A conferência constou de cinco sessões, cujos presidentes, oradores e temas descrevo sucintamente a seguir:

I - Propriedades da Matéria Nuclear

Presidente H. Barschall (Wisconsin - foi o descobridor das ressonâncias gigantes no espalhamento de neutrons de ~ 1 MeV pelos núcleos, que levaram à formulação do modelo ótico para espalhamento de nucleons no início dos anos cinquenta) E.R. Peierls (Birmingham- autor de uma teoria de reações nucleares baseada na idéia do núcleo composto): "O Modelo Ótico". N.M. Hintz (Minnesota) "Experimentos de Modelo Ótico com Partículas Carregadas". Eram recentes as medições com partículas carregadas para comprovar a aplicabilidade do novo modelo; Hintz fizera extensas medidas com protons de 10 MeV. L.A. Wilets (Los Alamos) "Conseqüências da Forma do Núcleo". S.E. Darden (Wisconsin) "Polarização de neutrons em baixa energia". Quase não havia ainda medições de polarização em reações nucleares, na época.

II - Teoria da Matéria Nuclear

Presidente K. Bruckner (autor dos principais trabalhos sobre matéria nuclear, um assunto recente na época). H.A. Bethe (Cornell) "Teoria de Muitos Corpos do Núcleo" (Bethe estava elaborando a teoria na época).

V.F. Weisskopf (MIT) "O Problema de Muitos Corpos" (Uma apresentação simplificada dos modelos discutidos).

W.J. Swiatecki "A Superfície Nuclear"

Sessão Noturna Informal: "Avaliação Crítica de Parâmetros Óticos", presidente W. Emmerich (Westinghouse). A Westinghouse procurava, na época, utilizar o modelo ótico para prever as seções de choque de neutrons importantes para a fabricação de reatores. Entretanto as previsões não eram suficientemente precisas e o grupo encarregado do estudo foi dissolvido alguns anos depois.

III-Núcleos Leves

Presidente D.R. Inglis (introdutor, inter alia, do modelo de manivela - "cranking" - para níveis rotacionais).

J.B. French (Rochester) "Estrutura de Camadas de Núcleos Leves"

D. Kurath (Argonne) "Larguras de Transição da Camada P."

R.A. Ferrell (Maryland) "Comportamento vibracional de Vários Núcleos leves."

O modelo de camada começava a ser aplicado aos níveis mais baixos dos núcleos leves. Havia também níveis rotacionais e vibracionais, e uma das questões mais discutidas era a relação entre os diversos modelos. As medições de Gove, Litherland e Bromley em Al^{25} e Mg^{25} (v.a. baixo) foram muito interessantes para estes estudos.

H.E. Gove (Chalk River) "Modelo Coletivo em Al^{25} e Mg^{25} ."

A.E. Litherland (Chalk River) "Stripping" de deuterons em Al^{25} e Mg^{25} ."

A. Kerman (MIT) "Interações de Par e Estrutura Coletiva."

J.P. Elliott (Harwell) "Relação entre Modelo de Camadas e Rotacional."

Vários autores - "Mesa Redonda sobre o C^{14} " (O isótopo 14 do carbono apresentava-se, na época, como um mistério ,

jã que as versões mais simples do modelo de camadas lhe atribuiriam uma vida média muito mais curta do que a observada. Em Pittsburgh estavam sendo realizados experimentos sobre o C^{14} , como em muitos outros laboratórios.

IV - Reações

Presidente G. Breit (Yale).

C. Bloch (Saclay) "Formulação Unificada da Teoria das Reações Nucleares".

R. Sherr (Princeton) "Resumo de Experimentos Indicando Colisões Diretas".

C. Levinson "Teoria da Reação $C^{12}(p,p')C^{12*}$ "

(Trata-se de um cálculo de ondas distorcidas, ainda excepcional na época, onde o usual eram as teorias de ondas planas).

R.F. Christy "Revisão de Mecanismos de Reação".

V - Nucleos Mais Pesados

Presidente D.H. Wilkinson.

Gertrud Scharff Goldhaber (Brookhaven - única mulher a apresentar palestra convidada nas duas conferências, Pittsburgh e Florença. Parece ter havido uma diminuição da participação feminina no período).

"Avanços Recentes na Sistemática de Núcleos Par-Par".

R.K. Sheline (Florida?) "Acoplamento Intermediário e Comportamento Coletivo de Níveis Nucleares".

S. Morzkowski (UCLA) "Conexão entre Modelo de Camada e Modelo Rotacional".

W. Nierenberg "Momentos e Spins de Núcleos Radioativos."

F. Coester "O Problema do Momento de Inércia".

R.E. Peierls (Birmingham) "Comentários sobre o Problema do

27.COMPARAÇÃO ENTRE AS DUAS CONFERÊNCIAS

As principais preocupações na Conferência de Pittsburgh eram: O modelo ótico representa realmente o espalhamento de nucleons? Qual o significado de seus parâmetros? Qual a relação de teorias mais fundamentais, como a da matéria nuclear, baseada na interação nucleon-nucleon, com o modelo? Qual a relação destas teorias com os modelos de reações diretas e núcleo composto, e qual a relação entre estas duas classes de reações nucleares? Qual a relação entre os modelos de estrutura nuclear - de camadas e coletivo - entre si e com as teorias mais fundamentais?

O quadro 2 abaixo compara os principais temas e ênfases de 1957 e 1983.

Não houve uma revolução científica, na terminologia de Kuhn, na Física Nuclear. Não surgiram conceitos radicalmente novos. Houve um aprofundamento da compreensão dos conceitos e uma diminuição do grau fenomenológico dos modelos, isto é, os modelos tanto de estrutura nuclear como da reações nucleares, estão muito mais próximos de poderem ser deduzidos de "primeiros princípios", por exemplo, da teoria de muitos corpos e da interação nucleon-nucleon, ou mesmo de interações hadrônicas mais complexas. Além disso houve muitos refinamentos e sofisticações dos modelos utilizados, que eram muito crús nos anos cinquenta, e ao mesmo tempo houve grande extensão e generalização dos dados experimentais e dos modelos empregados para sistematizá-los e compreendê-los. Assim nos anos cinquenta ainda eram relativamente poucos os núcleos estudados, e em cada um deles se conhecia em geral somente uma gama estreita de energias de excitação. Hoje, utilizando feixes de ions pesados e de mesons e outras partículas, são muitos milhares os nuclídeos es

Pittsburgh 1957

- O modelo ótico é válido?
- Qual o significado de seus parâmetros?
- Qual a relação entre reações diretas e formação de núcleo composto?
- Teorias de reações diretas (com ondas planas).
- Espalhamento de elétrons e reações fotonucleares são isolados do resto da Física Nuclear.
- Como compreender os modelos de reações e de estrutura nuclear a partir da Teoria da matéria nuclear e da interação nucleon-nucleon?
- Qual a relação entre modelo de camadas e modelo coletivo?
- Interação residual e mistura de configurações no mod. de camadas.
Enfase sobre núcleos leves e sobre aquisição sistemática de dados sobre níveis de energia.

Florença 1983

- Pions e mesons nos núcleos. Hipernúcleos. Matéria nuclear em condições extremas.
- Reações com ions pesados. Fusão e Fissão.
DWBA, IA, Ressonâncias Isobáricas, etc .
- Elétrons e ftons integrados na física nuclear, Muons também. Estudo detalhado da densidade nuclear.
- Isôbaros Δ , ω e quarks no núcleo. Bolsa de quarks para explicar interação nucleon-nucleon.
- Modelo do Boson em Interação
- Cálculos de Hartree-Fock
- Cálculos Complexos de mod. de camadas.
- Núcleos pesados e núcleos longe da linha de estabilidade. Altas deformações e altos spins.
- Núcleos Transurânicos e Superpesados.

tudados, e em muitos deles as propriedades são conhecidas desde o nível de energia fundamental até altas excitações.

O progresso alcançado deve muito a aperfeiçoamentos tecnológicos, e o principal sem dúvida é o desenvolvimento de com

putadores mais potentes e rápidos, que influenciou decisivamente tanto a teoria como a experimentação.

Os cálculos de modelo de camadas e de outros modelos puderam levar em conta número muito maior de estados na base, e os cálculos de reações puderam levar em conta as interações entre as partículas de forma mais completa. Foi possível levar em conta maior número de nucleons em cada núcleo, e, por outro lado, descrever reações entre núcleos complexos, e tudo isso seria impossível sem os computadores modernos.

Na área experimental, o computador é utilizado no planejamento de experimentos, no processamento e na análise dos dados colhidos, controle dos aceleradores e no controle dos detectores. A quantidade e a qualidade dos dados experimentais aumentam, assim, vertiginosamente.

Quanto aos aceleradores houve progresso significativo em quase todas as áreas: energias maiores, com melhor resolução; feixes mais intensos e feixes de partículas novas, seja ions pesados, seja partículas elementares. O fator de utilização (duty factor) foi ou está sendo aumentado, facilitando experimentos de coincidência. Feixes pulsados têm melhor resolução. Existem feixes polarizados e polarímetros para muitas partículas.

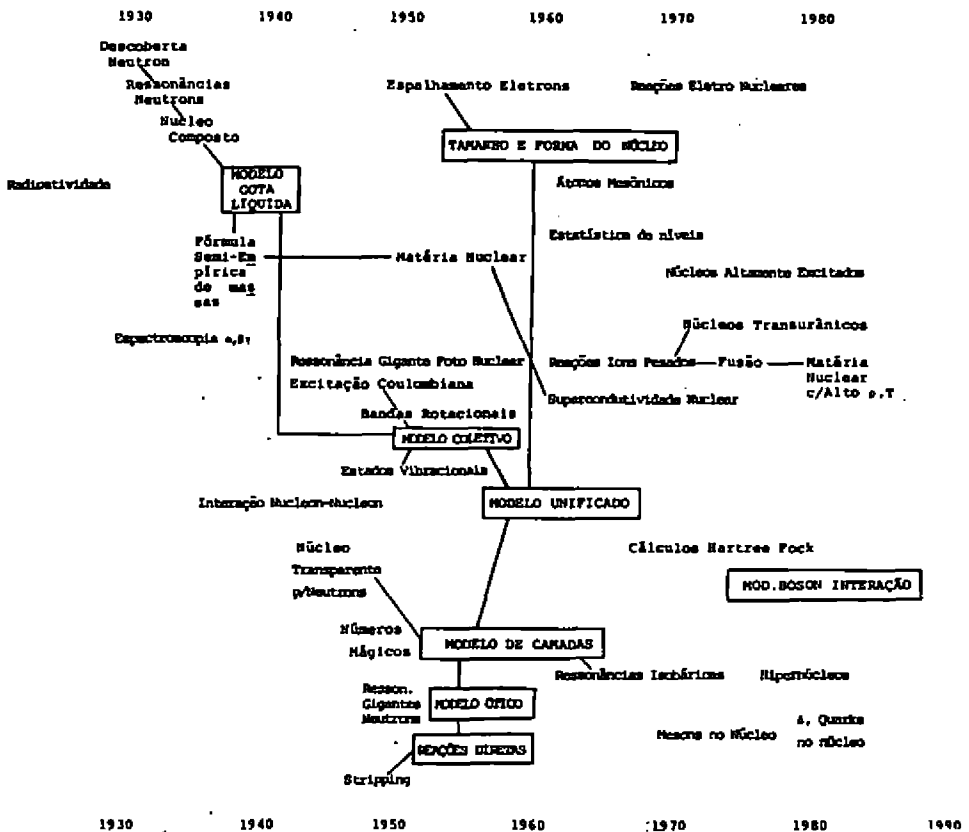
Entre os avanços tecnológicos que permitiram este progresso, citamos a supercondutividade de ímãs e de elementos de aceleração de aceleradores lineares, ciclotrons e microtrons, novas fontes de ions tipos ECR e EBIS, e a associação de aceleradores em série.

Quanto aos detectores de partículas, têm eficiência maior para uma gama de energias também maior, tem melhor resolução em energia e também em tempo, e contam como circuitos eletrônicos mais rápidos e mais precisos. Para isto novos materiais foram introduzidos, tais como Silício, Germânio ativado por Lítio, Germanato de boro e novas técnicas desenvolvidas para tornar visíveis os

raços de partículas em vários materiais.

Há cerca de quinze anos tentei fazer um diagrama dos principais conceitos, modelos e campos de atividade da física nuclear a partir da descoberta do neutrão em 1932 (v. quadro 3-pg. seguinte). As primeiras experiências levaram à descoberta das ressonâncias de neutrons, à idéia do núcleo composto e ao modelo da gota líquida. A fissão, descoberta logo antes da 2a. guerra mundial, levou à construção do reator nuclear e à bomba atômica. A visão do núcleo era de partículas em forte interação, como em um líquido, e a ressonância gigante fotonuclear foi explicada nesta moldura conceitual.

As experiências retomadas após a guerra revelaram, ainda nos anos quarenta, diversos fenômenos que indicavam o movimento de nucleons como partículas independentes dentro do núcleo: a sur



QUADRO 3 - EVOLUÇÃO DOS CONCEITOS DA FÍSICA NUCLEAR

preendente transparência dos núcleos para neutrons de cerca de 90 MeV, as ressonâncias gigantes de neutrons de energias mais baixas, as reações diretas em que aparentemente não havia formação de núcleo composto. Ao mesmo tempo a sistemática dos núcleos revelava a existência de números "mágicos" de protons e de neutrons, interpretados como correspondentes a camadas fechadas de núcleos. Nasceram assim o modelo ôtico para o espalhamento de protons e neutrons, e as teorias de reações diretas, tais como stripping.

O quadro mostra a dicotomia entre propriedades que indicavam o movimento individual de nucleons, colocadas na parte inferior, e daquelas que mostravam os movimentos coletivos, na parte de cima. Esta aparente contradição foi superada durante a década de cinquenta e início de sessenta mediante a teoria da matéria nuclear (derivada em parte da fórmula semiempírica de massas dos anos trinta) e que mostrou que, apesar da forte interação entre nucleons, é previsto um longo caminho livre médio do nucleon no núcleo, causado pelo princípio de exclusão: não há estados finais disponíveis para um eventual espalhamento do nucleon dentro da matéria nuclear.

Os experimentos de excitação coulombiana e a identificação de bandas rotacionais em muitos núcleos levaram a um modelo coletivo em que, entretanto, os níveis vibracionais não eram sempre bem descritos. O modelo unificado dos anos cinquenta tinha um potencial deformado capaz de girar. A descoberta da supercondutividade nuclear e da importância da formação de pares de nucleons permitiu uma melhor explicação dos níveis vibracionais. Os cálculos de Hartree-Fock deram mais confiança aos cálculos de estrutura nuclear.

Os estudos das reações fotonucleares e eletronucleares foram, durante alguns anos, até quase 1960, realizadas com pouco intercâmbio com a física nuclear hadrônica, isto é de reações de nucleons e alfas. Mas já no início dos anos cinquenta o espalha

mento de elétrons fornecia os dados mais precisos sobre o tamanho e a forma dos núcleos, servindo logo como informação essencial para determinar os potenciais efetivos dos modelos ótico e de camadas. Os átomos muônicos forneciam o mesmo tipo de informação. Mais tarde as reações inelásticas de elétrons foram importantes, principalmente para estudo de propriedades coletivas dos nucleons, já que a interação é de longo alcance. Também as reações fotonucleares revelam principalmente propriedades coletivas, já que o comprimento de onda dos ftons é (exceto em altíssimas energias) maior do que o núcleo.

Do lado das propriedades da partícula-individual, foi importante a descoberta das ressonâncias isobaricamente análogas no início dos anos sessenta. Por outro lado o enorme número de níveis de energias identificados em núcleos pesados ou em altas energias de excitação levaram a análises estatísticas das propriedades dos níveis e a estudos de flutuações estatísticas de seções de choque.

As reações com ions pesados ficaram cada vez mais importantes a partir de 1960. Além da fusão ocorrem aí muitos processos complexos que ainda estão sendo estudados. A altas energias e com ions muito pesados pode-se chegar a altíssimas excitações, isto é, matéria nuclear em condições extremas de densidade e temperatura.

Os elementos transurânicos começaram a ser sintetizados ainda com reações de neutrons, protons e alfas, mas com ions pesados foi possível chegar até $Z=107$. Os elementos superpesados provavelmente não existem por tempo apreciável.

O modelo de estrutura de maior sucesso nos anos oitenta é o Modelo de Boson em Interação. O movimento dos nucleons e mesmo dos mesons dentro do núcleo já é bastante bem compreendido, e estuda-se agora a interação com híperons nos hipernúcleos e a existência de quarks e de estados excitados do nucleon nos núcleos

comuns.

Em conclusão, o estudo da física nuclear avançou significativamente nestes anos, revelando aspectos cada vez mais detalhados e precisos da estrutura dos núcleos e das reações entre eles. É um campo ativo, moderno, e exigente, já que os trabalhos para fornecerem informações novas precisam ser sempre mais precisos, detalhados e sofisticados.

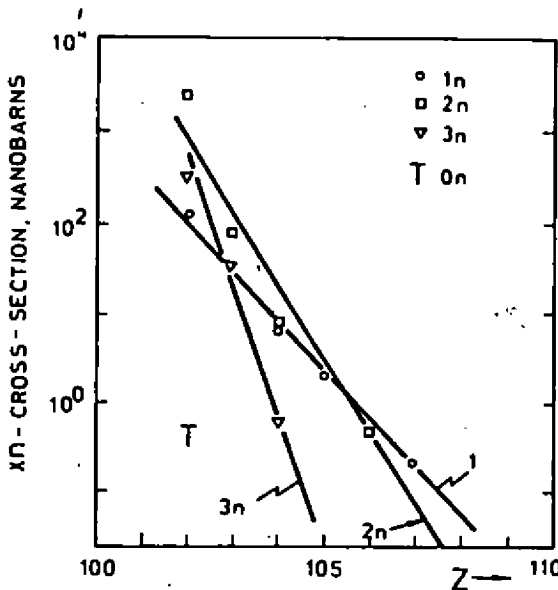


Fig. 1. Empirical dependences of cold fusion reaction cross sections on the atomic number of the evaporation residue.

FIGURA 1 - Flerov (Proceedings da Conferência de Florença 1983, 2 367 - a referência completa é dada no rodapé da terceira página deste artigo, e será abreviada por Proc. nas figuras seguintes)

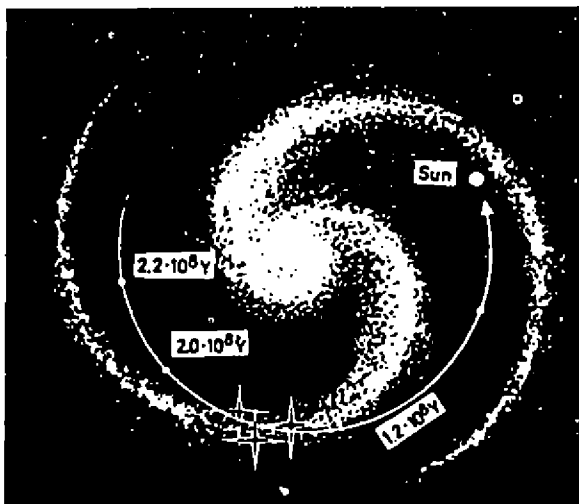


Fig. 12: Schematic representation of the Sun's orbit in the Galaxy. The light spot shows the present-day position of the Sun. 120 million years ago the Sun was in the spiral arm of the Galaxy; 200 and 220 million years are the radiation ages of the Marjelahti and Lipovsky Khutor meteorites, respectively.

FIGURA 2 - Flerov (Proc. 2 383)

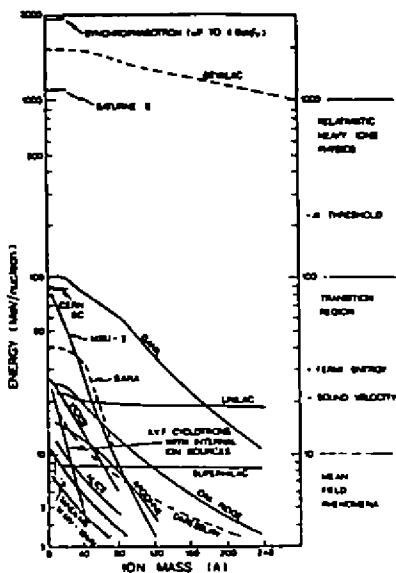


Fig. 1 - Energy in MeV/n vs. ion mass (A) for heavy ions accelerators in operation today

FIGURA 3 - Resnini (Proc. 2 552)

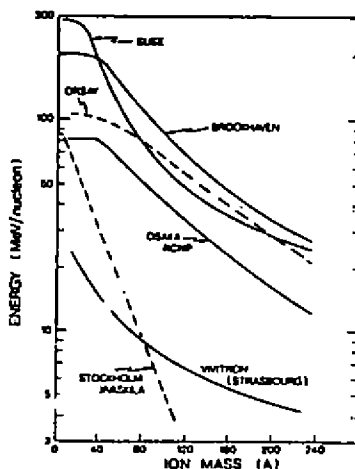


Fig. 6 - Facilities presently proposed in the intermediate energy range

FIGURA 4 - Resnini (Proc. 2 554)

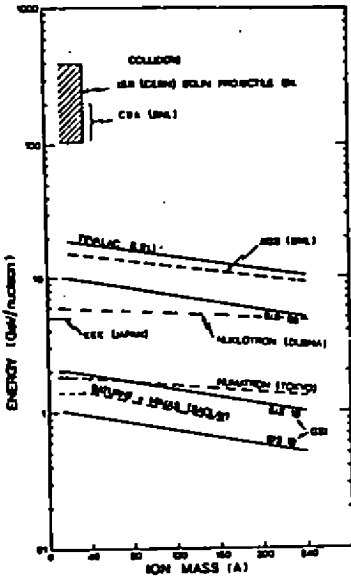


Fig. 7 - Facilities presently proposed in the high and very high energy range

FIGURA 5 - Resmini (Proc. 2 554)

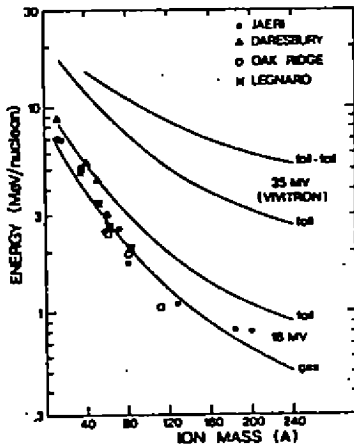


Fig. 11 - Energies available at the four Tandem Laboratories listed, as a function of ion mass

FIGURA 7 - Resmini (Proc. 2 559)

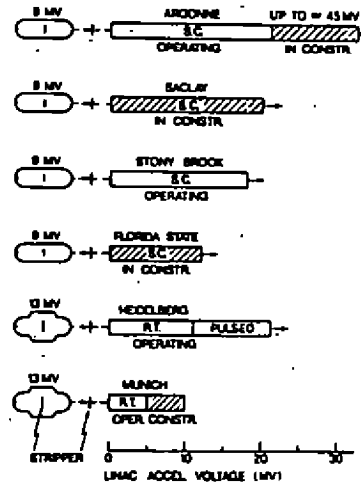


Fig. 17 - Schemes and total accelerating voltages of Tandem + Linac systems either in construction or operating. SC refers to superconducting cavities, RT to room temperature ones

FIGURA 6 - Resmini (Proc. 2 563)

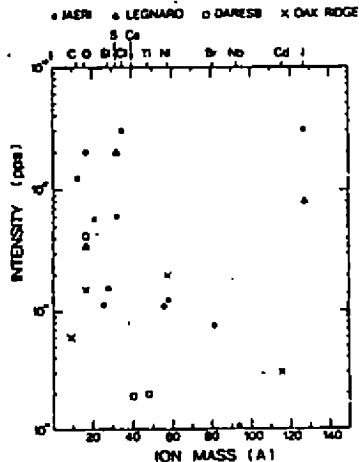


Fig. 14 - Beam intensities available for some ions at the same Laboratories of fig. 13

FIGURA 8 - Resmini (Proc. 2 561)

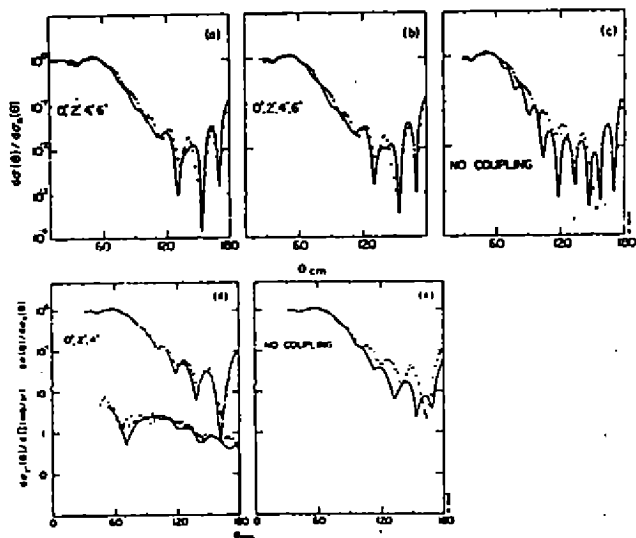


Fig. 2 - The ratio of elastic to Rutherford angular distribution for $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$ at $E_{\text{CM}} = 22.7$ MeV ((a) - (c)) and 21.1 MeV ((d), (e)). The data is from ref. 20. In fig. (d) the inelastic angular distribution associated with the first 2^+ of ^{28}Si is also shown. The full drawn curves are the results of calculations making use of microscopic optical potentials. Both the real and imaginary parts of it were parametrized making use of a Saxon-Woods shape. The value of the parameters are $V_0 = -45$ (-47.37) MeV, $r_v = 1.173$ (1.168) fm and $a_v = 0.617$ (0.617) fm; $W_0 = -1.6$ (-0.5) fm, $r_w = 1.08$ (1.08) fm and $a_w = 0.33$ (0.55) fm for $E_{\text{CM}} = 22.7$ MeV (21.1 MeV). A volume potential has been added with parameters $W = -2.5$ (-2.5) MeV, $r_v = 0.7$ (0.85) fm, $a = 0.2$ (0.2) fm. The calculations displayed in (a), (b) and (d) were carried out in the framework of the coupled channel formalism. In (a) the 0^+ , 2^+ , 4^+ and 6^+ members of the ^{28}Si ground state rotational band were included. In (b) the direct transition between the ground state and the 4^+ state was also included. The results displayed in (c) and (e) were obtained in the DWBA. In (d) we show the coupled channel results obtained including the 0^+ , 2^+ and 4^+ members of the ground state rotational band. The 6^+ state has no influence on this case. This analysis is due to G. Pollaro¹⁾.

FIGURA 10 - Broglia (Proc. 2 417)

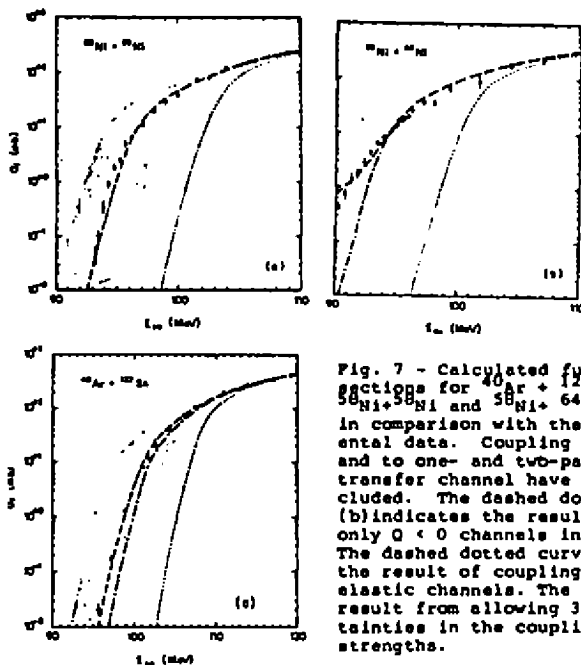


Fig. 7 - Calculated fusion cross sections for $^{40}\text{Ar} + ^{122}\text{Sn}$, $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ and $^{58}\text{Ni} + ^{64}\text{Ni}$ in comparison with the experimental data. Coupling to inelastic and to one- and two-particle transfer channel have been included. The dashed dotted line in (b) indicates the results of taking only $Q < 0$ channels into account. The dashed dotted curve in (c) is the result of couplings to the inelastic channels. The shaded areas result from allowing 30% uncertainties in the coupling strengths.

FIGURA 11 - Broglia (Proc. 2 423)

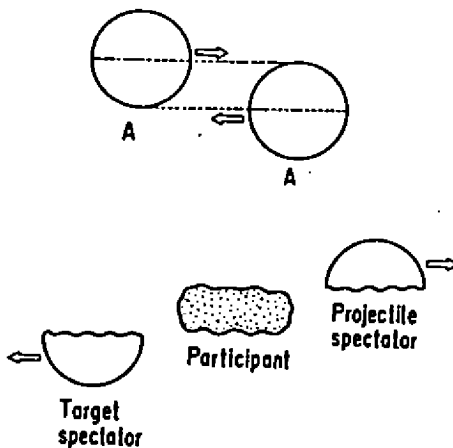


Fig. 1 The participant-spectator picture.

FIGURA 12 - Nagamiya (Proc. 2 432)

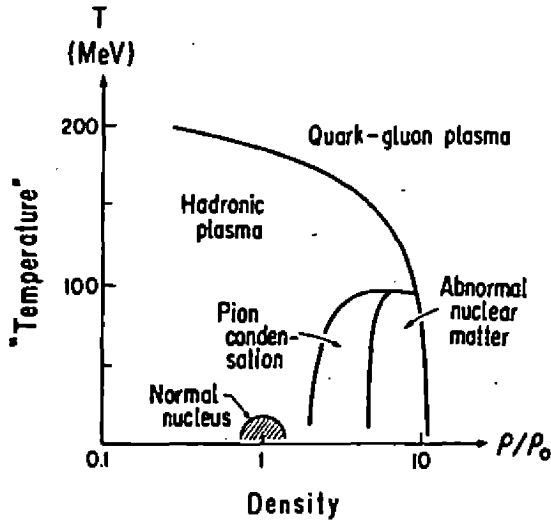


Fig. 2 Predicted new phases of nuclear matter at high density and temperature.

FIGURA 13 - Nagamiya (Proc. 2 432)

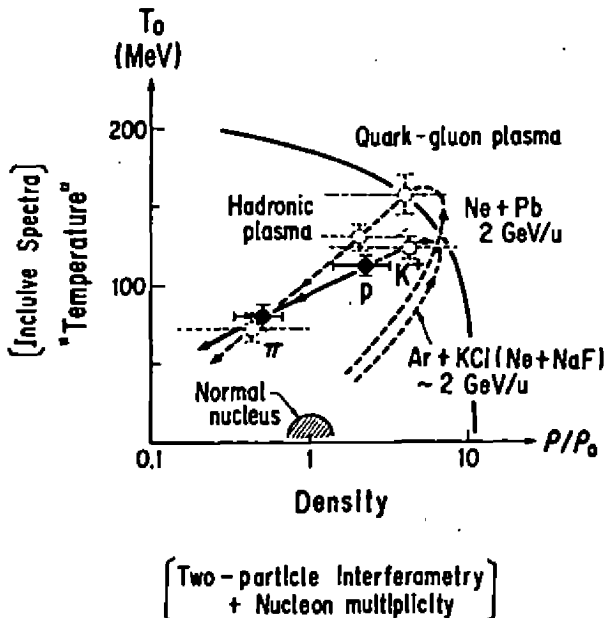


Fig. 8 Estimated time evolution of nuclear collision. Two black points for p and π have been estimated from the experimental values of R (listed in Table I) and E_s (listed in Fig. 4). Note that T_s listed here is slightly smaller than E_s shown in Fig. 4, as explained in Ref. 10). For dotted circles the values of T_s were estimated from the observed values of E_s , whereas the values of p are unknown.

FIGURA 14 - Nagamiya (Proc. 2 439)

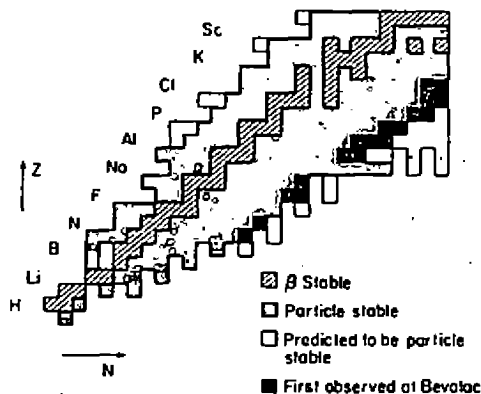


Fig. 18 New neutron-rich isotopes discovered in projectile fragments from high-energy ^{40}Ca and ^{36}Ar beams (Ref. 44,45).

FIGURA 15 - Nagamiya (Proc. 2 449)

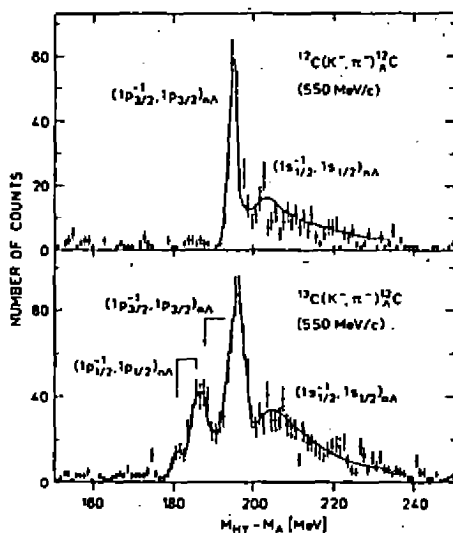


FIGURE 1 Hypernuclear spectra of ^{12}C and ^{13}C measured at K^- momentum of 550 MeV/c.

FIGURA 16 - Povh (Proc. 2 456)

COLÓQUIO

O UNIVERSO PRIMORDIAL

G.C. Marques

Instituto de Física, Universidade de São Paulo
Caixa Postal 20516, 01498 São Paulo, SP, Brasil

1. GÊNESIS DO UNIVERSO

Consideremos uma quantidade de matéria distribuída uniformemente e isotropicamente no espaço. Imaginemos que essa distribuição de matéria não seja estática mas esteja em expansão obedecendo a uma lei, a seguir designada por lei de Hubble, segundo a qual todos os pontos localizados a uma distância r de um ponto de referência (o qual pode ser arbitrário) se afastam de tal forma que a velocidade de afastamento seja proporcional à distância. Isto é

$$v = Hr \quad (1.1)$$

onde H , em (1.1), será designada constante de Hubble. A situação descrita acima é ilustrada nas figs. (1) e (2).

Nas circunstâncias expostas acima é possível prever, admitindo-se apenas a interação gravitacional entre as várias partes da distribuição, se a expansão continuará indefinidamente ou haverá uma fase de expansão até um determinado estágio quando então teremos uma fase de contração. Para distinguirmos entre essas duas possibilidades basta utilizarmos conceitos bastante simples da mecânica Newtoniana. Consideremos a energia (E) de uma partícula de massa m da distribuição localizada num ponto $x(t)$. Admitindo apenas a interação gravitacional, a expressão para a energia é

$$E = \frac{m\dot{x}^2}{2} - \frac{MGm}{|\vec{x}(t)|} \quad (1.2)$$

onde M é a massa total dentro da distribuição e G é a constante de Newton da interação gravitacional. Devemos analisar duas possibilidades

$$E \geq 0 \quad (1.3a)$$

$$E < 0 \quad (1.3b)$$

No caso (1.3a) temos a situação na qual a partícula atingiria o infinito e conseqüentemente a distribuição de matéria continuaria em expansão indefinidamente. No caso (1.3b) a expansão continuaria até um certo ponto e então daria lugar a uma contração da distribuição de matéria. De forma a distinguir entre (1.3a) e (1.3b) através do conhecimento, em qualquer tempo, da densidade de matéria, faremos a hipótese de que $\vec{x}(t)$, a qual quer t , difere de $\vec{x}(t_0)$ (para t_0 qualquer) por um fator de escala $R(t)$ ou seja,

$$\vec{x}(t) = \vec{x}(t_0) \frac{R(t)}{R(t_0)} \quad (1.4)$$

Note-se que a hipótese (1.4) leva naturalmente à lei de Hubble (1.1) pois ao derivarmos (1.4) com respeito ao tempo encontramos

$$\dot{\vec{x}}(t) = H(t) \vec{x}(t) \quad (1.5)$$

onde

$$H(t) = \frac{\dot{R}(t)}{R(t)} \quad (1.6)$$

Ao substituírmos (1.4) em (1.2) e notando que $M(t) =$

$= \frac{4\pi\rho}{3} |\vec{x}|^3$ encontramos

$$E = \frac{m\dot{\vec{x}}^2(t_0)}{2R^2(t_0)} \dot{R}^2 - \frac{4\pi m |\vec{x}(t_0)|^2}{3R^2(t_0)} R^2(t) G\rho \quad (1.7)$$

Se definirmos a grandeza

$$K = \frac{2E R^2(t_0)}{m \dot{\vec{x}}^2(t_0)} \quad (1.8)$$

então a equação (1.7) se escreverá

$$\left(\frac{\dot{R}(t)}{R(t)}\right)^2 = + \frac{K}{R^2} + \frac{8\pi G}{3} \rho \quad (1.9)$$

Definindo $\rho_c(t)$ como

$$\rho_c = \left(\frac{\dot{R}}{R}\right)^2 \frac{3}{8\pi} \frac{1}{G} \quad (1.10)$$

Então (1.8) pode ser escrita sob a forma

$$\frac{\rho}{\rho_c} = 1 - K \dot{R}^{-2} \quad (1.11)$$

A partir de (1.11), (1.8) e (1.3) vemos que se a densidade da matéria ρ exceder uma densidade crítica ρ_c , isto é, se

$$\rho \leq \rho_c \quad (1.12)$$

o sistema é aberto, isto é, a expansão acontecerá indefinidamente. Ao passo que se

$$\rho > \rho_c \quad (1.13)$$

o sistema é fechado, ou seja, a expansão acontecerá até um certo

ponto, a partir do qual o sistema se contrairá.

Assim, para um sistema obedecendo à lei de Hubble, o seu futuro (expansão para sempre ou expansão e subsequente contração) será definido pela densidade num determinado tempo. Tudo que devemos saber é se a densidade atual excede ou não uma densidade dita crítica a qual depende da constante de Hubble através da expressão (1.10).

É possível inferir o que estaria acontecendo com a distribuição de matéria à medida em que retroagimos no tempo. As figuras (3-6) ilustram o que acontece quando analisamos o sistema para tempos cada vez mais remotos. Note-se, no entanto, que a lei de Hubble prevê que para um intervalo de tempo t_H dado por

$$t_H = \frac{1}{H} \quad (1.14)$$

toda a distribuição de matéria contida numa esfera de raio R estaria concentrada num ponto. Assim t_H dado por (1.14) corresponde ao intervalo de tempo decorrido desde que a expansão teve início. Nessa etapa inicial a densidade da matéria seria extremamente alta ($\rho(t) \rightarrow \infty$). Assim a distribuição de matéria que observamos em expansão teria se originado a partir de um processo que em muito se assemelha a uma grande explosão. O início da Explosão (Big Bang), na qual toda a matéria estaria concentrada num ponto, teria acontecido em um tempo remoto. O intervalo de tempo decorrido desde então seria t_H dado por (1.14).

O sistema que acabamos de descrever representa, a grosso modo, o maior sistema que jamais poderíamos imaginar: o Universo.

Naturalmente que alguns dos aspectos apresentados requeiram algumas observações. O primeiro deles é a questão da distribuição homogênea da matéria. A pergunta que se coloca nesse contexto é se a matéria no Universo, de fato, se distribui homo-

geneamente no espaço. Naturalmente a questão da distribuição homogênea de matéria é uma questão de escala. Uma rápida análise ilustra esse ponto. No sistema solar a matéria está concentrada nos planetas e obviamente, em maior proporção, no Sol. Analogamente, poderíamos imaginar que as estrelas estariam distribuídas uniformemente no espaço (o céu a noite poderia facilmente nos induzir a esse erro). No entanto, as estrelas formam aglomerados conhecidos como Galáxias e estas eventualmente se distribuiriam uniformemente no espaço. Infelizmente esse não é o caso. Na fig. (7) apresentamos a distribuição de galáxias do grupo local. Sabe-se hoje que as Galáxias não se distribuem uniformemente no espaço mas têm, a exemplo das estrelas, a tendência de formarem aglomerados os quais por sua vez se agrupam formando superaglomerados com dimensões da ordem de $3 \cdot 10^8$ anos-luz. Acredita-se que a distribuição da matéria, vista numa escala superior as dimensões de um Superaglomerado, é homogênea e isotrópica⁽¹⁾. Adotaremos a hipótese da homogeneidade e isotropia da distribuição da matéria. Depois veremos que essa homogeneidade se estende até tempos primordiais.

A lei de Hubble (1.1) é um fato bastante bem estabelecido observacionalmente a partir da análise da velocidade de afastamento das Galáxias em função da distância entre as mesmas⁽²⁾. O valor da constante de Hubble é, aproximadamente⁽²⁾,

$$H = 15 \text{ Km/s} / 10^6 \text{ anos-luz} \quad (1.15)$$

Da discussão anterior segue que o Universo evolui a partir de uma fase na qual a sua densidade era extremamente alta e, para um Universo fechado, na qual toda a matéria existente no Universo hoje estaria concentrada numa região extremamente reduzida. O Universo teria se iniciado a partir de um processo que em muito se assemelha a uma grande explosão (donde o nome Big Bang). O instante no qual a mesma teria ocorrido (ou seja, o iní

cio do processo da expansão) marcaria assim o instante de origem do Universo. Pode-se assim falar de um Gênesis para o Universo.

Podemos, igualmente, falar de uma idade para o Universo. A idade nesse caso seria o intervalo de tempo decorrido desde a grande explosão até os dias de hoje. De acordo com a expressão (1.14) este tempo seria dado pelo inverso da constante de Hubble⁽³⁾. Teremos assim que a idade do Universo seria dada por

$$t_H = \frac{1}{H} = 2 \times 10^{10} \text{ anos} \quad (1.16)$$

Com respeito ao futuro do Universo (expansão indefinidamente ou expansão seguida de contração) podemos decidir sobre ele a partir da comparação entre a densidade atual de matéria no Universo e a densidade crítica. Esta última, de acordo com (1.10) e (1.6) será dada por

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G} \quad (1.17)$$

Obtém-se, utilizando (1.15),

$$\rho_c = 2 \cdot 10^{-29} \text{ g/cm}^3 \quad (1.18)$$

A densidade de matéria no Universo é ainda uma questão bastante controversa. Se levarmos em conta apenas a matéria detectada por métodos ópticos, ou seja, matéria de natureza bariônica, tal densidade seria

$$\rho_B = 2 \cdot 10^{-31} \text{ g/cm}^3 \quad (1.19)$$

Ocorre, no entanto, que existem evidências (apesar do assunto ser alvo de controvérsia experimental) para a existência de matéria no Universo em quantidade maior do que aquela que de-

terminamos oticamente⁽⁴⁾. Tal matéria é dita negra (em contraposição à luminosa). Se a existência da matéria negra for estabelecida em bases sólidas, teremos

$$\rho > \rho_B$$

De acordo com algumas estimativas a quantidade de matéria negra excederia em até duas ordens de magnitude a quantidade de matéria bariônica. Assim, a partir do comentário anterior e de (1.18) e (1.19) podemos estabelecer cotas para a relação ρ/ρ_c conhecida como parâmetro de densidade

$$10^{-2} < \frac{\rho}{\rho_c} < 4 \quad (1.20)$$

A expressão (1.20) indica claramente que um Universo em expansão indefinidamente parece ser mais favorecido do ponto de vista experimental.

2. O MODELO COSMOLÓGICO PADRÃO

Com o intuito de entendermos alguns dados observacionais do Universo procuraremos fazer duas hipóteses. Com isto estaremos fazendo um modelo para a evolução do Universo e este modelo é denominado Modelo Cosmológico Padrão^(2,3).

A primeira hipótese é a de que não existe observador privilegiado no Universo. O Universo é o mesmo num determinado instante do tempo, para qualquer observador, não importando o ponto em questão. Este é o enunciado do princípio cosmológico. Tal princípio cosmológico é dito imperfeito (o perfeito seria aquele no qual o Universo seria o mesmo para qualquer observador em qualquer ponto e a qualquer tempo).

Para que o princípio cosmológico seja válido é impor

tante que tenhamos um Universo homogêneo e isotrópico. A validade da lei de Hubble, nesse contexto, é outro ingrediente essencial.

A partir do princípio cosmológico pode-se deduzir a métrica de Robertson-Walker e conseqüentemente o Universo compatível com ele é o Universo de Friedmann. A equação de Einstein que resulta da métrica de Robertson-Walker é exatamente aquela dada pela equação (1.9). A diferença básica está no fato de K , na nossa equação (1.9) assumir qualquer valor ao passo que nas equações de Einsteins k é o índice de curvatura o qual pode assumir apenas os valores $K = \pm 1$ ou 0 .

A segunda hipótese é a de que o Universo teria se iniciado numa fase extremamente quente e que à medida em que ele se expande e se resfria ele esteja em equilíbrio térmico. Assumimos também que o processo seja adiabático. Nessas circunstâncias podemos aplicar, na determinação da dependência com a temperatura de grandezas físicas, algumas noções básicas de mecânica estatística de equilíbrio. Utilizando essas noções básicas, mais a hipótese da adiabaticidade podemos deduzir a seguinte relação entre o tempo decorrido desde o início do Big Bang (t) e a temperatura T (5),

$$T^2 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{45\eta}{4\pi^2}} \frac{1}{\sqrt{G}} \frac{1}{t} \quad (2.1)$$

onde η em (2.1) é o número de graus de liberdade efetivos (um número que, a grosso modo, tomaremos como 10).

Da expressão (2.1) segue que para cada instante, desde a origem do Universo podemos associar a ele a temperatura do Universo correspondente.

Na tabela abaixo apresentamos uma divisão (grosseira) da Física em escalas de energia.

Física Molecular	eV	
Física Atômica	keV	
Física Nuclear	MeV	
Interações Fortes (Massas dos Hádrons)	GeV	1 eV = 10 ⁶ °K
Interações Fracas - Eletromagnéticas	10 ² GeV	
Grande Unificação	10 ¹⁵ GeV	
Interação Gravitacional	10 ¹⁹ GeV	

Partindo da idéia de um Universo primordial quente podemos fazer uma imagem do Universo nos seus primeiros instantes: os constituintes do Universo primordial não poderiam ser os mesmos do Universo hoje. Olhando a tabela acima podemos entender is so melhor. O Universo hoje é constituído de átomos e moléculas. No entanto, para temperaturas acima de alguns eletronsvolts (1 eV = 10⁶ K) as moléculas, por efeitos térmicos, se dissociariam nos seus constituintes mais elementares. Para temperaturas acima de alguns keV (10⁷ °K) os próprios átomos estariam dissociados dando lugar aos constituintes mais fundamentais (elétrons e núcleos). Para temperaturas mais altas ainda ($T > 10^{10}$ °K) os próprios núcleos estariam diluídos dando lugar aos seus constituintes, ou seja, prótons e neutrons. Ao continuarmos nessa linha de raciocínio concluiremos que nos primórdios do Universo (quando $T \rightarrow \infty$), este seria constituído dos constituintes últimos da matéria, ou seja, as partículas elementares. O Universo seria constituído de uma sopa cósmica de partículas. Dessa imagem, portanto, decorre a idéia de que a Física de Partículas Elementares pode ter um pa pel no entendimento de alguns dados observacionais cosmológicos.

A primeira pergunta que se coloca é, naturalmente, quais são as partículas elementares. Para esta pergunta, infelizmente, não temos uma resposta. A teoria que descreve os fenômenos físicos para energia até 1 TeV prevê a existência de pelo

menos 61 partículas elementares (8 glúons, W^+ , W^- , Z^0 , fóton, 36 quarks e antiquarks, 12 leptons e 1 Higgs (spin 0)). Assim, essas seriam os constituintes da sopa para temperaturas da ordem de 10^{16} °K. Para temperaturas mais altas tudo é uma questão de imaginação.

A discussão em torno dos constituintes se simplifica consideravelmente se analisarmos o Universo para temperaturas da ordem de 10^{11} °K. Nesse caso os constituintes da sopa eram partículas bastante conhecidas pelos físicos nucleares: Elétrons, Fótons, Neutrinos, Protons e Neutrons^(3,6). É a partir dessa fase que retomaremos a discussão quando abordarmos a Nucleosíntese.

3. FÍSICA DE PARTÍCULAS ELEMENTARES E COSMOLOGIA

A idéia de que Física de Partículas Elementares pode ter uma importância capital no estudo da Cosmologia deve ser testada a partir daquilo que restou da sopa cósmica de partículas a medida que o Universo se resfriou. Isto é, devemos investigar os Fósseis do Universo primordial. As partículas diluídas no Universo primitivo se constituíram a seguir nos Fósseis do Universo primordial. Podemos classificá-las, de acordo com o destino dessas partículas, em duas categorias: Partículas Fósseis e Estados -Ligados (destas partículas) Fósseis.

Na primeira categoria estariam as partículas estáveis. Estas, a medida que o Universo se tornava menos denso e o seu livre caminho médio aumentava (consequentemente ocorria um número menor de colisões) iriam se desacoplar das demais partículas. Entre as partículas estáveis conhecidas e que não formaram estados ligados podemos citar os fótons e neutrinos.

Com isso temos a primeira previsão do modelo cosmológico padrão: o Universo deve estar imerso num banho de fótons e

neutrinos. A hipótese de equilíbrio térmico nos permite prever que essa radiação de fótons, dita radiação de fundo, tem um espectro típico da radiação de corpo negro.

A partir da hipótese de equilíbrio já enunciada, pode-se prever que a densidade de fótons, como função da temperatura é dada por

$$\begin{aligned} n_{\gamma}(T) &= \frac{2}{(2\pi)^2} \left(\frac{kT}{hc}\right)^3 \int_0^{\infty} z^2 dz [\exp z - 1]^{-1} \\ &= \frac{2.404}{\pi^2} \left(\frac{kT}{hc}\right)^3 \end{aligned} \quad (3.1)$$

Em 1965, Penzias e Wilson⁽⁶⁾, numa descoberta que lhes valeu o prêmio Nobel de Física, descobriram a radiação cósmica de fundo prevista pela teoria do Big-Bang. A existência da radiação cósmica de fundo é hoje um fato bem estabelecido experimentalmente e é, provavelmente, a melhor evidência para a teoria do Big-Bang. A temperatura desses fótons, inferida a partir do espectro de radiação de corpo negro associado a ela, é

$$T_{\gamma} = 2.7^{\circ}\text{K} \quad (3.2)$$

Assim, a partir de (3.2), podemos prever que a densidade dos fótons de fundo é dada por

$$n_{\gamma}(2.7^{\circ}\text{K}) = 560 \text{ fótons/cm}^3 \quad (3.3)$$

A radiação de fundo é isotrópica à razão de uma parte em 10^4 , ou seja, inhomogeneidades dessa radiação, se existirem, obedecem à cota⁽²⁾

$$\frac{\delta\rho_{\gamma}}{\rho_{\gamma}} < 10^{-4} \quad (3.4)$$

Finalmente, a partir de (3.3) e (1.19) temos a seguinte relação de densidades

$$\frac{\eta_B}{\eta_Y} = 10^{-9} \quad (3.5)$$

Como foi dito anteriormente, neutrinos são partículas estáveis e faziam parte dos constituintes da sopa cósmica à temperaturas suficientemente altas os neutrinos se encontravam em equilíbrio térmico com a matéria através de reações da forma



⋮

Haverá, no entanto, uma temperatura para a qual eles se desacoplam. Tal temperatura, dita de desacoplamento (T_D), é aquela para a qual, a taxa de reações (Γ) se torna comparável à taxa de expansão $\Gamma(T)$ (7). Isto é

$$\frac{\dot{R}}{R}(T_D) = \Gamma(T_D) \quad (3.7)$$

Para o caso dos neutrinos, obtém-se

$$T_D = 1 \text{ MeV} \quad (3.8)$$

A relação entre a temperatura dos neutrinos (T_ν) e a dos fótons é (2,5)

$$\frac{T_\nu}{T_Y} = \left(\frac{4}{11} \right)^{1/3} \quad (3.9)$$

Portanto para $T_Y = 2.7^\circ\text{K}$ obtemos $T_\nu = 2.0^\circ\text{K}$. A den

sidade dos neutrinos, a essa temperatura, pode ser estimada de maneira análoga àquela feita para o caso dos fótons (a única diferença vem da estatística que nesse caso é de Fermi-Dirac). Ob-
têm-se

$$n_\nu \approx 200 \text{ neutrinos/cm}^3 \quad (3.10)$$

Assim, os neutrinos de fundo são quase tão abundantes quanto os fótons. Tendo em vista, no entanto, que neutrinos interagem muito fracamente com a matéria, a detecção dos neutrinos de fundo ainda não foi implementada. Propostas experimentais nesse sentido existem⁽⁸⁾ e essa questão poderá se constituir num projeto extremamente relevante para o futuro, pois a existência desses neutrinos é essencial para a validade do modelo do Universo aqui apresentada.

4. ABUNDÂNCIA PRIMORDIAL DE ELEMENTOS LEVES

A medida em que o Universo se esfria, algumas partículas constituintes da sopa cósmica iniciam a formação de estados ligados. Em se tratando de prótons e nêutrons os estados ligados ao qual nos referimos são os Núcleos. Esperamos assim que abaixo de uma determinada temperatura (T_{NS}) se inicie a síntese de núcleos. Esse processo de Nucleosíntese ocorre como resultado de uma cadeia de reações do seguinte tipo



⋮
⋮
⋮

Se a imagem do Universo, exposta anteriormente, estiver correta, deveria ser possível prever a abundância primordial

dos elementos. (Note-se que como resultado do processo de evolução estelar a abundância de elementos hoje é diferente daquela dita primordial)⁽¹⁰⁾. Tal problema é, a rigor, complicado pois, envolveria a solução das equações de transporte de Boltzmann para toda a cadeia acima. Ao invés disso procuraremos apresentar apenas as idéias gerais e uma estimativa grosseira (mas bastante boa) da abundância de Hélio (${}^4\text{He}$).

Algumas considerações simples nos levam a concluir que, a partir de processos envolvendo dois corpos, somente elementos leves foram produzidos em concentrações apreciáveis no Universo primordial. A razão básica para isso é a inexistência de núcleos estáveis com número de massa 5 e 8. Isso significa que esperaríamos uma abundância de elementos primordiais em número de massa no máximo igual a 4. Tendo em vista que a energia de ligação do ${}^4\text{He}$ é maior do que aquela do deutério e ${}^3\text{He}$ esperaríamos assim, a grosso modo, que, primordialmente, tivéssemos apenas núcleos de Hidrogênio (prótons) e de ${}^4\text{He}$. Tal resultado acaba sendo confirmado por cálculos numéricos mais sofisticados.

Procuraremos determinar a abundância de ${}^4\text{He}$ com respeito àquela de Hidrogênio. Iremos admitir, pelas razões expostas acima que todos os neutrons existentes na sopa cósmica tenham sido utilizados na confecção de núcleos de ${}^4\text{He}$. Igual quantidade de prótons seria utilizado na formação de núcleos de ${}^4\text{He}$ e os demais, Hidrogênio.

Tentaremos, antes de mais nada, determinar qual a relação entre o número de neutrons com respeito a prótons. Para temperaturas muito altas suas abundâncias eram iguais devido à existência de reações da forma (3.6). No entanto para temperaturas inferiores à temperatura de desacoplamento sua abundância é alterada.

Admitindo-se que possamos utilizar noções de mecânica estatística de equilíbrio podemos estimar a relação entre as

densidades de nêutrons e prôtoms à temperatura de desacoplamento. Essa temperatura é a maior para a qual podemos falar em equilíbrio pois abaixo da mesma algumas reações (com o decaimento do nêutron) sô ocorrem num sentido da flecha em (3.6). Utilizando a estatística de Boltzmann podemos prever que à temperatura de desacoplamento (T_D) teremos a seguinte relação de densidades:

$$\frac{n(T_D)}{p(T_D)} = e^{-\frac{\Delta m}{T_D}} \quad (4.2)$$

onde Δm é a diferença de massa nêutron-prôton ($m_n - m_p$). A partir de (3.8) e (4.2) teremos

$$\frac{n(T_D)}{p(T_D)} = \frac{1}{6} \quad (4.3)$$

ou seja, para cada nêutron existe no Universo, à temperatura de desacoplamento, 6 prôtoms. No entanto, abaixo dessa temperatura, o nêutron, sendo instável e estando desacoplado, começa a decair (decaimento β)

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (4.4)$$

O processo de decaimento do nêutron faria com que esta partícula eventualmente desaparecesse do Universo. Tal fato não ocorre, no entanto, porque os nêutrons à temperatura mais baixa formam estados ligados. Para determinarmos quantos nêutrons, em relação a prôtoms, sobreviveram ao processo de decaimento devemos determinar o intervalo de tempo decorrido desde o desacoplamento dos neutrinos até o início da síntese de Núcleos. Uma vez obtido esse intervalo de tempo e a partir da vida média do nêutron podemos determinar a abundância de nêutrons remanescentes. Na verdade determinaremos o intervalo de temperaturas (utilizando

(2.1) podemos determinar o intervalo de tempo) entre T_D e a temperatura na qual se inicia o processo de síntese dos Núcleos.

Sendo o deutério o núcleo mais simples, o início da Nucleosíntese será marcada pelo surgimento do núcleo desse elemento no Universo em quantidades apreciáveis. Assim, a temperatura da Nucleosíntese (T_N) será aquela para a qual a abundância de Núcleos será da ordem da abundância dos Núcleons.

A estimativa da temperatura da Nucleosíntese (T_N) será efetuada utilizando o seguinte argumento: A energia de ligação do deuteron é 2.2 MeV. Esta não é, no entanto, a temperatura da Nucleosíntese pois o deutério tem uma grande seção de choque de fotodissociação e o número de fótons por núcleon com energia maior do que a energia de ligação do deutério é

$$\frac{n_Y}{n} (T > 2.2 \text{ MeV}) \approx \frac{n_Y}{n_B} \exp - \frac{2.2}{T} \quad (4.5)$$

onde T em (4.5) é a temperatura do Universo em MeV, e $\frac{n_Y}{n_B}$ é a relação entre as densidades de fótons e bárions.

Portanto, para que o processo de formação do deutério seja eficiente é importante que o número de fótons (por núcleons) com energia maior do que 2.2 MeV seja menor do que 1. Olhando para (3.5) e (4.5) vemos que a temperatura na qual isso ocorre é

$$T_N = 0.1 \text{ MeV} \quad (4.6)$$

A temperatura acima é a temperatura da Nucleosíntese pois é a temperatura na qual se inicia a formação do deutério.

Uma vez obtido o intervalo de temperatura (e consequentemente o intervalo de tempo) podemos determinar a relação de neutrons com respeito a protons remanescentes no início da síntese de Núcleos. À temperatura $T = 0.1 \text{ MeV}$ tem-se

$$\frac{n}{p} = \frac{1}{7} \quad (4.7)$$

A partir de (4.7) vemos que para cada neutron teríamos, primordialmente, 7 prótons. Admitindo que o único elemento formado tenha sido ${}^4\text{He}$ teríamos 1 núcleo de Hélio para cada 12 núcleos de Hidrogênio. A abundância, em massa, de He com respeito a Hidrogênio (Y_{He}) é

$$Y_{\text{He}} = 2 \frac{n}{p} \frac{1}{1 + \frac{n}{p}} = 0.25 \quad (4.8)$$

A abundância (4.8) se constitui num dos grandes sucessos do modelo cosmológico padrão. O modelo permite explicar por que o Universo hoje é constituído basicamente de elementos leves e dentre esses a predominância de Hidrogênio e Hélio.

É possível a determinação de abundâncias primordiais utilizando técnicas bastante sofisticadas (equação de transporte de Boltzmann). O resultado (numérico) obtido é apresentado na Figura (8). Deve-se notar olhando para essa figura que a abundância de elementos com número de massa maior do que 5 é absolutamente desprezível. Isso significa que o Universo teria se iniciado com uma constituição praticamente de ${}^4\text{He}$ e Hidrogênio. Os demais elementos foram processados posteriormente ao longo do processo de evolução estelar⁽¹⁰⁾.

O outro fato a ser destacado é a dependência da abundância dos elementos primordiais com os parâmetros: Temperatura dos fótons de fundo e densidade de matéria bariônica. Tal dependência pode ser entendida a partir de (4.5). O que é notável nessa previsão do modelo é o fato de existir uma faixa de valores dessa grandeza dentro da qual existe a compatibilidade entre a previsão do modelo com os dados observacionais.

O último comentário sobre abundâncias de elementos no Universo diz respeito aos dados observacionais citados acima. Sabe-se que a abundância dos elementos hoje difere da abundância primordial. Assim, a questão que se coloca é o significado da

afirmação de que existe algum acordo entre os dados observacionais e a teoria. Esse problema é complicado e cada elemento deve ser analisado separadamente tendo em vista que eles têm papéis diferentes no processo de evolução estelar.

No caso do deutério, é sabido que o pouco deutério produzido no processo de evolução estelar é consumido no mesmo processo. Ou seja, esse processo é pouco eficiente em adicionar deutério àquele já existente (primordial). Por outro lado, esse deutério primordial é destruído em estrelas com temperatura acima de $6 \cdot 10^5$ °K. Assim podemos afirmar que a abundância de deutério hoje (y_H^D) é uma cota para o deutério primordial (y_P^D)⁽¹⁰⁾. Isto é

$$y_P^D > y_H^D .$$

Algumas estimativas levam a $y_P^D = 2y_H^D$. Assim podemos estimar a abundância primordial a partir daquela observada hoje (medidas dessa abundância no gás interestelar dão⁽¹⁰⁾ $0,8 \cdot 10^{-5} < y_H^D < 2 \cdot 10^{-5}$).

O caso dos demais elementos é bem mais complicado tendo em vista o processamento intenso desses elementos no processo evolutivo estelar. Daí resulta que para nos assegurarmos de que estamos observando as abundâncias o mais próximo possível daquelas ditas primordiais devemos procurar regiões no Universo onde existe material o menos processado possível. Ou seja, devemos procurar regiões pobres em metal (região de baixa metalicidade) pois a quantidade de metal é um bom indicativo de quão processada foi a matéria nas estrelas.

No caso do Hélio tem-se procurado determinar a abundância desse elemento nas regiões intergaláticas HII (primariamente gasosas, pouco evoluídas e com pouco processamento estelar), Galáxias pobres de metal (estima-se daí $y_P = 0.245$), Aglomerados Globulares ($y_P = 0.23$).

Ainda falando de Hélio devemos frisar que nesse caso temos uma excelente evidência para a natureza primordial desse elemento. Isso decorre do fato de que esse elemento se encontra em todas as partes do Universo (Sol, Sistema Solar, Atmosferas de Estrelas, Estrelas Novas, Velhas, Nebulosas Planetárias, Aglomerados Globulares, nossa Galáxia e em todas as outras Galáxias) em abundâncias diferindo de uma abundância média⁽¹⁰⁾ por não mais do que 20% (para mais ou para menos).

CONCLUSÕES

Alguns dados observacionais apontam para a existência de um gênese para o Universo. O Universo teria se iniciado numa fase extremamente quente e com densidade extremamente alta. Nessas circunstâncias é de se esperar que nos primeiros instantes do Universo este seria constituído de uma sopa de partículas elementares. Dessa imagem decorre uma crença hoje bastante difundida de que alguns dados observacionais do Universo poderiam ser entendidos a partir do conhecimento da dinâmica que rege as partículas elementares. Pode-se argumentar assim a favor da existência de uma conexão entre o mundo macroscópico naquilo que ele tem de mais exuberante (o Universo) e o mundo microscópico naquilo que ele exibe de menor (as partículas).

Nessas notas nós nos concentramos na exposição de motivos para a existência dessa crença nessa conexão e as consequências mais notáveis (e comprovadas experimentalmente) dessa conexão (radiação de fundo e abundância primordial de elementos).

A exiguidade de espaço e tempo não nos permitiu uma análise de outras implicações dessa conexão entre Física de Partículas e Cosmologia tais como formação de Galáxias, matéria negra no Universo, excesso de bárions sobre antibárions, transições de fase cosmológicas, constante cosmológica e o Universo Inflacioná

rio. Trata-se de um assunto bastante rico e excitante. Espero ter transmitido com essas notas algumas razões para esses qualificativos.

REFERÊNCIAS

- (1) A.D. Dolgov e Ya.B. Zeldovich, *Reviews of Modern Physics* 53, 1 (1981).
- (2) J.D. Barrow, *Fundamental of Cosmic Physics* 8, 83 (1983).
- (3) J. Silk, "The Big Bang", W.H. Freeman and Company, San Francisco (1979).
- (4) S.M. Faber e J.S. Gallagher, *Ann. Rev. Astron. Astrophysics* 17, 135 (1979);
J.A. Freitas Pacheco, *The Astronomical Journal* 90, 1007 (1985).
- (5) G. Steigman, *Annual Rev. Astron. Astrophysics* 14, 339 (1976);
G. Steigman, *Annual Rev. Part. Science* 29, 313 (1979).
- (6) S. Weinberg, "Os três primeiros minutos", Ed. Guanabara Dois (1980).
- (7) G.C. Marques, "Física de Partículas Elementares e Cosmologia", III Escola de Verão J.A. Swieca.
- (8) R. Opher, *Astron. and Astrophysics* 37, 135 (1979);
A. de Rújula e S.L. Glashow, *Phys. Rev. Lett.* 45, 942 (1980).
- (9) G. Steigman, "Big Bang Nucleosynthesis: Theories and Observations", a ser publicado no *Ann. Rev. of Astronomy and Astrophysics* (1985).
- (10) W.A. Fowler, *Reviews of Modern Physics* 51, 149 (1984).

FIGURAS

Figura 1 - Distribuição de matéria homogênea e isotrópica em expansão.

Figura 2 - Distribuição de matéria em expansão e obedecendo à lei de Hubble.

Figura 3 - Distribuição de matéria no passado.

Figura 4 - Distribuição de matéria no passado remoto.

Figura 5 - Distribuição de matéria no passado remotíssimo.

Figura 6 - Distribuição de matéria no passado remotíssíssimo.

Figura 7 - Distribuição de Galáxias do grupo local.

Figura 8 - Abundância de elementos leves prevista pelo modelo cosmológico padrão.

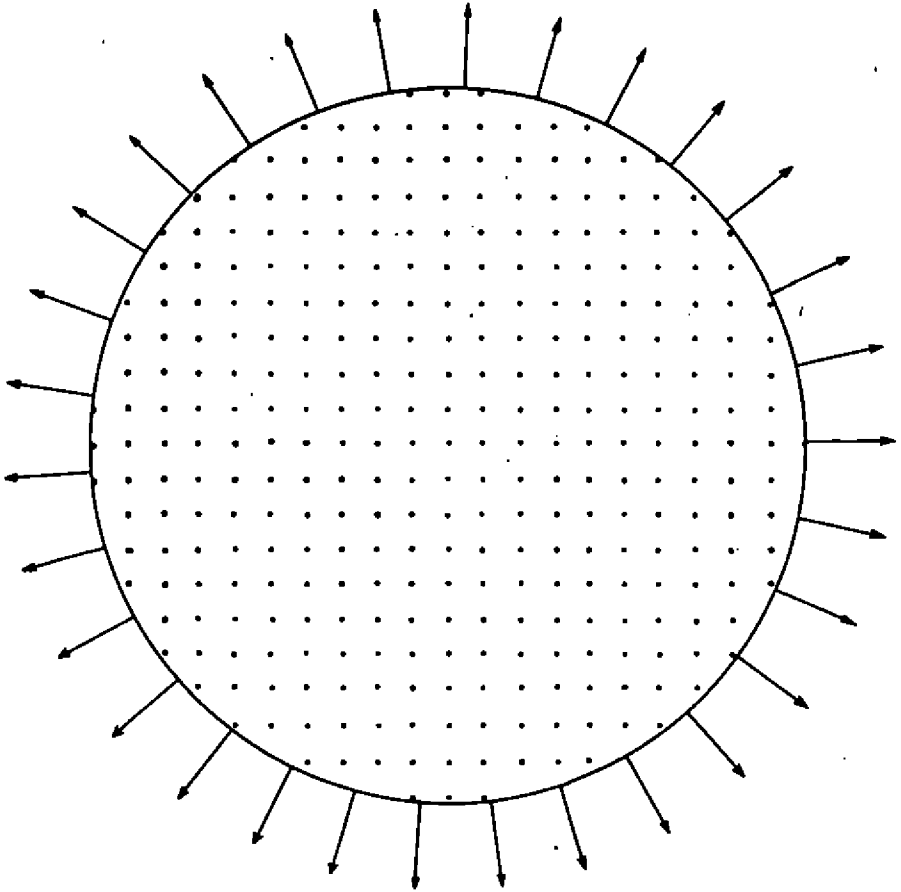


Figura 1

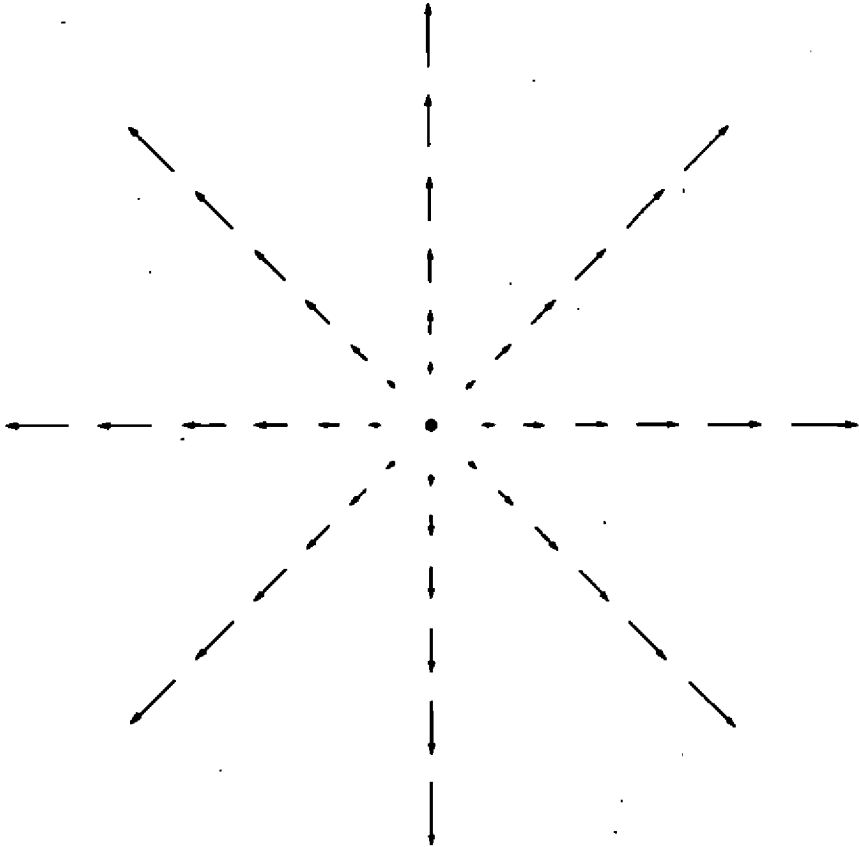


Figura 2

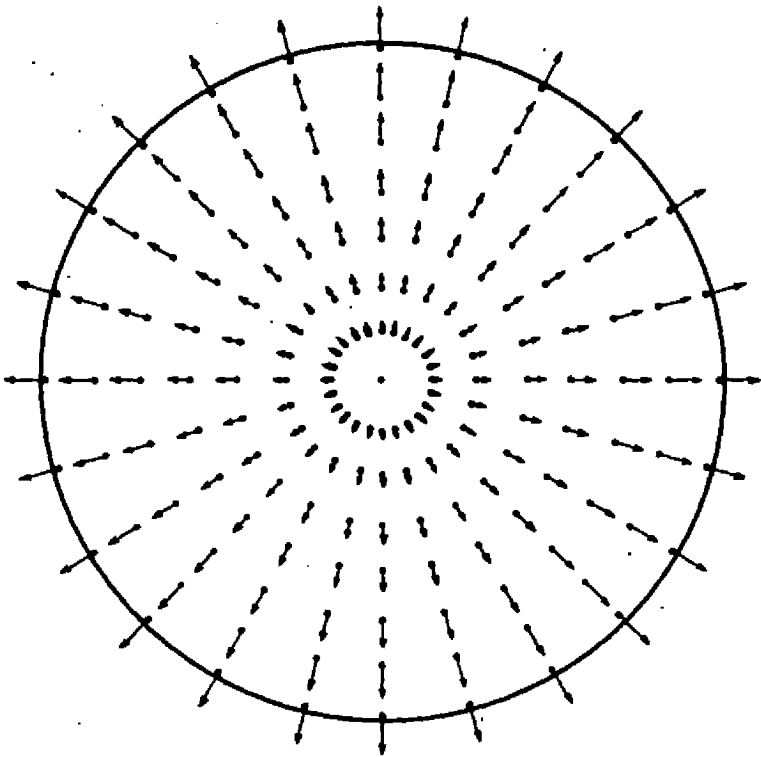


Figura 3

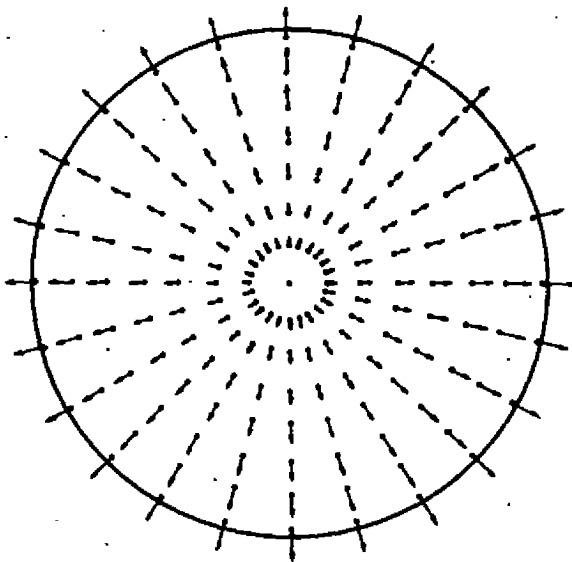


Figura 4

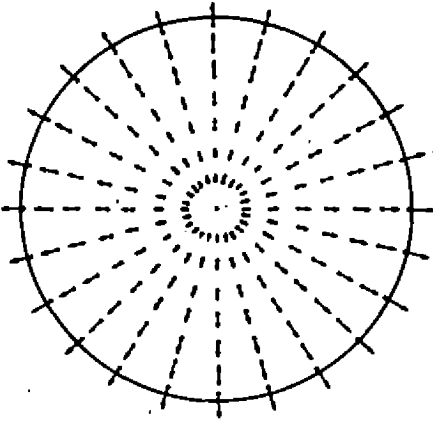


Figura 5

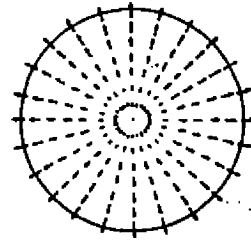


Figura 6

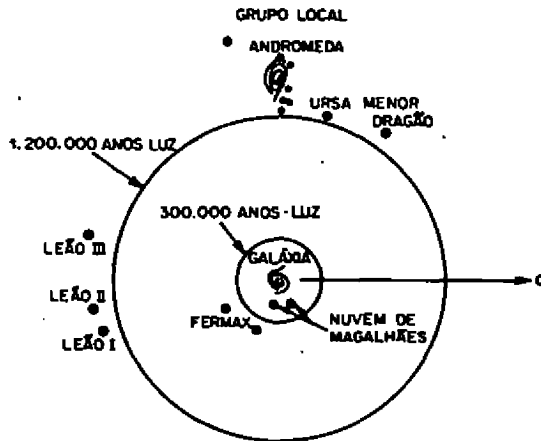


Figura 7

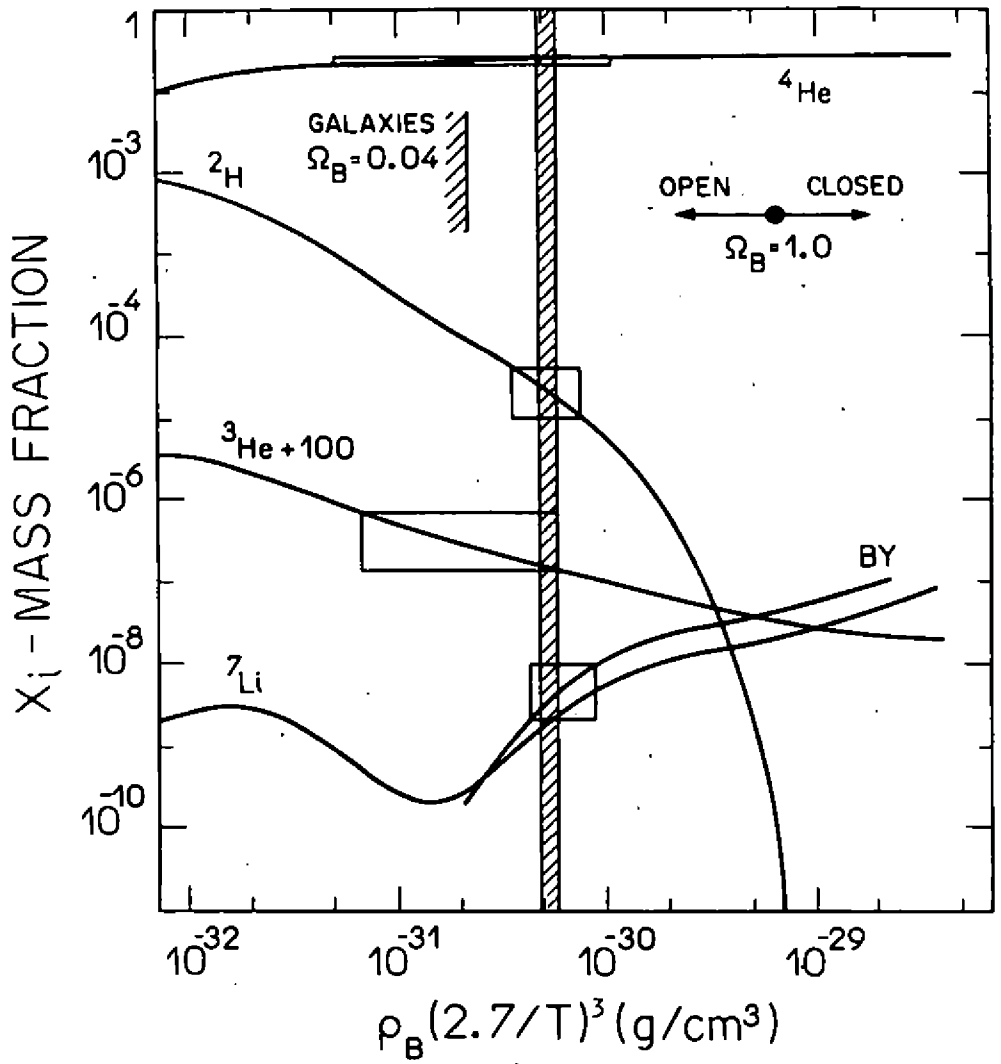


Figura 8

MESAS REDONDAS

MESA REDONDA I

AVALIAÇÃO CRÍTICA E RESUMO DOS TRABALHOS SOBRE FÍSICA NUCLEAR APRESENTADOS

Participantes da Mesa: A.S. de Toledo (IFUSP), A.F.R. de Toledo Piza (IFUSP), D. Galetti (IFT), D. Bes (CNEA), I. Goldman (IFUSP), R. Donangelo (IF-UFRJ). Mediador: T. Kodama (CBPF).

A intenção original desta Mesa Redonda foi analisar e avaliar, do ponto de vista científico e técnico, os trabalhos apresentados durante a Reunião, e dar o diagnóstico que serviria como base para discussão das perspectivas da pesquisa sobre Física Nuclear no Brasil. Por esta razão, os membros da Mesa Redonda, exceto D. Bes e R. Donangelo, foram também os membros do corpo de "referees" que participaram no trabalho de dar parecer e classificar os trabalhos submetidos.

O corpo da Mesa reuniu-se várias vezes durante a Reunião, e tentou encontrar previamente um direcionamento da discussão. Entretanto contrariamente a intenção inicial, ficou claro que seria difícil fazer a avaliação dos trabalhos do ponto de vista estritamente científico, sem levar em conta o aspecto político-econômico da realidade brasileira. Assim, ficou resolvido que na Mesa, cada constituinte se pronunciaria, independentemente dos demais, manifestando-se sobre o que ele tinha percebido durante a Reunião.

No que se refere aos aspectos gerais, os seguintes pontos foram levantados:

- 1) Os programas e atividades da pesquisa são bastante adequados, considerando a realidade atual brasileira.
- 2) Percebe-se o início da formação de grupos de pesquisa que estão bem alinhados e caracterizam os Laboratórios e Institutos.
- 3) Notou-se a concentração maior da Física Nuclear Experimental em São Paulo, e foi apontada a dificuldade e fragilidade estrutural (equipamentos, infra-estrutura) para física experimental, e o conseqüente desestímulo da atividade experimental fora dos grandes centros.
- 4) Na área teórica, notou-se a existência de vários grupos que trabalham em conceitos novos ou formais, como por exemplo, temperatura, espaço de fase quântico, coletividade, teoria cinética, etc., inclusive o surgimento de atividades que se interessam pelos graus de liberdade sub-nucleônicos. Foi sugerido uma coordenação melhor neste setor.

- 5) A redução sensível de trabalhos teóricos que analisam os dados experimentais obtidos nos Laboratórios, indicaram uma certa divergência de interesses entre experimentais e teóricos. Este ponto foi discutido, e foi argumentado que a divergência momentânea em si não seria problema grave desde que não seja definitiva.
- 6) Foi levantada e discutida a possibilidade de planejar experiências em colisões profundamente inelástica entre íons pesados, pois seria interessante a execução de tal programa, mesmo para íons relativamente leves.
- 7) Foi apontado que alguns grupos de trabalho não alcançaram o desempenho desejado.
- 8) Foi apontado que não haveria necessidade de duas Mesas Redondas numa Reunião, constituindo-se até mesmo em um desperdício de tempo.
- 9) Foi ressaltado o sucesso da forma estrutural da Reunião com sessões paralelas.

Em resumo, foi parecer unânime que os trabalhos apresentados refletiram o entusiasmo dos pesquisadores brasileiros da área de Física Nuclear, com desempenhos cada vez mais profissionais em suas atividades de pesquisa.

MESA REDONDA II

PERSPECTIVAS DA FÍSICA NUCLEAR NO BRASIL

Participantes da Mesa: Oscar Sala (USP), Elisa Wolynech (USP), Solange M.C. de Barros (UFRJ), Luiz Carlos Gomes (CBPF), Maria José Bechara (USP), Vito R. Vanin (USP) e Hélio Coelho (UFPe).
Mediador: Paulo Roberto S. Gomes (UFF).

I. RESUMO DAS EXPOSIÇÕES DOS PARTICIPANTES

1) Vito R. Vanin (USP)

Foram levantadas as questões de trabalhos de fronteira e das máquinas disponíveis, defasadas em relação àquelas que permitem, hoje, a realização de experimentos com contribuições inovadoras. Quanto as novas máquinas, lembrou que as que estão planejadas seriam aquelas que deveriam estar funcionando hoje.

Quanto a pesquisas na área de estrutura nuclear o debatedor lembrou que há, em escala internacional, muito trabalho acumulada

do, podendo mesmo haver uma certa saturação. A área de reações nucleares é muito complexa, manifestando seu ceptismo em encontrar algo novo aí.

Além desses problemas, o debatedor apontou algumas dificuldades. Entre estas estaria a falta de apoio teórico e a demora em se obter resultados a partir do desenvolvimento de linhas próprias. Consequências disso são o pequeno número de publicações e a demora para finalizar teses. Levantou também a questão da interação entre a pesquisa acadêmica em física nuclear e os programas de energia nuclear.

Entre as possíveis saídas para a situação atual foram apontadas as possibilidades de valorizar as idéias próprias, a realização de medidas mais precisas em substituição às novidades e a procura de experimentos mais originais, fora do padrão usual.

2) Hélio Coelho (UFPe)

Inicialmente o debatedor fez uma análise da crise da física nuclear, não apenas no Brasil, mas em todo o mundo. Citou a dificuldade em atrair bons alunos, criticando o tipo de física que fazemos - ela é atrativa aos estudantes? perguntou. Lembrou que o que ocorreu com física nuclear no mundo não foi absorvido aqui, citando os aspectos de ponta e a tendência a se caminhar em direções a áreas interdisciplinares, como a física de partículas.

Levantou ainda a questão da centralização da física nuclear em São Paulo e o conseqüente isolamento dos centros de menor porte. Sugere que a criação de laboratórios nacionais, que é uma tendência mundial, deveria ser absorvida pelo país. A seu ver essa centralização coordenada otimizará os gastos em física nuclear.

Do ponto de vista acadêmico o debatedor indica a absorção da cromodinâmica quântica e situações de altas energias na física nuclear. Ainda citou alguns trabalhos que, a seu ver, estão direcionados nesse sentido.

3) Elisa Wolyneç (USP)

Em relação à questão "que física fazer", a debatedora afirmou não ser possível no país, no momento, a realização de física de fronteira. Citou como possibilidades o desenvolvimento de idéias próprias, interessante e de bom nível. A seu ver uma maior e mais eficiente interação com o exterior seria produtiva. Quanto aos recursos instrumentais, especialmente máquinas aceleradoras, disse ser necessário um reequipamento. A seu ver não podemos continuar com essas máquinas por muito mais tempo. Seriam também necessárias novas

máquinas, não para a realização de física de fronteira, mas que dê aos pesquisadores no país a possibilidade de participação de experiências no exterior.

Disse ainda ser impossível a construção de laboratórios nacionais em todos os centros importantes. Nesse aspecto acha que a localização desses laboratórios em alguns centros é inevitável, o que é uma tendência internacional.

Citou ainda a inexistência de um programa decenal, a ser encaminhado ao M.C.T., como uma falha importante a ser corrigida.

4) Maria José Bechara (USP)

A debatedora tomou como hipótese de trabalho a continuação de pesquisas em física nuclear e questionou: como? Em seguida levantou uma série de pontos.

A debatedora reconhece ser difícil a realização de física de fronteira. Em seguida disse que a "fronteira" não pode ser tomada como um dogma. A seu ver um projeto que envolva maior número de pessoas melhoraria a dinâmica de trabalho e atrairia outras pessoas. Em relação aos recursos experimentais hoje existentes acha que a postura mais eficiente seria a de aproveitamento realista, reconhecendo a defasagem entre as idéias e o fazer.

A seu ver a estrutura de bolsas de estudo burocrática, pouco maleável e com uma uniformização de critérios para sua concessão, é uma dificuldade adicional na atração de novos estudantes.

Entre as sugestões apresentadas está a reestruturação do sistema de bolsas de estudo. Antes da questão de um laboratório nacional a debatedora acha que há outras questões. Nesse sentido cita a estrutura dos atuais laboratórios, que não permite ou pelo menos dificulta a entrada de novos pesquisadores. Abrir e adequar os atuais laboratórios a uma maior participação de outros pesquisadores seria um "treino" para o laboratório nacional.

A debatedora ainda citou a questão de planejamento - para onde dirigir os novos estudantes? Ela citou ainda as dificuldades para o desenvolvimento de novos projetos com a atual comunidade de apenas cerca de 200 pessoas. Ainda neste sentido lembrou ser importante evitar-se uma grande dispersão.

5) Luiz Carlos Gomes (CBPF)

O debatedor acredita que a questão básica não é fazer ou não física de fronteira; a seu ver a questão é incentivar a criatividade desde o berço. Lembrando que há no país um físico nuclear para cada milhão de habitantes, o debatedor acha importante o aumen

to de recursos humanos e a realização de novos investimentos. A seu ver é importante a centralização ordenada dos equipamentos de pesquisa.

O debatedor diz que a partir da condição atual um investimento de 10^6 dólares em 10 anos apenas "taparia os buracos" existentes. Um investimento da ordem de 10^7 dólares no mesmo período já permitiria a instalação de pós-aceleradores. Para que se consiga algo maior, de caráter nacional, seria necessário um investimento da ordem de 10^8 dólares em 10 anos.

6) Solange M.C. de Barros (UFRJ)

A debatedora também se manifestou favorável à centralização. Quanto a criação de um laboratório nacional, ela cita a necessidade de altos investimentos numa situação em que não há uma motivação social. Como exemplo da inexistência dessa motivação social citou a contestação de projetos de energia nuclear.

Crê não haver condições mínimas, hoje, de funcionamento dos laboratórios instalados; é urgente conseguir essas condições. A seu ver não podemos nos conformar com as condições desfavoráveis de trabalho e devemos lutar para conseguir maiores financiamentos.

7) Oscar Sala (USP)

Inicialmente o debatedor disse se restringir à física nuclear experimental. Nesse sentido disse que uma energia de 100 MeV por nucleon não é hoje tão atrativo: para ser realmente atrativo seria necessário 100 GeV por nucleon, quando se conseguiria plasmas de gluons e quarks.

O debatedor disse que o que se discute hoje aqui, o futuro da física nuclear, foi discutido no mundo há cinco anos atrás. Disse ainda que há uma relação entre recursos humanos, materiais e investimentos. Assim acredita não se poder pensar em um investimento de 100 milhões de dólares pois não temos hoje inclusive recurso humano capaz de absorver eficientemente tal quantia. Dessa forma propõe um caminho mais modesto: a extensão natural dos trabalhos atuais. Essa sugestão é, a seu ver, realista e não haveria outras possibilidades além da continuação natural do que se faz hoje. Acredita haver maturidade e coerência nas pesquisas atuais.

O debatedor disse ser a física nuclear ótima para a formação de recursos humanos, o que faz de forma global e competente. De pois de formados, os estudantes podem se dirigir para outras áreas. Isso, disse, ocorre no mundo todo. Disse ainda, ser importante um maior esforço no desenvolvimento de novos equipamentos, originais e

mais sofisticados. Esse esforço teria como efeito inclusive a atração de novos estudantes.

Quanto a centralização, disse ser inevitável por causa do alto custo de equipamentos, além de fatores históricos. Disse também que há dificuldades naturais, dentro das universidades, para o desenvolvimento dos trabalhos nos laboratórios. No entanto, não se deve pensar ainda em laboratórios nacionais. A curto prazo, acha interessante a associação de instituições de financiamento a pesquisa para dar condições de trabalho aos atuais laboratórios.

Como perspectivas, citou a expansão do Pelletron com um a celerador supercondutor, o que seria um projeto para 5 a 6 anos. Entre as vantagens desse projeto citou o desenvolvimento tecnológico daí resultante. Este é a seu ver o momento exato para aprender a tecnologia desse projeto; se esperarmos 4 ou 5 anos, vamos precisar comprar pronto esse equipamento. Como ocorreu com projetos anteriores, este também poderia aglutinar pessoas.

II. DEBATES E MANIFESTAÇÕES DO PLENÁRIO

Paulo R. Pascholati - A seu ver um laboratório nacional é preocupante. Lembrou que na década de 70 o CBPF pretendeu ser nacional. Citou ainda a dificuldade do desenvolvimento de equipamentos nas universidades, que não é gratificante: na universidade se avalia papéis e não o trabalho consequente.

Luiz Carlos Gomes - Disse que o CBPF era um laboratório particular e não pretendia ser um laboratório nacional.

Oscar Sala - Disse que quando se referiu a desenvolvimento instrumental era no sentido de equipamentos para a realização de pesquisa.

Maria José Bechara - Acha relevante o comentário de Paulo Pascholati sobre a sub-valorização do desenvolvimento instrumental. Disse que o estágio atual da física exige uma especialização natural. Acredita que nós não favorecemos na prática essas possibilidades.

Solange M.C. de Barros - Também acha importante a instrumentação e sugere que se deva redefinir os mecanismos de valorização dos trabalhos na universidade.

Paulo Roberto S. Gomes - Disse que o problema do tempo para desenvolvimento de teses está ligado à instrumentação, enquanto toda a ênfase na avaliação, é dada à física. Pergunta o que fazer

para melhorar essa situação.

Oscar Sala - Acha que o que disse não ficou claro. O objetivo de uma tese é a física nuclear; apenas cabe ao orientador do sar o quanto de instrumentação deve haver. Acredita que o desenvolvimento instrumental é negligenciado. Como exemplo disse que se quer um melhor discriminador, não se sabe fazer, o que é uma consequência do hábito de se comprar equipamentos fechados.

Solange M.C. de Barros - Disse ser indispensável a existência de grupos de instrumentação junto aos experimentais, inclusi ve com profissionais e não só estudantes.

Elisa Wolyneç - Manifestou sua preocupação pela falta de verbas para grupos de instrumentação. Disse que esses grupos devem ser de profissionais e que estudantes e físicos devem apenas acompa nhá-los. Disse que um grande passo antes da criação de um laborató rio nacional seria a criação de condições, nos atuais laboratórios, para o recebimento de usuários externos. Isso nos ensinaria a criar um laboratório nacional.

Marcos N. Martins - Chama a atenção para a sub-utilização dos atuais laboratórios. Citou a falta de técnicos e usuários e a necessidade de participação de pessoas de fora. Reforçou a idêia de que precisamos primeiro aprender a administrar os laboratórios antes de criar outros. Lembrando que nem todas as máquinas estão nas universidades, perguntou como estão as dos outros laboratórios.

Giorgio Moscati - Disse que o desenvolvimento de equipamentos não deve ser deixado aos estudantes de mestrado em física. Acha que não se pode ser muito tolerante com os prazos das bolsas, pois já há muitas pessoas com muito tempo de bolsa.

Bernard Marechal - Disse que os tempos de uso de máquinas são limitados pelos tempos de trabalho dos funcionários. Disse ain da que muitos falam em instrumentação mas poucos o fazem. Perguntou porque não pode haver mestrados só com instrumentação.

Luiz Carlos Gomes - Disse que um laboratório nacional não é um departamento de universidade agigantado. Ele deve ter aspectos estruturais qualitativamente diferentes.

Giorgio Moscati - Disses que o que se entende por laborató rios nacionais são laboratórios abertos para usuários externos e não laboratórios com fins específicos.

Carlos R. Appoloni - Retomando a questão do programa nuclear brasileiro, disse ser importante pensarmos sobre o assunto. A seu ver vai se repensar, em nível governamental, em um novo programa. Se nós também não pensarmos, ficaremos novamente a reboque.

(Alguém do plenário) - Manifestação no sentido de que haja uma maior interação entre os vários laboratórios. É observada a falta de recursos para que haja uma maior interação entre as instituições mais afastadas e os grandes centros.

Iuda D. Goldman - Disse que quando se fala em perspectivas devemos lembrar que são perspectivas no Brasil. A seu ver está errado se pensar em laboratórios bem equipados só para se fazer física no exterior. O objetivo não é preparar gente para fazer física fora do país. Lembrou que a internacionalização da ciência pode ser tão grave, no Brasil, quanto a internacionalização da economia.

Raphael de Haro Junior - Disse que se deve discutir o que fazer a longo prazo. Disse também que um laboratório compromete também o que vai se fazer em teoria.

Alejandro S. de Toledo - Acredita que está se esquecendo de discutir a postura do pesquisador. Acha que novidade é fundamental em pesquisa.

Vito R. Vanin - Chama a atenção para as três saídas propostas. Instrumentação: se não se quer rebaixar o nível das teses, é fundamental o desenvolvimento de instrumentação; caso contrário não se consegue ineditismo real. Quanto ao programa nuclear brasileiro, qualquer que seja, vai precisar da nossa competência; caso contrário será apenas um processo de importação.

Joseph Max Cohenca - Disse haver uma certa confusão sobre o que é instrumentação. Confunde-se a fabricação de instrumentos já industrializados com a execução de projetos específicos.

Maria José Bechara - Observou que a centralização das discussões em torno de instrumentação e máquinas reflete o que ocorre na realidade dentro dos laboratórios.

Takeshi Kodama - Pergunta porque não procurar experiências factíveis entre as coisas interessantes que existem. Citou como exemplo a identificação de partículas e medidas de energias de raios cósmicos. Lembrou que essa área está atraindo muita gente, inclusive da área de partículas.

Marcos N. Martins - Chama a atenção para o confronto entre o que se quer e o que dá para fazer. Propõe que se atue junto às agências de fomento para que elas façam o que é necessário, como por exemplo, dinamizar o intercâmbio.

Elisa Wolyneec - Disse ser muito interessante uma máquina para física com elétrons. No entanto, esta observação não está em confronto com máquinas para física hadrônica. A seu ver ambas são úteis. Especifica também como, a seu ver, deve ser a interação com outros países e o que acha útil para que se possa participar de experimentos no exterior.

Nelson Velho de Castro Faria - Debate a questão da formação de recursos humanos.

III. MANIFESTAÇÕES FINAIS DOS DEBATEDORES

Luiz Carlos Gomes - Propõe a formação de uma comissão para encaminhar projeto de longo prazo ao governo.

Hélio Coelho - Está frustrado com o desempenho das duas Mesas Redondas, onde não se discutiu questões científicas. Achou também a presente Reunião esvaziada. Citou o exemplo chinês de chamar pessoas de outros países para discutir perspectivas. Chamou sua atenção a pouca participação dos teóricos. Lembra que no Brasil o mestrado é, em muitos casos, um ponto terminal. Insiste na utilidade de de um laboratório nacional.

Solange M.C. de Barros - Insiste na necessidade de criação de condições locais de trabalho, o que falta mesmo no Rio de Janeiro. Disse ainda, que neste Estado há muita dispersão e é necessária uma aglutinação em torno dos pequenos núcleos.

Oscar Sala - Disse que a questão das perspectivas é grave. Tem tido discussões há 4 ou 5 anos e não tem observado reações entre as pessoas. Acha ser necessário ter os pés no chão e lutar pelas propostas que se quer ver implantadas.

Elisa Wolyneec - Entre as medidas imediatas a se tomar citou o aumento do intercâmbio, com propostas concretas às agências financiadoras, e a discussão sobre que física se que fazer no futuro.

Vito R. Vanin - Disse que devemos acreditar que houve mu-

danças e que nós devemos nos colocar à disposição do M.C.T. para ajudar na elaboração de um novo programa nuclear brasileiro.

ATA

ATA DA ASSEMBLÉIA GERAL DA VIII REUNIÃO DE
TRABALHO SOBRE FÍSICA NUCLEAR NO BRASIL

Aos 3 de setembro de 1985, às 21 horas, realizou-se no Hotel Brasil, São Lourenço, MG, a Assembléia Geral da VIII Reunião de Trabalho sobre Física Nuclear no Brasil. O Coordenador da Comissão Organizadora (CO), Paulo Roberto Silveira Gomes, abriu a sessão, agradecendo, em nome de todos, o apoio financeiro obtido da FAPESP, CNPq, FINEP e CNEN, bem como o eficiente serviço prestado pela Secretaria da SBF na organização da Reunião. Em seguida, procedeu-se à leitura da ata da VII Reunião realizada em Itatiaia. Terminada a leitura, o Coordenador da CO fez breves comentários ao formato adotado na VIII Reunião, em particular, aos dois aspectos distintivos: a introdução das sessões paralelas e a comunicação oral de todos os trabalhos apresentados.

Dando seguimento aos trabalhos, o Coordenador convidou Paulo R. Pascholati a dar, em nome da Comissão Organizadora da II Escola Experimental em Física Nuclear, um informe sobre a Escola, cuja realização, segundo ele, está confirmada para o período de 09 a 21 de dezembro de 1985, no Acelerador Linear do IFUSP. Paulo R. Pascholati pediu também que se proponha à SBF, no sentido de se incluir a Escola Experimental no calendário oficial de eventos da SBF. O Coordenador convidou também Antonio P. R. de Toledo Piza a ler o relatório da II Sessão de Física Nuclear da Escola de Verão Jorge André Swieca, que se realizou de 29 de janeiro a 7 de fevereiro de 1985, no Centro Educacional Sagrado Coração, Rio de Janeiro. A seguir, discutiu-se sobre a conveniência ou não da realização da III Sessão de Física Nuclear em 1987. Posta a questão em votação, decidiu-se pela realização da Escola em 1987, com a CO a ser integrada por 4 professores e 2 alunos. Procedeu-se, então, à eleição dos membros da CO da III Sessão de Física Nuclear, obtendo-se o seguinte resultado: Maria Carolina Nemes (58 votos), Celso Lima (36 votos), Elisa Wolynech (21 votos), Salomon Mizrahi (19 votos), Emil Medeiros (29 votos) e Débora Menezes (17 votos).

Concluída a votação, iniciou-se, então, a avaliação crítica da VIII Reunião, tendo o Coordenador dado a palavra àqueles que queriam expor suas opiniões. De modo geral, a exposição oral dos trabalhos foi considerado ponto positivo (Elisa Wolynech, Alinka Lépine, Marcos N. Martins). Alguns apenas sugeriram uma duração mínima maior (Joseph Max Cohenca, Alinka Lépine). As sessões paralelas funcionaram bem (Marcos N. Martins, Juan Acquadro), mas as Mesas Re-

dondas, não (Alinka Lépine, Marcos N. Martins). No entanto, uma Mesa Redonda de árbitros deve permanecer (Maria José Bechara, Iuda D. Goldman). Os painéis devem continuar, não como refugio (José Antonio Castilho), mas como opção pessoal (Rafael de Haro Jr.). Deve também ser mantido o Corpo de Árbitros para as comunicações orais (Marcos N. Martins) e, finalmente, deve haver mais seminários de revisão sobre linhas de pesquisa de vanguarda (Maria José Bechara). A Mesa Redonda sobre Física Nuclear Aplicada, Instrumentação Nuclear e Física Não-Nuclear com Aceleradores apresentou uma série de sugestões, que saem publicadas em anexo a esta Ata.

Encerrada a parte de avaliação crítica da Reunião, procedeu-se à eleição da CO da IX Reunião de Trabalho Sobre Física Nuclear no Brasil, tendo sido o seguinte o resultado: Roberto V. Ribas (57 votos), Alceu Pinho (55 votos), Alinka Lépine (53 votos), Rui Nazareth (49 votos), Rajendra Saxena (46 votos) e Frederico Cruz (40 votos).

Em seguida, Takeshi Kodama, em nome da Mesa Redonda I, expôs o problema relacionado com a publicação dos trabalhos apresentados. Conforme explicou, na circular que se enviou a todos pedindo contribuição, foi dito que os trabalhos aceitos seriam publicados em volume especial da RBF, como tem sido de costume nos últimos anos. Porém, alguns árbitros, ao examinarem os trabalhos apresentados, declararam-se incapazes de julgar em cima do que acharam ser simples resumos, algumas vezes, meros "abstracts". Assim sendo, o aval deles só poderia ser dado no caso de uma apresentação oral durante a Reunião, e não para uma publicação oficial da SBF. Diante disso, a Mesa Redonda I sugeriu à CO que não se publicassem os trabalhos em volume especial. Depois dos esclarecimentos de Takeshi Kodama, houve encaminhamentos contra (Alinka Lépine, A.P.R. de Toledo Piza) e a favor (Marcos N. Martins, Maria José Bechara, Rafael de Haro Jr.) da publicação. Dos debates, surgiu a proposta no sentido de que o volume especial da RBF contenha apenas os textos dos seminários, colóquios e "invited talks", anexando-se, contudo, a ele a pré-publicação que se distribuiu antes da Reunião, contendo todos os trabalhos apresentados. Posta em votação, a proposta foi aprovada.

Passando ao último tópico da Reunião, que é o da participação de graduandos na Reunião, bem como sua subvenção, sugeriu-se que, se o aluno estiver envolvido em pesquisa, seja aceita a sua inscrição (Otaviano Helene). Contudo, a Assembléia achou melhor deixar esta questão para ser resolvida pela CO da próxima Reunião.

Nada mais havendo a tratar, o Coordenador Paulo Roberto Silveira Gomes declarou encerrada a Sessão às 23:30 horas, agradecendo a presença de todos.

ANEXO

SUGESTÕES DA ASSEMBLÉIA PARA A IX RTFNB

- (1) Fortalecimento dos Grupos de Trabalho em relação às sessões de apresentação de Trabalhos (os primeiros são mais importantes) na próxima reunião; na deste ano já foi cumprida a fase inicial mais importante de mostrar o que se faz.
- (2) Manutenção dos Seminários de Revisão que se revelaram muito úteis, atingindo seus objetivos.
- (3) Realizar uma exposição da instrumentação desenvolvida (ou em desenvolvimento) e também convidar o meio empresarial ligado ao assunto para conhecer.
- (4) Dentre os sub-grupos das áreas paralelas à Física Nuclear Básica, pesquisadores de vários Institutos podem se caracterizar como de Análise de Materiais. Discutiu-se onde este grupo deva se reunir, na Matéria Condensada ou na Física Nuclear e parece haver convergência em que deva continuar na Física Nuclear, como neste ano, chamando todos os grupos para ampliar a participação.
- (5) O que foi discutido nas Mesas Redondas desta Reunião deve ser documentado nos Anais.
- (6) A próxima Comissão, ao programar a próxima Reunião, além das liberações desta Assembléia, deve ler as Atas das Reuniões anteriores (como esta o fez) para não se deixar de levar em conta o que se aprendeu nas Reuniões anteriores.
- (7) Deve haver uma continuidade nas atividades dos Grupos de Trabalho, a partir de agora, sendo que os respectivos coordenadores devem atuar decisivamente convidando e motivando a que setores ou grupos de pesquisa existentes e não representados no Grupo de Trabalho venham a tomar parte.
- (8) A Comissão que foi eleita deve fazer um cronograma de atividades levando em conta não apenas a programação da própria RTFNB de 1986, mas também da Reunião Anual da SBF dentro da SBPC. O Colóquio, etc.. Assim, a Comissão recém-eleita também deve se preocupar no envio de propostas para a Reunião Anual, complementando adequadamente as atividades desta Reunião Tópica, com a visão globalizante que só na Reunião Anual é possível. Por exemplo, a realização na Sessão de Encontros de um Encontro Nacional de Instrumentação.

ordenador da Comissão é automaticamente membro da Comissão de Reuniões da SBF, que a partir de outubro/novembro, estará montando a programação da Reunião, onde devem acontecer atividades da área de Física Nuclear, além das Reuniões de Apresentação de Trabalho. Nas últimas Reuniões, em especial a última, nada na área de Física Nuclear tem acontecido, como por exemplo, cursos,

LISTA DE PARTICIPANTES

VIII REUNIAO DE TRABALHO DE FISICA NUCLEAR NO BRASIL

São Lourenço, M.G., de 31/08 a 04/09 de 1985

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL

1. Carlos Alberto Olivieri
2. Eliane Angela Velt
3. Gastão Krein
4. Israel Baumvol
5. Maria Helena Steffani
6. Odilon Antonio M. do Canto
7. Paulo Fernando P. Fichtner
8. Rogério Pohlmann Livi
9. Theodor Maris

FACULDADE DE ENGENHARIA DE JOINVILLE

1. Gilberto Lima Thomas

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE LONDRINA

1. Carlos Roberto Appoloni
2. Felix René Arias Revollo
3. Marcos de Castro Falleiros
4. Santosh Shelly Sharma

INSTITUTO DE FISICA - USP

1. Alejandro Szanto de Toledo
2. Alfredo Roque Salvetti
3. Allnka Lépine
4. Amélia Império Hamburger
5. Ana Maria dos Santos Scardino
6. Angela Maria Pizzo Pássaro
7. Antonio Carlos Camargo Villari
8. Antonio Fernando R. Toledo Piza
9. Carlos Antonio da Rocha
10. Claudio Fabian Tenreiro Leiva
11. Cesar Augusto Amaral Nunes
12. Celso Luiz Lima
13. Débora Peres Menezes
14. Elisa Wolyneç
15. Elolisa Madeira Szanto
16. Emerson José V. de Passos
17. Ernst Wolfgang Hamburger
18. Fábio Gerab
19. Frederico Firmo de Souza Cruz
20. Giancarlo Ramirez Razeto
21. Gil da Costa Marques
22. Giorgio Moscati
23. Iuda Goldman
24. José Luciano Miranda Duarte
25. Joseph Max Cohenca
26. Juan Carlos Acquadro
27. Kanzo Nakayama
28. Kiyomi Koide
29. Lillian Barroso C.W. de Faro
30. Luiz Gonzaga Ferreira Filho
31. Manfredo H. Tabacniks
32. Manoel Tiago Freitas da Cruz
33. Márcio Maia Vilela

37. Maria Carolina Nemes
38. Maria Inês Cunha Cataldi
39. Maria José Bechara
40. Melayne Martins Coimbra
41. Nelson Carlon Filho
42. Nilberto Heder Medina
43. Nilton Teruya
44. Oscar Sala
45. Otaviano Helene
46. Paulo Reginaldo Pascholatti
47. Philippe Gouffon
48. Raphael Liguori Neto
49. Regina A. Mendes Oliveira
50. Roberto Meigikos dos Anjos
51. Roberto Vicenotto Ribas
52. Sara Cruz Barriel
53. Sebastião Simlonatto
54. Sidney dos Santos Avancini
55. Silvia Sirota
56. Silvio Bruni Herdade
57. Silvio Luiz Paschoal
58. Suzana Botelho Brandão
59. Thereza Borello Lewin
60. Valdir Guimarães
61. Vera Lúcia C.P. Verssid
62. Vito Roberto Vanin
63. Vivian Stojanoff
64. Zulmira Carvalheiro

INSTITUTO DE FISICA TEORICA

1. Diógenes Galetti
2. José Antonio C. Alcaras
3. Maria Caballero Tijero
4. Salomon S. Mizrahl
5. Sérgio A.C. Oliveira
6. Valdir C.A. Navarro

INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS (IPEN)

1. Brigitte R. S. Pecéquillo
2. Cibele B. Zamboni
3. Luiz Paulo Geraldo
4. Marco Antonio P. Vieira de Moraes
5. Marília Tereza F. Cesar Khouri
6. Marina Beatriz A. Vasconcellos
7. Marina Fallone Koskinas
8. Mauro da Silva Dias
9. Rajendra Narain Saxena
10. Reynaldo Pugnes

IEAv/CTA

1. Angelo Passaro

33. Marcos Antonio R. Franco
34. Marco Nogueira Martins
35. Marcus Aloizio M. Aguiar
36. Maria Cândida P. Martins

2. Leda S.Y. Rigolon
3. Odair Lelis Gonçalves
4. Renato Matheus
5. Tobias Frederico

UNICAMP

1. Ross Alan Douglas

UNESP

1. Alfredo Pio Noronha Galeão

UNIVERSIDADE FEDERAL DE VIÇOSA

1. Ricardo Tadeu Lopes

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SÃO CARLOS

1. José Carlos Rossi
2. Sylvio Dionysio de Souza

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO

1. Carlos Eduardo M. de Aguiar
2. Deise Miranda Vianna
3. Hélio Schechter
4. Hélio Takai
5. Luiz Felipe de Souza Coelho
6. Marcos Binderly Gaspar
7. Maria Helena da Hora Villano
8. Maria Feijó Barroso
9. Nadya Maria P.D. Ferreira
10. Paschoal Rizzo
11. Paulo Carrilho Soares Filho
12. Raphael de Haro Junior
13. Roul José Donangelo
14. Rui Alberto Mira S. Nazareth
15. Solange May C. Barros
16. Tania Chirn Cabral
17. Wilma Machado dos Santos

CENTRO BRASILEIRO DE PESQUISAS FÍSICAS

1. Alberto Correa dos Reis
2. Chung Kai Cheong
3. Edgar Correa de Oliveira
4. Emil de Lima Medeiros
5. Jader Benuzzi Martins
6. José Noburu Maki
7. Luiz Carlos Gomes
8. Mioco Foshua
9. Ronaldo Marques
10. Sérgio Joffily
11. Sérgio J.B. Duarte
12. Takeshi Kodama

UNIVERSIDADE FEDERAL FLUMINENSE/RJ

1. Antonio Roberto Alves Teixeira
2. Fernando Lázaro Freire Junior
3. João de Deus Pinheiro Filho
4. Paulo Roberto Silveira Gomes
5. Thadeu Josino Pereira Perna

I E N / C N E N

1. Júlio Cesar Suito
2. Lella Jorge Antunes
3. Luis Eduardo Barreira Brandão
4. Luiz Telmo Auler
5. Maria Inês Silvani Souza
6. Rosanne C.A. Amado Ferreira
7. Ubirajara Maribondo Vinagre Fº
8. Vilmar Leal da Costa

I R O / C N E N

1. Domingos D'Oliveira Cardoso
2. Evaldo Simões da Fonseca
3. Laura Natal Rodrigues
4. Manoel Mattos Oliveira Ramos

C N E N - 2

1. José Luiz de Santana Carvalho
2. Suely Maria Machado Carvalho

UNIVERSIDADE FEDERAL DA BAHIA

1. Tereza Sakai

UNIVERSIDADE FEDERAL DE PERNAMBUCO

1. Hélio Coelho
2. Lauro Tomio
3. Orimar Antonio Battistel

UNIVERSIDADE FEDERAL DA PARAIBA

1. Maria Luiza Cescato
2. Mauro Kyotoku
3. Nilson Fernandes T. da Silva

UNIVERSIDADE FEDERAL DO PIAUI

1. Francisco Luciano Viana
2. Ismaen Francisco Dantas
3. Valdemiro da Paz Brito

PONTIFÍCIA UNIVERSIDADE CATÓLICA/RJ

1. Alceu G. de Pinho Filho
2. Bijoy Ketan Patnaik
3. Carlos Vieira de Barros Leite Filho
4. Eduardo Chaves Montenegro
5. Enio Frota da Silveira
6. Gilson Brand Baptista
7. Nelson Velho de Castro Faria
8. Sérgio Martins Xavier

COMPANHIA PARAIBUNA DE METAIS

1. Antonio Luiz de Almeida

COMISSÃO NAC. ENERGIA ATÔMICA/CNEA

1. Alberto Jorge Pacheco
2. Augusto O. Macchiavelli
3. Daniel Bés
4. Hugo Mario Sofia
5. Jorge Dukelsky

C N P q

1. Darly Henriques da Silva

Ministério da Ciência e Tecnologia

1. José Duarte



Impressão e Acabamento

GRÁFICA E EDITORA FCA

com filmes fornecidos pelo editor.

AV. HUMBERTO DE ALENCAR CASTELO BRANCO, 3972 - TEL.: 419-0200
SÃO BERNARDO DO CAMPO - CEP 09700 - SP