

IX REUNIÃO DE TRABALHO

CAXAMBU-1986

FÍSICA NUCLEAR

SOCIEDADE BRASILEIRA DE FÍSICA

IX REUNIÃO DE TRABALHO

CAXAMBU-1986

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

INDICE

Apresentação	1
Programa da Reunião de Física Nuclear e da Reunião Paralela de Física Não-Nuclear	3
Seminários de Revisão:	
- L.F. Canto - Fusão abaixo da barreira coulombiana	**
- M.N. Rao - Evolução da forma nuclear em altos spins (experiências recentes realizadas em Hollifield Heavy Ion Facility-Oak Ridge)	**
- D. Galetti - Aproximações semiclássicas numa teoria de campo médio com termos de colisão	15
- B.V. Carlson - Teoria relativística do campo médio nuclear	**
- E.C. Montenegro - Resultados recentes sobre captura de elétrons por íons rápidos	40
Palestras convidadas:	
- J.D.T. Arruda - Física Nuclear com pontas de prova eletromagnéticas	52
- M.R. Robilotta - Processos mesônicos em Física Nuclear	90
Colóquio:	
- R. Opher - Núcleo-síntese cosmológico	103
Contribuições recebidas após o prazo:	
- J.R. Morales, M.I. Dinator y P. Cerda - Determinación de nitrógeno y carbono por activación con protones de 6.9 MeV ...	128
- M.I. Dinator, J.R. Morales, C. Romo, L.O. Figueroa - Tintes de ceramicas chilenas analizadas por PIXE	131
Ata da Assembléia de Encerramento	134
Lista de Participantes	

** Textos não recebidos para publicação.

APRESENTAÇÃO

Na organização da IX Reunião de Trabalho sobre Física Nuclear no Brasil tivemos a preocupação de manter os aspectos principais das últimas Reuniões e também seguir as recomendações das Assembléias Gerais:

- i) manter a duração da reunião em 3 dias e meio, mantendo a densidade da Reunião;
- ii) garantir mais tempo para a apresentação oral de todas as contribuições aceitas (de 10 a 20 min);
- iii) manter sessões paralelas da área de Física não Nuclear com Aceleradores e Metodologia Nuclear, com comunicações, seminários e palestras convidadas.

Os grupos de trabalho não conseguiram mobilizar os pesquisadores a um trabalho contínuo durante o ano inteiro e se reduziram a reuniões informais de discussão. Havia 10 grupos propostos, mas nem todos funcionaram a contento.

As contribuições enviadas foram apreciadas e selecionadas pela própria Comissão Organizadora nas áreas de Física Nuclear Experimental (13), Física Nuclear Teórica (27), Instrumentação Nuclear (16) e Física Nuclear Aplicada (21).

O número de participantes à IX Reunião manteve-se aproximadamente constante, estiveram presentes à Reunião 55 físicos nucleares experimentais, 55 físicos nucleares teóricos, 38 físicos trabalhando com Instrumentação Nuclear ou Física Aplicada e de ordem de 25 físicos trabalhando em Colisões Atômicas, Análise de Materiais e Interação de Íons e Elétrons com a Matéria.

O clima da reunião foi de entusiasmo, seriedade e maturidade. A maciça participação de toda Comunidade de Física Nuclear Brasileira e o grande número e a qualidade dos trabalhos apresentados demonstram que a Reunião alcançou seus objetivos e obteve sucesso.

Esta publicação contém, além do Programa de Reunião, lista de participantes e Ata da Assembléia Geral de encerramento e contribuições que chegaram após o prazo, os textos preparados pelos conferencistas convidados, que foram encaminhados à Comissão Organizadora. Como a comparação entre Índice e Programa mostra, nem todas as conferências apresentadas foram redigidas por seus autores, apesar de

insistentes pedidos da Comissão Organizadora. O aparecimento tardio deste volume é devido principalmente à espera pela chegada de mais trabalhos redigidos. As contribuições recebidas e apresentadas na Reunião foram reunidas em publicação a parte distribuída aos participantes no ato de inscrição e não foram incluídas nesta publicação, conforme recomendação da VIII Assembléia.

A Comissão Organizadora, em seu nome e em nome dos participantes, agradece o patrocínio da Sociedade Brasileira de Física e o apoio financeiro decisivo do CNPq, da FINEP, da FAPESP e da CNEN. Um agradecimento especial cabe à equipe da Secretaria Executiva da SBF pelo seu eficiente e dedicado trabalho: Conceição A. Vedovello, Viviane Ribenboim, Sidnei Souza Moraes.

COMISSÃO ORGANIZADORA

Alceu Gonçalves de Pinho Filho (PUC/RJ)
Alinka Lépine (IFUSP) - Coordenadora
Frederico F. Souza Cruz (UFSC)
Rajendra N. Saxena (IPEN/SP)
Roberto V. Ribas (IFUSP)
Rui Alberto M. dos Santos Nazareth (UFRJ)

IX REUNIÃO DE TRABALHO SOBRE FÍSICA NUCLEAR NO BRASIL.

CAXAMBÚ, MG - 30 DE AGOSTO A 03 DE SETEMBRO DE 1986.

PROGRAMA DA IX REUNIÃO

	SÁBADO 30/08	DOMINGO 31/08	2ª FEIRA 01/09	3ª FEIRA 02/09	4ª FEIRA 03/09
9:00	SAÍDA DE SÃO PAULO	SEMINÁRIO * DE REVISÃO	SEMINÁRIO * DE REVISÃO	SEMINÁRIO * DE REVISÃO	RESUMO E AVALIAÇÃO DA REUNIÃO
11:00		CAFÉ	CAFÉ	CAFÉ	PARTIDA
11:15		COMUNICAÇÕES 1 *	COMUNICAÇÕES 3 *	COMUNICAÇÕES 5 *	
12:30		ALMOÇO	ALMOÇO	ALMOÇO	
14:30		PALESTRA * CONVIDADA	PALESTRA * CONVIDADA	FÍSICA QUE FAZEMOS. AVALIAÇÃO E PROSPECTOS M.S. HUSSEIN	
15:30		COMUNICAÇÕES 2 *	COMUNICAÇÕES 4 *		
17:30	AVALIAÇÃO (SBF) G. MOSCATI	CAFÉ	CAFÉ	CAFÉ	
		GRUPO DE * TRABALHO	GRUPO DE * TRABALHO	COMUNICAÇÕES * 6	
19:00	JANTAR	JANTAR	JANTAR	JANTAR	
20:30	COLÓQUIO R. OPPER	CONFERÊNCIA F.C. ZAWISLAK	COLÓQUIO H. FLEMING	ASSEMBLÉIA	
22:00					

*** SESSÕES EM PARALELO**

PROGRAMA DA REUNIÃO DE FÍSICA NUCLEAR

SÁBADO - 30 de agosto

- 17:30h - Avaliação de Física no Brasil (SBF) - G. Moscati (IFUSP)
Física Nuclear
20:30h - Colóquio - R. Opher (IAG-USP)
"Núcleo-síntese cosmológico"

DOMINGO - 31 de agosto

- 09:00h - Seminário de revisão - Luiz Felipe Canto (UFRJ)
"Fusão abaixo da barreira Coulombiana"
11:15h - Comunicações I
14:30h - Palestra convidada - J.D.T. Arruda (IFUSP)
"Física nuclear com pontas de prova eletromagnéticas"
15:30h - Comunicações II
17:45h - Grupos de trabalho
20:30h - Conferência - Fernando C. Zawislak (UPRGS)
"Relatório sobre o estado atual do Programa Nuclear Brasileiro"

SEGUNDA-FEIRA - 01 de setembro

- 09:00h - Seminário de revisão - M.N. Rao (IFUSP)
"Evolução da forma nuclear em altos spins"
10:00h - Seminário de revisão - D. Galetti (IFT)
"Aproximações semiclássicas numa teoria de campo mé
dio com termos de colisão"
11:15h - Comunicações III
14:30h - Palestra convidada - Manuel R. Robilotta (IFUSP)
"Processos mesônicos em física nuclear"
15:30h - Comunicações IV
17:45h - Grupos de trabalho
20:30h - Colóquio - H. Fleming (IFUSP)
"Gravitação: problemas e progressos recentes"

TERÇA-FEIRA - 02 de setembro

- 09:00h - Seminário de revisão - Brett V. Carlson (CTA-IEAv)
11:15h - Comunicações V
14:30h - Física que fazemos: avaliação e prospectos - M.S. Hussein (IFUSP)
17:45h - Comunicações VI
20:30h - Assembléia

QUARTA-FEIRA - 03 de setembro

- 09:00h - Resumo e avaliação da Reunião

PROGRAMA DA REUNIÃO DE FÍSICA NÃO NUCLEAR

SÁBADO - 30 de agosto

- 17:30h - Avaliação de Física no Brasil (SBF) - G. Moscati (IFUSP)
Física Nuclear
- 20:30h - Colóquio - R. Opher (IAG-USP)
"Núcleo-síntese cosmológico"

DOMINGO - 31 de agosto

- 09:00h - Seminário - Fernando C. Zawislak (UFRGS)
"Medida de alcance de íons em sólidos e resumo da Conferência IBMM-86"
- 10:00h - Seminário - Eduardo C. Montenegro (PUC-RJ)
"Resultados recentes experimentais e teóricos sobre captura de elétrons por íons rápidos"
- 11:15h - Comunicações I
- 14:30h - Palestra convidada : Ione Iga (UFSCar)
"Colisão de elétrons com moléculas em fase gasosa"
- 15:30h - Comunicações II
- 17:45h - Grupos de trabalho
- 20:30h - Conferência - Fernando C. Zawislak (UFRGS)
"Relatório sobre o estado atual do Programa Nuclear Brasileiro"

SEGUNDA-FEIRA - 01 de setembro

- 09:00h - Seminário - Wolfgang Losch (COPPE)
"Espectroscopia Auger e SIMS como instrumento para análise de materiais"
- 11:15h - Comunicações III
- 14:30h - Palestra convidada - Wolfgang Meckbach (Centro Atômico de Bariloche)
"Emissão eletrônica induzida por colisões de projéteis atômicos e iônicos"
- 15:30h - Comunicações IV
- 17:45h - Grupos de trabalho
- 20:30h - Colóquio - H. Fleming (IFUSP)
"Gravitação: problemas e progressos recentes"

TERÇA-FEIRA - 02 de setembro

- 09:00h - Seminário - Lívio Amaral (UFRGS)
"Modificação de propriedades elétricas dos materiais por bombardeamento iônico"
- 10:00h - Seminário - Rajendra N. Saxena
"Estudos de interações hiperfinas com feixe pulsado de íons pesados"
- 11:15h - Comunicações V
- 14:30h - "Física que faremos: avaliação e prospectos" - M.S. Hussein (IFUSP)
- 17:45h - Comunicações VI
- 20:30h - Assembléia

QUARTA-FEIRA - 03 de setembro

- 09:00h - Resumo e avaliação da Reunião

COMUNICAÇÕES 1 - FÍSICA NUCLEAR EXPERIMENTAL
ESTRUTURA NUCLEAR

DOMINGO - 31/08 - das 11:15 às 12:30h

1. "DECAIMENTO DO ^{60}Ni " - 10min.
A.M.S. Scardino, O.A.M. Hélène, V.R. Vanin e P.R. Pascholatti
2. "ESTADOS DE ALTO SPIN EM ^{110}Ag E ^{110}Ag " - 10min.
E.W. Cybulska, R.V. Ribas, W.A. Seale, M.N. Rao e M. Almeida
3. "ESTADOS DE ^{101}Ru E ^{101}Ru FORTEMENTE EXCITADOS NO ESPALHAMEN-
TO DE PRÓTONS" - 10min.
J.L.M. Duarte, S. Sirota, L.B. Horodyski-Matsushigue e T. Bo
rello-Lewin
4. "CORRELAÇÃO ANGULAR γ - γ PARA TRANSIÇÕES EM ^{125}Te " - 10min.
C.B. Zamboni e R.N. Saxena
5. "BREMSSTRAHLUNG INTERNO DO ^{57}Fe " - 10min.
M.C.P. Isaac e V.R. Vanin
6. "DESINTEGRAÇÃO RADIOATIVA DE ISÓTOPOS DO RÁDIO E DO RADÔNIO
POR EMISSÃO DE CARBONO-14" - 10min.
H.G. de Carvalho, J.B. Martins e O.A.P. Tavares
7. "REAÇÕES FOTONUCLEARES DOS ELEMENTOS COBALTO E ZIRCÔNIO À
ENERGIAS ~ 1 GeV" - 10min.
D.A. Lima, D. Husmann, E.V. de Sousa, J.B. Martins, O.A.P.
Tavares e W.C.C. Milomen

COMUNICAÇÕES 2 - FÍSICA NUCLEAR TEÓRICA

DOMINGO - 31/08 - das 15:30 às 17:30h

1. "SISTEMÁTICA DE FUSÃO ABAIXO DA BARREIRA: EFEITOS DE ESTRUTU-
RA E/OU FORMAÇÃO DE PESCOÇO" - 15min.
M.C. Nemes e L. Tomio
2. "UM MODELO SIMPLES PARA O ESTUDO DO TEMPO DE REAÇÃO NA FUSÃO
DE ÍONS PESADOS EM BAIXAS ENERGIAS" - 10min.
F.A.R. Revollo
3. "NEUTRON EMISSION DURING DINUCLEAR STAGE IN HEAVY-ION FUSION
REACTIONS" - 10min.
L.F. Canto, B.V. Carlson, R. Donangelo e M.S. Hussein

4. "EXCITAÇÃO COULOMBIANA RELATIVÍSTICA PARA COLISÕES NUCLEARES" 15min.
D. Galetti, T. Kodama e M.C. Nemes
5. "CÁLCULO DE CASCATA INTRANUCLEAR E PRODUÇÃO DE PIONS EM COLISÕES NUCLEARES RELATIVÍSTICAS" - 15min.
E.L. Medeiros, S.J.B. Duarte e T. Kodama
6. "MÉTODO DA RELAÇÃO DE DISPERSÃO NAS REAÇÕES DE FUSÃO DE ÍONS PESADOS ABAIXO DA BARREIRA" - 15min.
V.L.M. Franzin e M.S. Hussein
7. "TWO NEUTRON TRANSFER IN HEAVY-ION COLLISION WITH DEFORMED NUCLEI" - 15min.
M. Bernath e O. Dragun
8. "DIAGONALIZAÇÃO DE UM OVERLAP NÃO GAUSSIANO" - 10min.
M. Watanabe de Moraes

COMUNICAÇÕES 3 - FÍSICA NUCLEAR EXPERIMENTAL

REAÇÕES NUCLEARES-FOTONUCLEARES

SEGUNDA-FEIRA - 01/09 - das 11:15 às 12:30h

1. "ESTUDO GLOBAL DO TEOREMA ÓPTICO PARA SISTEMAS DE ÍONS PESADOS" - 15min.
A.C.C. Villari, A. Lépine-Szily, R. Lichtenthäler Filho, O. Portezan Filho, J.M. Oliveira Jr., M.M. Obuti e N. Added
2. "ESTUDO DA FUSÃO NUCLEAR DO SISTEMA $^{66}\text{Zn} + ^{16}\text{O}$ " - 10min.
J.C. Acquadro, C. Tenreiro, P.A.B. Freitas e R. Liguori Neto
3. "ELETRODESINTEGRAÇÃO DO ^{208}Bi POR EMISSÃO DE NÊUTRONS" - 10min.
M.I.C. Cataldi e E. Wolyneć
4. "ELETRODESINTEGRAÇÃO DO ^{208}Bi POR EMISSÃO DE NÊUTRONS" - 10min.
M.I.C. Cataldi, E. Wolyneć, Y. Miyao, P. Gouffon e M.N. Martins
5. "ESTUDO DOS MECANISMOS DE EXCITAÇÃO NUCLEAR DO ^{66}Zn NA REGIÃO DE 6 A 60 MeV ATRAVÉS DE MEDIDAS DE ELETRO E FOTODESINTEGRAÇÃO" - 10min.
Z. Carvalheiro, J.D.T. Arruda-Neto e M.N. Martins

6. "ESTUDO DOS CANAIS DE DECAIMENTO DE RESSONÂNCIA GIGANTE DE QUADRUPOLO ELÉTRICO NO ^{238}U " - 10min.
F. Gerab, M.N. Martins e E. Woly nec

COMUNICAÇÕES 4 - FÍSICA NUCLEAR TEÓRICA
SEGUNDA-FEIRA - 01/09 - das 15:30 às 17:30h

1. "DAMPING OF THE GIANT RESONANCES IN A FLUID DYNAMICAL MODEL" 15min.
J. da Providência
2. "DIRECT vs STATISTICAL DECAY OF NUCLEAR GIANT MULTIPOLE RESONANCES" - 15min.
H. Dias, M.S. Hussein, B.V. Carlson, A.C. Merchant e S.K. Adhikari
3. "DECAIMENTO ESTATÍSTICO DE RESSONÂNCIAS GIGANTES" - 10min.
H. Dias, N. Teruya e E. Woly nec
4. "DESCRIÇÃO CINÉTICA DO PROCESSO DE FOTOABSORÇÃO NUCLEAR" - 10 min.
L.G. Ferreira e M.C. Nemes
5. "STATISTICAL PROPERTIES OF THE NUCLEAR SHELL-MODEL HAMILTONIAN" 10min.
H. Dias, M.S. Hussein, N.A. Oliveira e B.H. Wildenthal
6. "DENSIDADE DE ESTADOS DE PARTÍCULA-BURACO" - 10min.
B.V. Carlson e A.C. Merchant
7. "THE LIMITING TOTAL EXCITATION ENERGY OF THE NUCLEUS AND LEVINSON'S THEOREM" - 10min.
F.I.A. Almeida, C.T. Yuen, M.S. Hussein e R. Donangelo
8. "EVOLUÇÃO TEMPORAL DO NÚCLEO COMPOSTO" - 10min.
B.V. Carlson
9. "SAM REVISITED: UNIFORM SEMICLASSICAL APPROXIMATION WITH ABSORPTION" - 10min.
M.S. Hussein e M.P. Pato
10. "ELASTIC ENHANCEMENT FACTOR IN THE $^{12}\text{B}(p, n_0)^{12}\text{C}$ REACTION AT $E_p = 14.3$ MeV" - 15min.
M.S. Hussein, E. Farrelly-Pessoa, H.R. Schelin, B.V. Carlson e R.A. Douglas

COMUNICAÇÕES 5 - FÍSICA NUCLEAR TEÓRICA
TERÇA-FEIRA - 02/09 - das 11:15 às 12:30h

1. "CORRELAÇÕES DE 4 PARTÍCULAS" - 10min.
V. Dussel
2. "CORRELAÇÕES DE ORDEM MAIOR NO PROPAGADOR DE POLARIZAÇÃO DE EXCITAÇÕES DE SPIN-ISOSPIN" - 10min.
A.R. Salvetti e A.F.R. Toledo-Piza
3. "ENERGIA DE CORRELAÇÃO SEMICLÁSSICA EM NÚCLEOS FINITOS SIMÉTRICOS" - 10min.
M. Nielsen e A.P.R. Toledo-Piza
4. "FORMALISMO DE BOM ISOSPIN PARA EXCITAÇÕES ISOVETORIAIS" - 15 min.
A.P.N.R. Galeão, E.J.V. de Passos e D.P. Menezes
5. "UMA DESCRIÇÃO AUTO-CONSISTENTE DE ESTADOS FORA DA LINHA DE YRST" - 15min..
X. Ryotoku, K.W. Schmid, F. Grümmer e A. Faessler

COMUNICAÇÕES 6 - FÍSICA NUCLEAR TEÓRICA
TERÇA-FEIRA - 02/09 - das 17:45 às 19:00h

1. "EXTENSION OF GLAUBER THEORY TO LARGE ANGLE SCATTERING OF 'DIRAC' PROTONS" - 20min.
M.S. Hussein, G.C. Marques e D. Spehler
2. "A NEW ESTIMATE OF TRITON ASYMPTOTIC NORMALIZATION" - 15min.
T. Frederico, S.K. Adhikari e M.S. Hussein
3. "THE TWO PION EXCHANGE THREE-NUCLEON POTENTIAL AND P WAVES IN THE TRI-NUCLEON SYSTEM" - 15min.
O.A. Battistel, H.T. Coelho e M.R. Robilotta
4. "SUPERPOSIÇÃO DE SACOLAS E A REGRA DE SOMA COULOMBIANA" - 15 min.
G. Krein

COMUNICAÇÕES DE FÍSICA NUCLEAR APLICADA E INSTRUMENTAÇÃO

COMUNICAÇÕES 1 - INSTRUMENTAÇÃO

DOMINGO - 31/08 - das 11:15 às 12:30h

1. "FABRICAÇÃO DE PROTÓTIPOS DE DETETORES SEMICONDUTORES Ge(Li)"
20min.
W.M.S. Santos, G.V. Marti, P. Rizzo e S. de Barros
2. "PROJETO E CONSTRUÇÃO DE UM DETETOR GEIGER-MULLER À ÂLCOOL"
10min.
D.O. Cardoso, L.N. Rodrigues e M.M.O. Ramos
3. "DETERMINAÇÃO DE CURVA DE LUZ EMITIDA PARA PRÓTONS DO DETETOR NE-213" - 10min.
A.A. da Silva, J.C. Suita, L.T. Auler, L.J. Antunes, A.G. da Silva, S.C. Cabral e H. Klein
4. "CONTAGEM AUTOMÁTICA DE DETETORES DE TRAÇOS" - 10min.
A.S. Paschoa e O.Y. Mafra
5. "CONSTRUÇÃO DE UM MAGNETÔMETRO" - 10min.
E.W. Cybulska, R.V. Ribas, C.M. de Figueiredo e L.G.R. Emediato
6. "O NOVO SISTEMA DE DOSIMETRIA FOTOGRÁFICA DO INSTITUTO DE RADIODIOPROTEÇÃO E DOSIMETRIA" - 10min.
H.C. Mota, G.M. Sigaud e P.G. Cunha

COMUNICAÇÕES 2 - FÍSICA NUCLEAR APLICADA

DOMINGO - 31/08 - das 15:30 às 17:30h

1. "PROCURA DO ESTADO LIGADO $3d_{5/2}$ de H_2^+ " - 15min.
N.V. de Castro Faria, A.G. de Pinho, M. Chevalier, M.J. Gaillard, R. Kirsch, J.C. Poizat e J. Remillieux
2. "EXCITAÇÃO DE ELÉTRONS $2p$ DO Si NAS MOLÉCULAS DE $Si(CH_3)_2$, $Si(CH_3)_2Cl$ E $Si(CH_3)_2Cl_2$ POR IMPACTO DE ELÉTRONS" - 15min.
G.G.B. de Souza, M.L.M. Rocco e C.A. Lucas
3. "EXCITAÇÃO ELETRÔNICA DA MOLÉCULA DE CO_2 POR IMPACTO DE ELÉTRONS" - 15min.
H.M.B. Roberty, G.G.B. de Souza, C.E. Bielschowsky e C.A. Lucas

4. "CÁLCULOS DE SECÇÃO DE CHOQUE PARA FOTOIONIZAÇÃO DE ÁTOMOS E MOLÉCULAS, USANDO BASES QUADRATICAMENTE INTEGRÁVEIS E FUNÇÕES DE ONDA CORRELACIONADAS" - 15min.
E. Hollauer, S. Meth e M.A.C. Nascimento
5. "PRODUÇÃO DE FEIXES DE H^- NA REGIÃO DE CENTENAS DE keV A POU-COS MeV" - 15min.
N.V. de Castro Faria, M.J. Gaillard, J.C. Poizat e J. Remil-lieux
6. "SECÇÕES DE CHOQUE DE PERDA DE UM E DOIS ELÉTRONS PARA COLI-SÕES DE H^- E H^0 COM GASES NOBRES" - 10min.
D.P. Almeida, N.V. de Castro Faria, F.L. Freire Jr., E.C. Mon-tenegro e A.G. de Pinho
7. "FORMAÇÃO DE H^- EM COLISÕES DE PRÓTONS E ÁTOMOS DE HIDROGÊNIO RÁPIDOS COM GASES NOBRES"
D.P. Almeida, N.V. de Castro Faria, F.L. Freire Jr., E.C. Mon-tenegro e A.G. de Pinho
8. "DETERMINACIÓN SIMULTANEA DE NITROGENIO Y CARBONO POR ACTIVA-CIÓN COM PROTONES DE 6.9 MeV" - 10min.
J.R. MORALES
9. "TINTES DE CERÂMICAS CHILENAS ANTIGUAS ANALIZADOS POR PIXE" - 10min.
J.R. Morales

COMUNICAÇÕES 3 - INSTRUMENTAÇÃO

SEGUNDA-FEIRA - 01/09 - das 11:15 às 12:30h

1. "PRODUÇÃO DE ^{22}Na LIVRE DE CARREGADOR PARA APLICAÇÃO EM ESPEC-TROSCOPIA DE TEMPO" - 10min.
J.L.Q. Britto
2. "MEDIDA DE TEMPO DE VIDA DE PÓSITRON PARA ESTUDO DE DANOS POR RADIAÇÃO" - 15min.
G.R. dos Santos e Z.C. Gonçalves
3. "MEDIDA ABSOLUTA DA TAXA DE DESINTEGRAÇÃO DO ^{115}Cd " - 10min.
M.S. Dias e M.F. Koskinas
4. "TÉCNICA DE DUPLA DISCRIMINAÇÃO NÊUTRON-GAMA DE ESPECTRO DU-PLO-DIFERENCIAL DE NÊUTRONS" - 10min.
A.G. da Silva, L.T. Auler, J.C. Suita, L.J. Antunes e A.A. da Silva

5. "DESENVOLVIMENTO DA TÉCNICA DE DETECÇÃO DE FOTOPRÓTONS E FOTOFALFAS NO ^{51}Cr " - 10min.

M.A.R. Franco, S.B. Herdade, W.A. Oliveira e O.L. Gonçalves

COMUNICAÇÕES 4 - FÍSICA NUCLEAR APLICADA
SEGUNDA-FEIRA - 01/09 - das 15:30 às 17:30h

1. "CÁLCULOS DE ESPECTRO AUGER" - 15min.
M.A.C. Nascimento
2. "DETERMINAÇÃO ATRAVÉS DE UM MODELO ADIABÁTICO DO FATOR DE PERTURBAÇÃO DE NÚCLEOS EM FREIAMENTO EM GASES: APLICAÇÃO AO CASO DE $^{40}\text{Ar}(p,\gamma)^{40}\text{K}$ " - 15min.
A. Lépine-Szily e E.F. da Silveira
3. "REDISTRIBUIÇÃO DE DOPANTES DURANTE A FORMAÇÃO DE DI-SILICATOS DE TITÂNIO POR PROCESSO ISOTÉRMICO RÁPIDO" - 20min.
A.S. Pasa, J.P. de Souza e I.J.R. Baumvol
4. "MODIFICAÇÃO DA ADESÃO DE FILMES FINOS DE OURO SOBRE TEFLON ATRAVÉS DO BOMBARDEIO DE PRÓTONS" - 15min.
J. Szwec e R.P. Livi
5. "DEPÓSITO DE CARBONÁCEOS SOBRE ALVOS EXPOSTOS A UM FEIXE DE PARTÍCULAS: UM INTERESSANTE PROBLEMA MULTIDISCIPLINAR" - 10min.
J.M.F. Jeronymo e E.F. da Silveira
6. "DETERMINAÇÃO DA TAXA DE PRODUÇÃO DE ELÉTRONS SECUNDÁRIOS EM FILMES FINOS INDUZIDOS POR ÍONS LEVES ENERGÉTICOS" - 10min.
J.M.F. Jeronymo e E.F. da Silveira
7. "PROGRAMA MONTE CARLO PARA TRANSPORTE DE FEIXES ATÔMICOS E MOLECULARES EM ALVOS SÓLIDOS" - 10min.
L.F. Coelho

COMUNICAÇÕES 5 - INSTRUMENTAÇÃO

TERÇA-FEIRA - 02/09 - das 11:15 às 12:30h

1. "ANÁLISE ESTATÍSTICA DE MEDIDAS DE CORRELAÇÃO ANGULAR" - 15min.
R.A.A. Mendes de Oliveira e V.R. Vanin
2. "PIAPICO - UM PROGRAMA INTERATIVO PARA AJUSTE DE PICOS NO PC 2001 E COMPATÍVEIS" - 10min.
R.v. Ribas
3. "UM SISTEMA MICROCOMPUTADORIZADO DE SONDA NUCLEAR PARA AVALIAÇÃO DA FUNÇÃO VENTRICULAR ESQUERDA" - 15min.
R.M.V. Piva, C.C. Robilotta, S.S. Furuie e E.E. Camargo
4. "ESPECTRÔMETRO DE CORRELAÇÃO ANGULAR GAMA-GAMA - AUTOMATIZAÇÃO II" - 15min.
J.H. Saito, J.C. Rossi e M.O.M.D. Souza
5. "CONTAMINAÇÃO AMBIENTAL PELA RADIOATIVIDADE NATURAL" - 15min.
J.C. Hadler Neto

COMUNICAÇÕES 6 - FÍSICA NUCLEAR APLICADA

TERÇA-FEIRA - 02/09 - das 17:45 às 19:00h

1. "de/dx DE PRATA EM GADOLÍNEO" - 15min.
N.H. Medina e R.V. Ribas
2. "MEDIDAS DE PODER DE FREIAMENTO DE VÁRIOS ELEMENTOS UTILIZANDO ÍONS ^{16}O E ^{14}N " - 10min.
M.M. Vilela, R.V. Ribas, V.H. Rotberg, A.C.C. Villari e N. Added
3. "MÉDIDA DO PODER DE FREIAMENTO DE PARTÍCULAS ALFA EM ALUMÍNIO PELO MÉTODO DE COMPENSAÇÃO CINEMÁTICA" - 15min.
G.B. Baptista e B.K. Patnaik
4. "ALCANCES DE ÍONS IMPLANTADOS EM ALVOS DE C E SiO_2 AMORFO" - 15min.
P.L. Grande, P.F.P. Fichtner, M.Behar, R.P. Livi e F.C. Zawislak
5. "EFEITOS DE POLARIZAÇÃO E ENERGIA DE LIGAÇÃO NA IONIZAÇÃO DA CAMADA K POR ÍONS DE ^{16}O E ^{32}S " - 15min.
G.M. Sigaud, E.C. Montenegro, J. Seidel e M. Dort

Aproximações semiclássicas numa teoria de campo médio com termos de colisão

D. Galetti
Instituto de Física Teórica

I. Introdução - considerações gerais

O problema do tratamento quântico de sistemas nucleares de muitos corpos, em função do número enorme de graus de liberdade envolvido, se presta tanto à introdução de modelos nucleares — selecionando-se para isto alguns aspectos fenomenológicos de interesse os quais se quer estudar — que tentam ressaltar a importância de alguns desses graus de liberdade, ou ao tratamento microscópico (ainda que este seja realizado de forma aproximada) que, dado o seu caráter mais fundamental, possibilita, em princípio pelo menos, o tratamento mais abrangente do problema, permitindo até mesmo determinar os graus de liberdade relevantes tanto coletivos como de partícula independente.

Dada a complexidade do problema completo de muitos corpos ^{dependente} do tempo, pode ser desejável procurar-se uma formulação que possibilite uma hierarquia de aproximações sucessivas de tal forma que, em ordem mais baixa, a física seja aquela descrita por uma teoria de campo médio. Neste sentido, a visão original da física atômica, na qual uma partícula individualmente sente os efeitos do campo (médio) gerado pelas interações com as demais partículas, é o ponto de partida para uma análise mais profunda dessa abordagem. Assim, em problemas dinâmicos, este campo médio também surge como um candidato natural para transmitir informações coletivas, uma vez que ele pode ser visto como um campo coletivo apresentando todos os graus de liberdade — contrariamente à abordagem com base em modelos, nos quais somente alguns graus de liberdade estão presentes — incluindo, em particular, aqueles habituais: deformações, formas superficiais etc. Nesta abordagem, porém, os graus de liberdade relevantes se manifestam através das diferentes variáveis coletivas na medida que a situação específica assim o exige.

Uma análise da validade da descrição de características estatísticas e de processos dinâmicos de baixa energia, a partir de uma teoria de um corpo num campo médio, aponta para a questão do domínio do comportamento de um corpo sobre os efeitos dos termos de colisão de dois corpos. Em primeira análise, o domínio da des

crição de partícula independente se deve ao princípio de Pauli, e a competição entre aqueles dois efeitos é guiada pelo valor do livre caminho médio de nucleon. Uma estimativa mais cuidadosa para o valor da energia por partícula, para a qual garante-se a validade do comportamento de campo médio, e que leva em conta o princípio de Pauli, a densidade de níveis próximos do nível de Fermi em conjugação com a não-localidade do campo médio e efeitos relevantes para processos de colisão nuclear, aponta para um valor de ~ 10 MeV/partícula (1)

Embora o conceito de campo médio não possa ser definido univocamente e não corresponda a algum operador associado a algum observável que possa ser medido — apesar de ser introduzido através de uma argumentação fisicamente razoável — e, conseqüentemente, tenhamos ambigüidades nos diferentes formalismos referindo-se a campos médios, existe um limite para o qual aquelas teorias confluem no limite de interações fracas, a saber, o potencial de Hartree-Fock produzido pela integração de um potencial de dois corpos antissimetrizado com a matriz densidade instantânea. Neste estágio é necessário introduzir-se alguma fenomenologia no que se refere ao potencial de dois corpos. Assim, pode-se assumir a existência de um potencial nucleon-nucleon estático com as dependências das características que o definem determinadas fenomenologicamente a partir de dados de espalhamento nucleon-nucleon e propriedades do deuteron. É bem sabido que por esse processo algumas propriedades nucleares são bem reproduzidas, enquanto que outras não o são. Desta forma, introduz-se um ingrediente a mais, a partir da inclusão de operadores efetivos de três corpos — que permitem incluir a física dos graus de liberdade suprimidos justamente por definir estes operadores como atuando em um espaço restrito, reproduzindo os mesmos valores esperados que operadores genuínos produziriam agindo no espaço inteiro — pode-se reproduzir bem aquelas propriedades que não o eram quando calculadas somente com potenciais de dois corpos.

Finalmente considera-se fisicamente plausível que este potencial assim construído para reproduzir propriedades estáticas também deva descrever adequadamente a dinâmica nuclear de baixa energia; isto puramente por razões de consistência.

A partir dessas considerações, podemos considerar, cum grano salis, que nosso ponto de partida é esta teoria de campo médio representada aqui pelo método de Hartree-Fock dependente do tempo

(TDHF). Desta forma, com a ambição de descrever de maneira mais detalhada esta teoria, vamos estudá-la numa de suas diversas abordagens.

II. Hartree-Fock dependente do tempo

Considerando somente o potencial de dois corpos (suposto fraco) e abandonando as correlações de dois corpos, então o termo de Hartree-Fock é uma boa aproximação do campo médio completo.

Agora, a aproximação de Hartree-Fock dependente do tempo (TDHF) constitui-se, em última análise, num esquema que permite um tratamento computacionalmente factível (embora os programas consomam grandes quantidades de tempo de processamento) quando se trata um sistema de muitos férmions que interagem entre si; isto em virtude de reduzir o problema de muitos corpos a um conjunto de problemas de um corpo acoplados. A equação que caracteriza a dinâmica da aproximação de TDHF pode ser obtida de diversos modos, tais como achar-se o determinante de Slater dependente do tempo que torne mínima a ação de Dirac⁽²⁾ ou tomando-se o limite de movimentos de pequena amplitude através de um tratamento com bósons de excitação partícula-buraco⁽³⁾. Contudo, usaremos aqui o tratamento de segunda quantização e matriz densidade, face sua conveniência operacional; ademais, a forma assim obtida para a dinâmica de TDHF favorece um tratamento semiclássico posterior de forma mais simples.

Assim, tomamos a hamiltoniana

$$\hat{H} = \hat{T} + \hat{V}$$

onde $\hat{T} = \sum_{i=1}^N \hat{T}_i$, por exemplo $\hat{T} = \sum_{\alpha\beta} t_{\alpha\beta} a_{\alpha}^{\dagger} a_{\beta}$

com $t_{\alpha\beta} = \langle \alpha | -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 | \beta \rangle$.

O operador de dois corpos é definido, em segunda quantização, como

$$\hat{V} = \frac{1}{2} \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} V_{\alpha\beta\gamma\delta} a_{\alpha}^{\dagger} a_{\beta}^{\dagger} a_{\gamma} a_{\delta}$$

com $V_{\alpha\beta\gamma\delta} = \langle \alpha\beta | V | \gamma\delta \rangle$, onde V é o potencial de dois corpos.

Um tratamento completo da dinâmica do sistema de muitos corpos envolveria o estado do núcleo, $|\Psi(t)\rangle$, que satisfaria a equação de Schrödinger ($\hbar = 1$)

$$i \frac{\partial}{\partial t} |\Psi(t)\rangle = \hat{H} |\Psi(t)\rangle,$$

contudo, podemos separar deste problema completo a parte que descreve, ao menos de forma aproximada, a dinâmica de valores esperados de operadores de um corpo. Para isso, é necessário introduzir-se a matriz densidade

$$\rho_{\beta\alpha}(t) = \langle \Psi(t) | a_{\alpha}^{\dagger} a_{\beta} | \Psi(t) \rangle,$$

e o valor esperado de operadores de um corpo é dado por

$$\langle \hat{O} \rangle = \text{Tr}(\hat{O} \hat{\rho}).$$

Assim, a equação dinâmica para $\hat{\rho}$ passa a ser o objeto de interesse dentro dessa teoria, e pode ser obtida diretamente da definição de $\hat{\rho}$

$$i \dot{\rho}_{\beta\alpha} = \left(i \frac{\partial}{\partial t} \langle \Psi(t) | \right) a_{\alpha}^{\dagger} a_{\beta} | \Psi(t) \rangle + \langle \Psi(t) | a_{\alpha}^{\dagger} a_{\beta} \left(i \frac{\partial}{\partial t} | \Psi(t) \rangle \right).$$

Como \hat{H} é hermiteano, e, usando a equação de Schrödinger

$$\begin{aligned} i \dot{\rho}_{\beta\alpha} &= - \langle \Psi(t) | \hat{H} a_{\alpha}^{\dagger} a_{\beta} | \Psi(t) \rangle + \langle \Psi(t) | a_{\alpha}^{\dagger} a_{\beta} \hat{H} | \Psi(t) \rangle \\ &= \langle \Psi(t) | [a_{\alpha}^{\dagger} a_{\beta}, \hat{H}] | \Psi(t) \rangle. \end{aligned}$$

Desta forma, é visível que a equação é escrita como

$$\begin{aligned} i \dot{\rho}_{\beta\alpha} &= \sum_{\delta} (t_{\beta\delta} \rho_{\delta\alpha} - \rho_{\beta\delta} t_{\delta\alpha}) + \frac{1}{2} \sum_{\delta\lambda\sigma} [(V_{\beta\delta\lambda\sigma} - V_{\beta\delta\sigma\lambda}) \rho_{\lambda\sigma\alpha}^{(2)} + \\ &+ \rho_{\beta\lambda\sigma}^{(2)} (V_{\sigma\delta\lambda\alpha} - V_{\sigma\delta\alpha\lambda})], \end{aligned} \quad (4)$$

onde

$$\rho_{\lambda\sigma\delta\alpha}^{(2)} = \langle \Psi(t) | a_{\alpha}^{\dagger} a_{\delta}^{\dagger} a_{\sigma} a_{\lambda} | \Psi(t) \rangle$$

é a matriz densidade de dois corpos. A expressão para a equação de evolução temporal da densidade de um corpo mostra que é necessário ter-se a densidade de dois corpos, pois a força de dois corpos acopla a evolução temporal de ρ a $\rho^{(2)}$. Se tentarmos escrever uma equação para $\rho^{(2)}$, usando a equação de Schrödinger de forma análoga às equações anteriores, a densidade de três corpos deve ser introduzida. Se levarmos avante este esquema obteremos uma hierarquia de equações dinâmicas, e, conseqüentemente, um tratamento prático torna-se impraticável. Assim, a aproximação de Hartree-Fock dependente do tempo consiste em assumir uma fatoração da densidade de dois corpos na forma

$$\rho_{\lambda\sigma\delta\alpha}^{(2)} = \rho_{\sigma\delta} \rho_{\lambda\alpha} - \rho_{\sigma\alpha} \rho_{\lambda\delta}$$

Assumida esta aproximação, então (1) se transforma em

$$i \dot{\hat{\rho}} = [\hat{h}, \hat{\rho}]$$

com o hamiltoniano de Hartree-Fock, \hat{h} , dado por

$$\hat{h} = \sum_{\alpha\beta} (t_{\alpha\beta} + W_{\alpha\beta}) a_{\alpha}^{\dagger} a_{\beta} \quad (2)$$

e o potencial de Hartree-Fock é escrito como

$$W_{\alpha\beta} = \sum_{\delta\sigma} (V_{\alpha\delta\beta\sigma} - V_{\alpha\sigma\delta\beta}) \rho_{\sigma\delta}$$

A grande simplificação introduzida pela aproximação foi a de termos cortado a hierarquia de equações dinâmicas a apenas uma equação para a densidade de um corpo — com o hamiltoniano efetivo de Hartree-Fock sendo um operador de um corpo — que, embora sendo de primeira ordem no tempo, não é linear, pois \hat{h} é uma funcional de $\hat{\rho}$.

Agora, tomando-se a transformada de Weyl-Wigner⁽⁴⁾ da equação (2), de tal forma que

$$\hat{p} \rightleftharpoons p_w(q, k)$$

$$\hat{h} \rightleftharpoons h_w(q, k),$$

então

$$\dot{p}_w(q, k) + 2 \sin \left[\frac{\nabla_q^{(p)} \cdot \nabla_k^{(k)} - \nabla_k^{(p)} \cdot \nabla_q^{(k)}}{2} \right] p_w(q, k) h_w(q, k) = 0 \quad (3)$$

Para o hamiltoniano de Hartree-Fock, $h_{\alpha\beta} = t_{\alpha\beta} + W_{\alpha\beta}$, temos

$$h_w(q, k) = t(q, k) + W(q, k) = \frac{k^2}{2} + W(q, k).$$

Essa equação de evolução temporal para a quasi-distribuição de Wigner, f_w , pode ser trabalhada de maneira a dar o limite semiclássico de forma simples. Como primeira aproximação podemos tomar a ordem mais baixa na expansão na série do seno, fixando com isto, uma dinâmica semiclássica:

(4)

$$\dot{p}_w(q, k) + \left[\nabla_q^{(p)} \cdot \nabla_k^{(k)} - \nabla_q^{(k)} \cdot \nabla_k^{(p)} \right] p_w(q, k) h_w(q, k) = 0$$

Num segundo nível de aproximação podemos procurar o comportamento do potencial como função dos momentos; se ele for bem aproximado por

$$W(q, k) \approx U(q),$$

ou seja, se o potencial não envolver mais termos na expansão não-local dos momentos, então a dinâmica semiclássica da matriz densidade pode ser descrita por este comportamento quase-diagonal levando a

$$\dot{p}_w + \vec{k} \cdot \nabla_q p_w - (\nabla_q U) \cdot \nabla_k p_w = 0 \quad (5)$$

Esta equação tem exatamente a mesma forma de uma equação de Boltzmann/Vlasov sem termos de colisão para um sistema de partículas num potencial(5). Agora, um aspecto fascinante desta abordagem é que, como é bem sabido(6), a partir da equação de Boltzmann/Vlasov pode-se extrair uma hierarquia de equações caracterizando uma descrição hidrodinâmica/fluidodinâmica do sistema. Foi exatamente essa semelhança que motivou o estudo(7) de colisões, bem como de movimentos coletivos nucleares com essa abordagem, uma vez que ela leva ao estudo de propriedades do "fluido nuclear" semiclássico de Hartree-Fock, de tal forma que pode-se entender sua descrição macroscópica num contexto com uma fundamentação microscópica clara. A qualidade hidrodinâmica/fluidodinâmica está intimamente ligada ao livre caminho médio (l.c.m.): quanto menor o l.c.m. mais aproximadamente pode-se tratar a dinâmica do sistema como uma hidrodinâmica, em contraste com a situação oposta na qual teríamos uma fluidodinâmica. Desta forma, uma série de abordagens do problema de uma fluidodinâmica nuclear foram desenvolvidas, usando para isso o conjunto de equações gerado pelos momentos da quasi-distribuição de Wigner(8) com relação ao momento \vec{k} . Em geral, essa hierarquia de equações é truncada no segundo momento. Em aplicações desse formalismo ao cálculo de ressonâncias gigantes observou-se que momentos mais altos alteram as velocidades do som no meio nuclear, o que afeta diretamente as energias daquelas ressonâncias. Contudo, esses tratamentos não conseguem dar um acordo completo com os dados experimentais. Ademais, explicações para a largura das ressonâncias gigantes não saem trivialmente dessa abordagem. A introdução, ad hoc, de suposições sobre o l.c.m., para se permitir o truncamento da hierarquia das equações dos momentos da quasi-distribuição de Wigner, permite o uso da teoria de Landau(10) de quasipartículas nesses problemas(11). Com um esquema de linearização das flutuações da quasi-distribuição de Wigner no entorno de uma solução estacionária e homogênea $\rho_{\omega}^{(0)}(\vec{p})$, T.Yukawa e H.Kurasawa(12), estudando a lei de dispersão da propagação do som num líquido de Fermi degenerado, acham, em contraste com a teoria a temperatura zero, um modo de oscilação amortecido — amortecimento de Landau — devido a efeitos puramente quânticos; esses resultados, contudo, não têm uma extensão imediata para núcleos finitos.

III. Termos de colisão

A necessidade da presença de termos caracterizando os efeitos da interação de dois corpos nesse esquema de campo médio é óbvia; ela prende-se, como já mencionado, à uma análise do l.c.m. dos nucleons no meio nuclear. Assim, se numa teoria de campo médio usual podemos eventualmente achar o amortecimento de Landau (oscilação amortecida devido ao acoplamento forte entre o modo do som coletivo e os modos de partículas individuais), por outro lado os efeitos dissipativos colisionais genuínos não estão presentes. O problema que emerge deste contexto é então: como introduzir esses efeitos de colisões de dois corpos? Obviamente, numa abordagem menos fundamental, pode-se pensar em agregar, à mão, à descrição já estudada de campo médio (com o domínio do comportamento de partículas individuais), termos representando aqueles efeitos de dois corpos. Deste ponto de vista, a própria formulação de campo médio, como apresentamos atrás, nos serve de guia para essa tarefa: se a versão espaço de fase da equação dinâmica de um corpo num campo médio tem as características que a identificam como uma equação de Boltzmann/Vlasov, então sua extensão óbvia é simplesmente obtida pela adição de termos de colisão à la Boltzmann:

$$\dot{\rho}_w + \vec{k} \cdot \vec{\nabla}_7 \rho_w - (\vec{\nabla}_7 U) \cdot \vec{\nabla}_k \rho_w = I[\rho_w] \quad (6)$$

A forma do termo de colisão tem, obviamente, forte inspiração nos estudos das teorias cinéticas; aqui ela deve trazer informação específica do limite $\hbar \rightarrow 0$ (da mesma forma como fizemos na equação de TDHF) de uma contrapartida quântica completa daquele termo. A escolha da forma de Uehling-Uhlenbeck⁽¹³⁾ para a integral de colisão é então razoável em função de características aproximativas que ela apresenta. Esse esquema foi usado por P. Schuck e J. Winter⁽¹⁴⁾ para o cálculo da largura da ressonância de quadrupolo, onde a integral de colisão é tomada como

$$I[\rho_w] = 2\pi \int \frac{d^3 p_1}{(2\pi)^3} \frac{d^3 p_2}{(2\pi)^3} \frac{d^3 p_1'}{(2\pi)^3} v^2 (\vec{p} - \vec{p}_2) \delta(\vec{p} + \vec{p}_1' - \vec{p}_2 - \vec{p}_1) \delta(\epsilon_p + \epsilon_{p_1'} - \epsilon_{p_2} - \epsilon_{p_1}) \\ \left[\tilde{\rho}_w \tilde{\rho}_w' \rho_w^{(1)} \rho_w^{(1')} - \rho_w \rho_w' \tilde{\rho}_w^{(1)} \tilde{\rho}_w^{(1')} \right], \quad (7)$$

onde $\tilde{\rho}_w = 1 - \rho_w$, $\rho_w^{(1)} = \rho_w(\vec{q}, \vec{p}, t)$ etc, $\epsilon_p = \frac{p^2}{2m}$

e $V(p)$ é a transformada de Fourier da interação de dois corpos. Nesta abordagem o campo médio é dado como sendo o potencial de oscilador harmônico mais uma força de quadrupolo-quadrupolo, e para a colisão de dois corpos toma-se, por conveniência, somente a parte de onda S da força de Gogny⁽¹⁵⁾, representando, em média, o espalhamento em todos os canais, e desprezam-se efeitos de troca. Observa-se claramente aqui a necessidade de se colocar, à mão, diferentes interações efetivas: uma para o termo de colisão e a outra para o campo médio. Isto se justifica, em parte pelo menos, uma vez que essas forças efetivas devem cuidar de descrever processos bastante diferentes.

Com o potencial de oscilador harmônico tomado como campo médio, é imediato ver que a hierarquia de equações da fluidodinâmica é interrompida automaticamente no segundo momento e, consequentemente, a equação dinâmica (6) corresponde a tratar colisões numa aproximação de densidade local, i.e., o núcleo é considerado localmente como um pedaço de matéria nuclear.

Para oscilações de pequena amplitude expande-se a quasi-distribuição de Wigner no entorno de $\rho_w^{(0)}$, onde $\rho_w^{(0)}$ é a Wigner da matriz densidade do estado fundamental do sistema físico. Neste contexto, o processo de escolha da forma para $\rho_w^{(0)}$ reflete, por sua vez, a vinculação das idéias de colisões com o conceito de temperatura, ou seja, não podemos escolher para $\rho_w^{(0)}$ uma função degrau, uma vez que isto corresponderia a um sistema de Fermi infinito à temperatura zero, e, consequentemente, não poderíamos ter colisões de dois corpos, uma vez que a integral de colisão é proporcional a T^2 ⁽¹⁶⁾. De fato, Schuck e Winter, usando o fato que núcleos, mesmo à temperatura zero, não têm uma função degrau de Fermi para a matriz densidade devido às correlações de dois corpos e do tamanho finito do sistema, propõem uma função de Wigner da forma

$$\rho_w^{(0)}(q, p) = \left[1 + \exp \frac{\epsilon_p - v(q)}{T(q)} \right]^{-1}, \quad (8)$$

com T ajustado a partir de uma média de Strutinsky, tomada sobre a quasi-distribuição de Wigner⁽¹⁷⁾ (a partir do potencial de os

cilador harmônico). O valor constante sobre um núcleo de 224 partículas é $T = 4$ MeV, que é um valor razoavelmente alto. Esta temperatura efetiva simularia, desta forma, os efeitos das correções de dois corpos e o tamanho finito do núcleo.

As equações dessa fluidodinâmica podem ser então resolvidas dando resultados compatíveis com os dados experimentais, viz, para $A = 224$, $T = 4$ MeV tem-se uma largura de $\Gamma \approx 3$ MeV. Finalmente cabe observar que, a partir dessa descrição fluidodinâmica, surgem efeitos de memória (integrals com núcleos não locais no tempo), refletindo, grosso modo, o fato que pode ocorrer um intervalo de tempo entre colisões sucessivas durante o qual a formação da colisão é preservada.

Num outro extremo das considerações sobre o termo de colisão está o trabalho de Grangé et al⁽¹⁸⁾. Nesta linha de abordagem começa-se com um modelo de matriz aleatória para os elementos da interação residual, e daí deduz-se uma equação de movimento para uma média em ensemble da matriz densidade de A-corpos — o que já introduz a irreversibilidade nesse nível de A corpos. A redução desta descrição via matriz densidade de A-corpos para descrições com matrizes de 2-corpos e 1-corpo respectivamente se faz através da operação de tomar o traço sobre A-2 e A-1 variáveis na equação de partida.

Assim, partimos de

$$i \dot{\rho}^{(A)} = \left[H_{NF}, \rho^{(A)} \right] + \left[\mathcal{V}, \rho^{(A)} \right], \quad (9)$$

para a matriz densidade de A-corpos, e tomamos, como Grangé, que os elementos de matriz de \mathcal{V} numa base diabática de estados de partícula independente, têm uma distribuição gaussiana com média zero e segundo momento

$$\overline{\langle \alpha\beta | \mathcal{V} | \gamma\delta \rangle_t \langle \gamma'\delta' | \mathcal{V} | \alpha'\beta' \rangle_{t'}} = \frac{\sigma^2}{4\rho\sigma\delta} (\delta_{\alpha\alpha'} \delta_{\beta\beta'} - \text{troca}) (\delta_{\gamma\gamma'} \delta_{\delta\delta'} - \text{troca}) \times \exp \left[- \frac{(t-t')^2}{2\tau_{\text{cor}}^2} \right] \quad (10)$$

Naquela base de estados, $\tau_{\text{cor}} \approx 2 \times 10^{-21}$ s, o que é bastante grande. Então pode-se tomar a média no ensemble da equação (9). Isto dá uma equação que já traz inerentemente a irreversibilidade; no

limite de acoplamento fraco esta equação fica (18)

$$i \dot{\rho}^{(A)} = \left[H_{HF}, \overline{\rho}^{(A)} \right] - i \left[\sigma(t), \left[W(t), \overline{\rho}^{(A)}(t) \right] \right], \quad (11)$$

com $W(t) = \int_{t_0}^t dt' G_t^{-1} G_{t'} \sigma(t') G_{t'}^{-1} G_t$, onde G é o propagador do campo médio ordenado no tempo. Essa equação descreve a evolução de $\rho^{(A)}$ para o equilíbrio estatístico.

Tomando-se o traço sobre (A-1) e (A-2) variáveis, consegue-se a redução de (11) a equações acopladas para as matrizes densidade médias de um e dois corpos

$$i \dot{\rho}_{\mu_1 \nu_1}^{(1)} = \left[h_{HF}^{(1)}, \overline{\rho}^{(1)} \right]_{\mu_1 \nu_1} + i C_{\mu_1 \nu_1}^{(1)}(\overline{\rho}^{(2)}, \overline{\rho}^{(3)}) \quad (12a)$$

$$i \dot{\rho}_{\mu_1 \mu_2 \nu_1 \nu_2}^{(2)} = \left[h_{HF}^{(1)} + h_{HF}^{(2)}, \overline{\rho}^{(2)} \right]_{\mu_1 \mu_2 \nu_1 \nu_2} + i C_{\mu_1 \mu_2 \nu_1 \nu_2}^{(2)}(\overline{\rho}^{(2)}, \overline{\rho}^{(3)}) \quad (12b)$$

Os termos $c^{(1)}$ e $c^{(2)}$ são função de $\overline{\rho}^{(2)}$ e $\overline{\rho}^{(3)}$. Agora, eles são escritos como produtos antissimetrizados de $\overline{\rho}^{(1)}$ de tal forma que a equação de campo médio com um termo de colisão se ja fechada no espaço de um corpo (compare-se com a fatoração de TDHF), transformando os elementos diagonais do termo de colisão numa forma tipo Boltzmann (i.e., faz-se $\overline{\rho}_{\mu\mu}^{(1)} = \rho_{\mu}$) (18)

$$C_{\mu\mu}^{(1)} = \sum_{\alpha\beta\gamma} \frac{\sigma^2}{\mu\gamma\alpha\beta} H(\epsilon_{\mu} + \epsilon_{\gamma} - \epsilon_{\alpha} - \epsilon_{\beta}) \left[(1 - \rho_{\mu})(1 - \rho_{\gamma}) \rho_{\alpha} \rho_{\beta} - (1 - \rho_{\alpha})(1 - \rho_{\beta}) \rho_{\mu} \rho_{\gamma} \right], \quad (13)$$

H é uma função caracterizando a conservação de energia, que tende a uma delta de Dirac no limite $\tau_{cor} \rightarrow \infty$.

Um primeiro aspecto interessante nesse esquema é que a hierarquia para as matrizes densidade médias em ensemble, que é produzida nesse processo de redução no número de corpos, difere da aquela usual obtida quando se toma traços subsequentes da equação de Liouville. Numa comparação com o formalismo de Schuck e Winter faz-se notar a diferença fundamental na forma de se introduzir o termo de colisão; naquele o termo é introduzido às custas de um conhecimento prévio da mecânica estatística (Uehling-Uhlenbeck), neste é produzido por um processo de médias com hipóteses sobre os elementos da matriz da interação residual.

Este esquema de Grangé foi adaptado para descrever também colisões de íons pesados ($^{40}\text{Ca} - ^{40}\text{Ca}$) por G. Wolschin⁽¹⁹⁾ que usou uma interação de Skyrme mais Yukawa⁽²⁰⁾.

IV. Campo médio com termos de colisão

As abordagens, como descritas até aqui, usam como ponto de partida ingredientes típicos para a descrição de observáveis de um corpo, com a introdução, à mão, de efeitos de dois corpos, partindo-se quase sempre de ingredientes da teoria cinética clássica quantizada. Contudo, as correlações introduzidas pelas interações residuais podem produzir efeitos significativos nas flutuações dos observáveis, os quais não podem mais ser descritos tão somente por equações do tipo TDHF. A necessidade de se procurar um formalismo que generalize o TDHF, de tal ordem a incluir aqueles efeitos devido às correlações de dois corpos, gerou alguns tratamentos da subdinâmica de um corpo, nos quais procura-se separar diferentes aspectos físicos daquelas correlações. Desta forma, destacamos o esquema de Ayik⁽²¹⁾ e Nemes e Toledo Piza⁽²²⁾

Em particular, o tratamento de Ayik, desenvolve-se em torno da procura de um operador tal que (como nas técnicas de projeção da estatística quântica^(23, 24) sobre as quais ele se baseia), atuando na matriz densidade de muitos corpos produza a componente não correlacionada (ou correlacionada). A parte não correlacionada da matriz densidade de muitos corpos tem uma estrutura tal que obedece uma equação "master" generalizada; isto leva a uma equação exata para a matriz densidade de um corpo. Da mesma forma, o valor esperado de um operador de muitos corpos pode ser se

parado numa parte devido ao campo médio e a parte correlacionada devido às interações residuais. Com base nessa separação, pode-se calcular contribuições estatísticas para as flutuações das variáveis coletivas como um resultado da presença das colisões de dois corpos. Então, nesse esquema, partindo-se da expressão geral

$$i \frac{\partial}{\partial t} \rho^{(A)}(t) = \left[H, \rho^{(A)}(t) \right] = L \rho^{(A)}(t), \quad (14)$$

pode-se escrever, i) separando $\rho^{(A)}(t)$ nas partes correlacionada e não correlacionada, com suas expressões explícitas, e ii) tomando o traço sobre A-1 partículas,

$$i \frac{\partial}{\partial t} \rho^{(A)}(t) = \left[h(t), \rho^{(A)}(t) \right] - i \hat{K}(t) + I(t, t_0), \quad (15)$$

onde $h(t)$ é o hamiltoniano de campo médio ($h(t) = \frac{p^2}{2m} + \text{Tr} \sigma \rho^{(A)}(t)$). O primeiro termo do lado direito descreve a mudança na matriz densidade como resultado do campo médio, o segundo termo $\hat{K}(t)$, é o termo de colisão, e é responsável pelas mudanças na densidade de um corpo provocadas pela interação residual. Este termo de colisão é não-local no tempo e não linear

$$\hat{K}(t) = \int_{t_0}^t dt' \text{Tr} \left\{ L_1(t) \hat{G}(t, t') L_1(t') \rho_0^{(A)}(t') \right\}_{A-1}. \quad (16)$$

Finalmente, o último termo é responsável pela descrição da evolução temporal das correlações iniciais

$$I(t, t_0) = \text{Tr} \left\{ L_1(t) \hat{G}(t, t_0) \rho_{\text{cor}}^{(A)}(t_0) \right\}_{A-1}. \quad (17)$$

$L_1(t)$ é o operador de Liouville correspondente à interação residual $\tilde{V}(t)$, definida por

$$\tilde{\rho}^{(A)}(t) \equiv \mathcal{U} \rho_0^{(A)}(t) - \rho_0^{(A-1)}(t) \text{Tr} \left\{ \mathcal{U} \rho_0^{(A)}(t) \right\}_{A-1}$$

Como para determinantes de Slater, $\rho_{\text{cor}}^{(A)}(t_0) = 0$, então $I(t, t_0) = 0$ e toda descrição reduz-se à evolução temporal de TDHF, o que, como é sabido, é uma boa aproximação. No limite de baixas energias, a equação (15) pode ser estudada a partir de propriedades estatísticas das interações residuais, levando a uma equação "master" para a matriz densidade⁽²¹⁾.

A abordagem de Nemes e Toledo Piza⁽²²⁾ também se propõe a descrever a subdinâmica de um corpo de um sistema de muitos férmions, separando os efeitos das correlações de dois corpos, sem precisar introduzir, de maneira artificial, termos de colisão. Com efeito, eles aparecem, à molde do que ocorre no tratamento de Ayik, do estudo da restrição da dinâmica global de muitos corpos àquela de um corpo. Porém, uma diferença fundamental entre ambos tratamentos diz respeito à separação das partes correlacionadas e não correlacionadas da matriz densidade de muitos corpos; a formulação de Nemes e Toledo Piza é mais geral nesse aspecto.

Formalmente, esse esquema se preocupa em separar da evolução temporal além de uma contribuição de evolução unitária associada ao campo médio, contribuições não-unitárias — introduzindo correções associadas aos efeitos de dois corpos (termos de colisão) — e efeitos provenientes da evolução temporal de correlações do estado inicial, que tanto realimentam a contribuição de campo médio quanto contribuem para os termos de colisão. Note-se que, aqui também, o campo médio não é necessariamente um tratamento de HF usual. Desta forma, a dinâmica exata de um corpo, nesta linguagem, é escrita

$$i \dot{\rho}^{(A)} = \left[\hat{L}_0(t) + \hat{L}(t) \right] \rho^{(A)}(t) + r(t), \quad (18)$$

onde
$$\left[\hat{L}_0(t) \rho(t) \right]_{\lambda\mu} = \text{Tr} \left(C_{\mu}^{\dagger} C_{\lambda} \left[H, F_0(t) \right] \right) \quad (19)$$

$$\left[\hat{L}(t) \rho(t) \right]_{\lambda\mu} = -i \text{Tr} \left(C_{\mu}^{\dagger} C_{\lambda} \int_0^t dt' \left[H, G(t, t') Q(t') \left[H, F_0(t') \right] \right] \right) \quad (20)$$

$$r_{\mu\lambda}^i(t) = \text{Tr}(c_{\mu}^{\dagger} c_{\lambda} [H, G(t,0) F_{\Sigma}^i(0)])$$

Em termos dos orbitais naturais dependentes do tempo $|\lambda(t)\rangle$

$$\rho(t) = \sum_{\lambda} |\lambda(t)\rangle \rho_{\lambda}(t) \langle \lambda(t)|, \quad (21)$$

$$F_{\Sigma}^i(t) = \prod_{\lambda} [(1-p_{\lambda}) c_{\lambda}^{\dagger} c_{\lambda} + p_{\lambda} c_{\lambda}^{\dagger} c_{\lambda}], \quad (22)$$

e o propagador $G(t, t')$ é dado por

$$G(t, t') = T \left\{ \exp \left[-i \int_{t'}^t dt'' Q(t'') L \right] \right\}. \quad (23)$$

Aqui L é o liouvillian associado ao hamiltoniano H e o superoperador $Q(t)$ tem por função eliminar as partes não-correlacionadas dos objetos sobre os quais ele atua. Finalmente F_{Σ}^i é a parte correlacionada da matriz densidade inicial plena $F(t)$, viz.,

$$F_{\Sigma}^i(0) = F(0) - F_{\Sigma}(0). \quad (24)$$

Considerando-se este termo nulo, então a contribuição de (19) se transforma no termo de TDHF da dinâmica

$$L_0 \rho(t) = [h[\rho], \rho]. \quad (25)$$

Conseqüentemente, o segundo termo leva toda informação referente às contribuições das correlações para a dinâmica, sendo responsável então pelos efeitos colisionais. Considerando-se as correlações oriundas das correlações somente até segunda ordem no potencial de dois corpos (que corresponde a substituir o propagador pleno, $G(t, t')$ pelo propagador $g(t, t')$, que é o operador uní

tário de deslocamento temporal associado com a propagação de campo médio sem correlações), tem-se

$$\Gamma_{\lambda\mu} \equiv \left[l(t) \rho(t) \right]_{\lambda\mu} \approx$$

$$\approx \frac{i}{2} \sum_{\beta\gamma\delta} \int_0^t dt' \left[\langle \gamma\delta | \sigma | \mu\beta \rangle_t \langle \lambda\beta | \sigma | \gamma\delta \rangle_{t'} (p_\beta p_\gamma q_\gamma q_\delta - p \leftrightarrow q)_{t'} + \right.$$

$$\left. + \langle \lambda\beta | \sigma | \gamma\delta \rangle_{t'} \langle \gamma\delta | \sigma | \mu\beta \rangle_t (p_\mu p_\beta q_\gamma q_\delta - p \leftrightarrow q)_{t'} \right], \quad (26)$$

que é uma expressão tratável (25).

A estrutura da parte de campo médio deste tratamento rapidamente aponta para a possibilidade de estudar o comportamento semiclassical dessa teoria. Assim, se, como já vimos, a formulação de campo médio comporta uma análise fluidodinâmica exatamente em função da presença do comutador, como visto pela ótica do espaço de fase, obtida pela transformação de Weyl-Wigner, também podemos procurar a correspondente versão do termo de colisão. Se, por um lado, a aproximação semiclassical é válida quando $\hbar_w(p,q)$ é suave na escala do inverso dos comprimentos de p_w (da análise do campo médio), por outro lado, o alcance do potencial de dois corpos também desempenha um papel importante nessa análise. Assim, podemos separar três casos diferentes para estudo: 1) Desprezam-se efeitos de memória e tomam-se os momentos transferidos pequenos (comparados com o menor inverso de comprimento), 2) Desprezam-se efeitos de memória e consideram-se momentos transferidos arbitrários, e 3) Efeitos de memória são relevantes e consideram-se momentos transferidos arbitrários (26).

No primeiro caso, quando consideramos somente pequenos momentos transferidos, tomamos o termo de colisão também na representação de Weyl-Wigner e truncamos a série na primeira ordem de \hbar . Com isso, nesse limite semiclassical, temos para a quasideistribuição de Wigner, uma equação de Fokker-Plank (26,27)

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_w(\vec{q}, \vec{p}, t) - \left\{ \hbar_w, \rho_w \right\}_P = \Gamma_w^{FP}(\vec{q}, \vec{p}, t), \quad (27)$$

COM

$$\Gamma_{\omega}^{FP} = \sum_{ik} \frac{\partial}{\partial p_i} (-A_i + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial p_k} B_{ik}) f_{\omega} + \sum_{ik} \frac{\partial}{\partial p_i} (\frac{\partial}{\partial p_k} C_{ik} - D_{ik}) f_{\omega} \quad (28)$$

onde A e B, sendo os coeficientes de atrito e difusão respectivamente, são dados por

$$A_i = \frac{C_p}{(2\pi)^3} \int d\vec{p}_2 \left\{ T_{ik} (1-p) \frac{\partial p_2}{\partial p_{2k}} + p_2 (1-p_2) \frac{\partial}{\partial p_{2k}} T_{ik} \right\} \quad (29)$$

$$B_{ik} = \frac{C_p}{(2\pi)^3} \int d\vec{p}_2 T_{ik} p_2 (1-p_2) \quad (30)$$

com; ademais,

$$C_{ik} = \frac{C_r}{(2\pi)^3} \int d\vec{p}_2 S_{ik} p_2 (1-p_2) \quad (31)$$

$$D_{ik} = \frac{C_r}{(2\pi)^3} \int d\vec{p}_2 S_{ik} (1-p_2) \frac{\partial p_2}{\partial p_{2k}} \quad (32)$$

aparecendo quando consideramos mudanças espaciais no sistema físico, e

$$T_{ik} = \frac{(\vec{p} - \vec{p}_2)^2 \delta_{ik} - (\vec{p} - \vec{p}_2)_i (\vec{p} - \vec{p}_2)_k}{|\vec{p} - \vec{p}_2|^3} \quad (33)$$

$$S_{ik} = \frac{(\vec{p} - \vec{p}_2)^2 \delta_{ik} - 4(\vec{p} - \vec{p}_2)_i (\vec{p} - \vec{p}_2)_k}{|\vec{p} - \vec{p}_2|^3} \quad (34)$$

$$C_p = \frac{m}{8\pi} \int_0^{\infty} d\vec{q} \omega^2(\vec{q}) \vec{q}^3 \quad e \quad C_r = \frac{m}{2\pi^2} \int_0^{\infty} d\vec{q} \omega^2(\vec{q}) \vec{q}^2 \quad (35)$$

No segundo caso, quando devemos levar em conta também grandes transferências de momento, podemos ainda usar o termo de colisão, evitando-se, contudo, fazer uso da aproximação de Born clássica; o potencial de dois corpos deve ser tratado ai como amplitude de Born quântica. Considerando-se ainda a validade da aproximação de densidade local (quando escrevemos o termo de colisão na representação de momentos)

$$\rho(\vec{p}, \vec{p}') \approx \rho(\vec{p}, \vec{q}) \delta(\vec{p} - \vec{p}')$$

e, se assumimos que as densidades variam lentamente no tempo, quan-
do comparadas com as fases de energia de partícula independente
no campo médio, então ao tomarmos o limite $t \rightarrow \infty$ (veja eq. (26))
teremos a forma usual de um termo de colisão de Boltzmann. Assim,
obtém-se a forma markoviana da integral de colisão, tal como apa-
rece na teoria de líquidos de Fermi (26,27)

$$\Gamma^B(\vec{q}, \vec{p}, t) = \pi \int d\vec{p}_2 \int d\vec{p}_3 \int d\vec{p}_4 \left| \langle \vec{p}_2 | \sigma | \vec{p}_3 \vec{p}_4 \rangle \right|^2 \delta(\epsilon_p + \epsilon_{p_2} - \epsilon_{p_3} - \epsilon_{p_4})$$

$$\left[\rho(\vec{q}, \vec{p}) \rho(\vec{q}, \vec{p}_2) (1 - \rho(\vec{q}, \vec{p}_3)) (1 - \rho(\vec{q}, \vec{p}_4)) - \rho \leftrightarrow (1 - \rho) \right]_t \quad (36)$$

Note-se que a delta de energia aparece como consequência do carác-
ter markoviano do tratamento dado.

Quando levamos em consideração efeitos de memória (carác-
ter não markoviano do tratamento) obtemos uma integral de coli-
são que difere daquela de Boltzmann, (36). Contudo, é possível
ainda identificar-se uma expressão como usada por Landau (10) no
seu estudo de amortecimento de modos ^{coletivos} em sistemas infinitos à tem-
peratura zero (líquidos de Fermi). Para tal, retomamos a expres-
são do termo de colisão antes de se introduzir aproximações mar-
kovianas

$$\Gamma(\vec{q}, \vec{p}, t) = \int_0^t dt' e^{i(t-t')(\epsilon_p + \epsilon_{p_2} - \epsilon_{p_3} - \epsilon_{p_4})} \int d\vec{p}_2 d\vec{p}_3 d\vec{p}_4 \left| \langle \vec{p}_2 | \sigma | \vec{p}_3 \vec{p}_4 \rangle \right|^2$$

$$\left[\rho(\vec{q}, \vec{p}) \rho(\vec{q}, \vec{p}_2) (1 - \rho(\vec{q}, \vec{p}_0)) (1 - \rho(\vec{q}, \vec{p}_4)) - \rho \leftrightarrow (1 - \rho) \right]_t \quad (37)$$

Agora, esse termo pode ser reduzido com as aproximações: 1) aproximação de densidade local, representação dos momentos; 2) linearização para pequenas amplitudes

$$\rho = \rho_0 + \frac{\partial \rho_0}{\partial \epsilon} \left(\phi e^{-i\omega t} + \phi^* e^{i\omega t} \right), \quad (38)$$

3) tempos longos para as frequências de transição envolvidas ;
4) distribuições de Fermi de equilíbrio local no espaço \vec{p} com temperatura T . Com esse elenco de aproximações ficamos com o termo de colisão na forma usada por Landau (26,27)

$$\Gamma^{BM} = - \frac{1}{T} \int d\vec{p}_2 d\vec{p}_3 d\vec{p}_4 \left| \langle \vec{p} \vec{p}_2 | \sigma | \vec{p}_3 \vec{p}_4 \rangle \right|^2 \delta(\epsilon_p + \epsilon_{p_2} - \epsilon_{p_3} - \epsilon_{p_4} + \hbar\omega)$$

$$\rho_0(\vec{q}, \vec{p}) \rho_0(\vec{q}, \vec{p}_2) (1 - \rho_0(\vec{q}, \vec{p}_0)) (1 - \rho_0(\vec{q}, \vec{p}_4)) \left[\phi(\vec{q}, \vec{p}) + \phi(\vec{q}, \vec{p}_2) - \phi(\vec{q}, \vec{p}_3) - \phi(\vec{q}, \vec{p}_4) \right]. \quad (39)$$

Note-se a presença da energia do fonon $\hbar\omega$ na expressão da conservação da energia, ele provém da dependência temporal $e^{\pm i\omega t}$ da flutuação da densidade (38), e é fundamental para permitir excitações acima do nível de Fermi mesmo a $T = 0$.

IV. Aplicações possíveis

A partir desse conjunto de aproximações e limites para a evolução temporal da matriz densidade de um corpo, podemos esboçar algumas tentativas de aplicação.

Um primeiro processo físico que serve como aplicação da equação de Fokker-Planck, onde supõe-se baixos momentos transferidos, pode ser visualizado no espalhamento inelástico de prótons de alta energia (~ 800 MeV) em ângulos frontais. Sabe-se que, nessas circunstâncias, o momento transferido pelo próton é da ordem da metade do momento de Fermi dos núcleons do alvo. Nessas condições, assumindo-se uma densidade de Thomas-Fermi à tempera

tura finita para os nucleons do alvo

$$\rho = \left\{ 1 + \exp \left[\frac{\ln(\hat{F} \cdot \vec{P}) - \epsilon_F}{kT} \right] \right\}^{-1} \quad (40)$$

podemos calcular os coeficientes de atrito e difusão associados com a trajetória do projétil através da parte interna do núcleo (o amortecimento dos modos coletivos da superfície não podem ser tratados com esse esquema de pequenos momentos transferidos) (26)

$$A = - \frac{4}{3} \pi^{3/2} \frac{C_p}{(2\pi)^3} \left(\frac{p_F}{p} \right)^3 \left[1 + \frac{3mkT}{p_F^2} \right] \quad p > p_F \quad (41a)$$

$$B_{ij} = - 2\pi^{3/2} mkT C_p \left[\frac{p_F}{p} (\hat{p}_i \hat{p}_j - \delta_{ij}) - \left(\frac{p_F}{p} \right)^3 \left(\hat{p}_i \hat{p}_j - \frac{\delta_{ij}}{3} \right) \right] \quad (41b)$$

Aqui \hat{p}_i indica os ângulos do vetor \vec{p} e p_F é o momento de Fermi local. A equação de Fokker-Plank, assim obtida, admite uma solução estacionária (quando vale o balanço detalhado), a qual descreve a densidade nuclear de equilíbrio após o impacto do proton (28, 29)

$$\rho(\vec{F}, \vec{P}) = \begin{cases} cte & p < p_F \\ N \exp \left[- \left(1 + \frac{3}{2} \frac{mkT}{p_F^2} \right) \frac{p^2}{mkT} \right] & p > p_F \end{cases} \quad (42)$$

Por outro lado, muitos fenômenos nucleares admitem uma interpretação baseada em processos dissipativos. Assim, se se adota uma descrição empiricamente hidrodinâmica do sistema, como por exemplo uma equação de Navier-Stokes com termo de viscosidade, pode-se, então, ajustar esse coeficiente de viscosidade para se acertar os dados experimentais relacionados com o amortecimento de vibrações nucleares, dando (30)

$$\eta \approx 1.0 \cdot 10^{-21} \text{ MeV} \cdot \text{fm}^3 \cdot \text{s} \quad (43)$$

O carácter hidrodinâmico dessa abordagem (fortemente influenciada por suposições a priori) certamente superestima a importância da hipótese do equilíbrio local, (em outras palavras, o l.c.m. $\rightarrow 0$), contrariamente ao carácter fracamente colisional do fluido nuclear então caracterizado pela interpretação fluidodinâmica como apresentamos atrás. Contudo, é possível um contacto com resultados de tratamentos teóricos de líquidos de Fermi (31). Para esses sistemas, a baixas temperaturas, o coeficiente de viscosidade η cresce com T^{-2} (32), uma vez que os processos de colisão entre os férmions são inibidos devido ao princípio de Pauli e às leis de conservação:

$$\eta = \frac{\alpha}{T^2}, \quad (44)$$

onde α depende dos parâmetros de Landau e da energia de Fermi do sistema. Agora, estimativas para η envolvem parâmetros de Landau com características diferentes quando se referem à descrição das flutuações do campo médio ou às probabilidades de transição que aparecem no termo de colisão. Assim, os parâmetros associadas às flutuações do campo médio devem trazer informação dos efeitos de renormalização da interação devido às correlações do meio, enquanto que aqueles caracterizando a interação que dá a probabilidade de transição, por consistência, não devem refletir as correlações que interações do tipo da matrix G carregam.

Com essas observações pode-se finalmente calcular o coeficiente de viscosidade η e o amortecimento do som zero no meio nuclear. Os resultados para o coeficiente de viscosidade apontam para valores na faixa $\eta T^2 = 1.1 \times 10^{-20}$ a $2.0 \times 10^{-20} \text{ MeV}^2 \text{ fm}^{-4} \text{ s} \quad (33)$, dependendo dos valores dos parâmetros de Landau usados (34). A comparação com o resultado de Hasse, (43), confirma o carácter fracamente colisional do fluido nuclear, em detrimento de uma interpretação hidrodinâmica pura. Por outro lado, para o som zero — que é uma excitação coletiva, que pode propagar-se através das modificações que induz no campo médio — quando $\hbar\omega \gg kT$, a excitação de quasi-partículas acima do nível de Fermi funciona como um mecanismo de amortecimento, por força da construção adotada, contudo, esse efeito já está incorporado no termo de colisão de Boltzmann apresentado anteriormente, (39). Ademais, sabe-se (32,10) que os efeitos da presença do fonon na dissipação po

dem ser introduzidos simplesmente através da multiplicação da integral de Boltzmann usual ($\propto T^3$) por um fator de correção

$$1 + \left(\frac{\hbar\omega}{2\pi kT} \right)^2 \quad (45)$$

O amortecimento do som zero pode ser descrito em termos de uma largura γ definida como a parte imaginária da frequência do modo. Resultados numéricos⁽³³⁾, obtidos com o parâmetro de Landau $F_0 \simeq 0.2$ para descrever as flutuações de campo médio e as interações da ref. (34), dão valores para $\gamma/(\hbar\omega)^2$ na faixa 2.6×10^{-3} a $4.6 \times 10^{-3} \text{ MeV}^{-1}$, o que indica que, embora não da ordem certa, a contribuição das colisões para a largura dos estados não é pequena (quando se calcula o valor de γ para alguns modos de som zero para os quais há dados experimentais).

Nesse tratamento, não se inclui o efeito da superfície nuclear para o cálculo da largura dos estados, contudo esse grau de liberdade foi incluído numa primeira abordagem por R.Hasse e P. Schuck⁽³⁵⁾.

Agradecimentos

Gostaria de externar meus agradecimentos a

$\frac{1}{4} \left\{ \text{Salomon, } \left\{ \text{Carolina, Piza} \right\} \right\}_{++}$

pelas nossas discussões muito agradáveis sobre esses assuntos,
e a Kátia pela presteza no serviço de datilografia.

Referências

- 1) J.Negele, Rev. Mod. Phys. 54 (1982), 913
- 2) A.Kerman and S.Koonin, Ann. Phys. (NY) 100 (1976), 332
- 3) A. de Shalit and H.Feshbach, "Theoretical Nuclear Physics" - Vol. I - J.Wiley, 1974, pg.541
- 4) E.Wigner, Phys. Rev. 40 (1932) 749
H.Weyl, "The theory of groups and Quantum Mechanics" - Dover - 1952
S.R. de Groot and L.Suttorp, "Foundations of Electrodynamics" - North Holland, cap. VI e Apêndice
D.Galetti, "Algumas aplicações da distribuição de Wigner"- Notas de curso da Escola de Verão "Jorge André Swieca" - 1ª sessão de Física Nuclear - 1983
- 5) S.E. Koonin, Ph. D. Thesis - 1975 - não publicada
- 6) G.E.Uhlenbeck and G.W.Ford, "Lecture in Statistical Mechanics", M.Kac Editor - American Math. Soc. 1963; J.G.Kirkwood, "Selected Topics in Statistical Mechanics", Doc. on Mod. Phys. - Gordon and Breach, 1967
- 7) D.Brink and M. di Toro, Nucl. Phys. A372 (1981) 151
A.Bonasera et al., Il Nuovo Cim. 69 (1982) 69
G.Madison and D.Brink, Nucl. Phys. A378 (1982) 566
Veja-se também Proc. of the Topical Meeting on Nuclear fluid dynamics - Trieste - 1982
- 8) G.Eckart and G.Holzwarth;
R.W.Hasse, Proc. of the Topical Meeting on Nuclear Fluid-dynamics - Trieste - 1982
- 9) T.Yukawa and G.Holzwarth, Nucl. Phys. A364 (1981) 29
R.W.Hasse and G.Gosh - Proc. Workshop on Nuclear Dynamics Granlibakken - Tahoe City - USA - 1982
- 10) L.D.Landau, Sov. Phys. JETP 3 (1957) 920; Sov. Phys. JETP 5 (1957) 101
P.Nozières, "Theory of interacting systems" - Benjamin - N.Y. 1964 chap. 3
G.A.Brooker, Proc. Phys. Soc. 90 (1967) 397
- 11) R.W.Hasse - ref.7
- 12) T.Yukawa and H.Kurasawa, Phys. Lett. 129B (1983) 162
- 13) E.Uehling and G.Uhlenbeck, Phys. Rev. 43 (1933) 552
L.Kadanoff and G.Baym, "Quantum Statistical Mechanics". Benjamin, N.Y., 1962

- 14) P.Schuck and J.Winter, Proc. of the Topical Meeting on Nuclear Fluid Dynamics - Trieste - 1982
- 15) J.Déchargé and D.Gogny, Phys. Rev. C21 (1980) 1568
- 16) G.Baym and C.Pethik, Monographs and Texts in Physics and Astronomy, vol. XXIX . part. II, 1978
- 17) M.Prakash, S.Shlomo and V.Kolomietz - N. Phys. A370 (1981) 30
- 18) P.Grangé, H.Weidenmüller and G.Wolschin - Ann. Phys. (NY) 136 (1981) 190
- 19) G.Wolschin, Proc. Topical Meeting on Nuclear Fluid Dynamics Trieste 1982
- 20) P.Bonche, S.Koonin and J.W.Negele, Phys. Rev. C13 (1976) 1226
- 21) S.Ayik, Z. Phys. A298 (1980) 83
- 22) M.C.Nemes e A.F.R.Toledo Piza, Phys. Rev. C27 (1983) 862, idem Phys. Rev. C31 (1985) 613
- 23) S.Nakajima, Proc. Theor. Phys. 20 (1958) 948
- 24) R.Zwanzig, "Quantum Statistical Mechanics", P.E. Meijer editor, N.Y., Gordon and Breach 1966; idem Physics 30 (1964) 1109
- 25) B.Carlson, M.C.Nemes and A.F.R.Toledo Piza - Proc. of the Trieste Conference on Phase Space Approach to Nuclear Dynamics, 1985
- 26) D.Galetti, S.S.Mizrahi, M.C.Nemes and A.F.R.Toledo Piza, IFUSP/P-563, IPT/P-02/86 - a aparecer
- 27) D.Galetti, S.S.Mizrahi, M.C.Nemes and A.F.R.Toledo Piza, Contribuição à VIII Reunião de Trabalho em Física Nuclear no Brasil - S.Lourenço, M.G., 1985
- 28) S.S.Mizrahi, M.C.Nemes, A.F.R.Toledo Piza and D.Galetti - a aparecer - 1986
- 29) H.Haken, Rev. Mod. Phys. 47 (1975) 67
- 30) R.Hasse, Rep. Prog. Phys. 41 (1978) 1027
- 31) J.Sykes and G.Brooker, Ann. Phys. (NY) 56 (1970) 1
G.Brooker and J.Sykes, idem 61 (1970) 387
- 32) A.Abrikosov and J.Khalatnikov, Rep. of Prog. Phys. XXII (1959) 329
- 33) A.F.R.Toledo Piza, Contribuição ao IX Workshop on Nuclear Physics Comisión Nacional de Energía Atómica, Argentina, Junho/Julho 1986
- 34) K.Nakayama, S.Krewald, J.Speth and W.Love, Nucl. Phys. A431 (1984) 419
- 35) R.Hasse and P.Schuck, Proc. of the Trieste Meeting on Phase Space Approach to Nuclear Dynamics, World Scientific Singapura 1985.

RESULTADOS RECENTES SOBRE CAPTURA DE ELÉTRONS
POR ÍONS RÁPIDOS

E.C. Montenegro

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

1 - INTRODUÇÃO

Desde o início deste século, o estudo da interação de íons rápidos com a matéria vem sendo continuamente desenvolvido. Este interesse tem sido gerado não somente pela necessidade de compreensão de processos dominados pela interação Coulombiana mas também pelas inúmeras aplicações que a física de colisões atômicas vem proporcionando nos últimos anos em áreas como física de plasmas, modificação de propriedades de materiais, física de semicondutores e análise multielementar, para citar apenas alguns exemplos.

A interação de íons rápidos com a matéria é regida por uma grande quantidade de processos envolvendo tanto os elétrons do íon incidente quanto aqueles associados ao átomo alvo. Entre estes, podemos destacar como mais importantes, a excitação e ionização do átomo alvo, responsável pela maior contribuição à perda de energia do projétil, a perda de elétrons pelo projétil, importante para a determinação de sua carga efetiva, e a captura de elétrons do alvo pelo íon incidente.

Embora estes processos possam ser em geral analisados separadamente, eles apresentam, em algumas situações, uma influência mútua bastante significativa. A figura (1) ilustra como esta mútua intercorrelação pode se dar. O íon incidente tem uma certa carga efetiva (para provocar a ionização do alvo, por exemplo) que depende do número de elétrons que caminham solidários a ele. Quando ocorre uma interação com um átomo do alvo, com uma intensidade que direta ou indiretamente depende do número de elétrons que acompanham o íon e dos estados que eles ocupam, um dos três processos mencionados acima pode ocorrer. Como a perda e a captura modificam o estado de carga do projétil, eles influenciarão, em uma colisão futura, na probabilidade de excitação e ionização dos átomos do meio, estabelecendo assim um acoplamento que não pode ser eliminado. O balanço captura-perda é fundamental para o estabelecimento da carga efetiva que por sua vez é necessária para a determinação de grandezas importantes como a perda de energia.

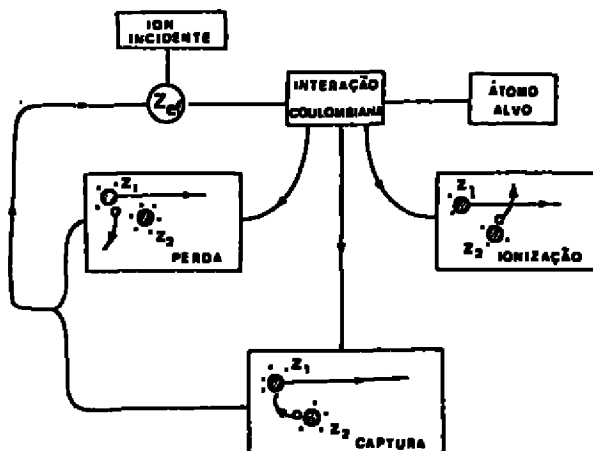


Figura 1

A ionização do alvo e a perda de elétrons pelo projétil são processos muito semelhantes, já que a perda pode ser considerada como a ionização no sistema de referência do projétil. Teorias de primeira ordem razoavelmente simples como a Aproximação de Born descrevem consistentemente o comportamento das seções de choque de excitação e ionização na região de altas velocidades. Este foi na verdade um dos primeiros problemas de colisão a receber um tratamento quântico adequado e desde a época de sua formulação em 1930 por Bethe /1/ um bom acordo com a experiência se mostrou evidente.

Para a captura, entretanto, o êxito do tratamento quântico não se mostrou tão patente de início. Quase que simultaneamente, Oppenheimer /2/ e Brinkman e Kramers /3/ desenvolveram a teoria quântica de primeira ordem para a captura (conhecida atualmente como aproximação OBK). O aparecimento deste tratamento quântico ocorreu cerca de dois anos após a proposta de um modelo clássico para a captura, formulado por Thomas em 1927 /4/. Os modelos clássico e quântico apresentam uma dependência assintótica com a velocidade diferentes: a aproximação OBK no limite de altas velocidades decresce com v^{-12} (para transições s-s) enquanto que o modelo clássico fornece uma dependência em v^{-11} .

O êxito da aproximação de Born para o tratamento de ionização de certa forma influenciou fortemente a adoção da aproximação OBK como aquela capaz de descrever corretamente a captura eletrônica. As experiências realizadas a partir de então mostraram, entretanto, que

aproximação OBK sistematicamente superestimava a seção de choque de captura em toda a região de altas velocidades (em baixas velocidades também ocorre o mesmo mas, neste caso, a aproximação OBK não é esperada que seja válida).

Esta situação perdurou até 1955 quando Drisko /5/ utilizou teoria de perturbação de segunda ordem para descrever a captura. Surpreendentemente, quando este tratamento é feito, a dependência assintótica em v^{-11} prevista classicamente é obtida. A partir de então as teorias de segunda ordem vem sendo sistematicamente investigadas e o acúmulo de evidências experimentais apontam no sentido de que o caminho aberto por Drisko é, de fato, o mais promissor.

Nesta palestra apresentarei, de forma simplificada, os principais mecanismos associados à captura direta bem como outros processos recentemente estudados que contribuem para a captura eletrônica em altas velocidades.

II - CAPTURA DIRETA (DC)

A captura direta em altas velocidades é um processo no qual o íon incidente, ao colidir com um elétron atômico, transfere energia e momentum a este elétron de modo que sua velocidade seja, ao final da colisão, aproximadamente igual à velocidade do projétil. Classicamente, para que a captura seja possível, a velocidade final do elétron no referencial do projétil deve ser menor que a sua velocidade de escape. Este resultado clássico se reflete, quando o tratamento quântico é adotado, na existência de uma significativa probabilidade de captura somente quando a velocidade do elétron em relação ao projétil é pequena.

Esta igualdade aproximada das velocidades após a colisão binária só é possível, entretanto, em condições especiais. De fato, pode ser facilmente mostrado que quando um íon rápido (possuindo uma velocidade muito maior que a velocidade média do elétron do alvo) faz uma colisão binária com um elétron "parado", a velocidade do elétron ao final da colisão é aproximadamente o dobro da velocidade final do íon, tornando extremamente improvável sua captura pelo íon emergente (figura 2a).

A conservação de energia e momentum linear permitiria uma mesma velocidade na saída somente se o elétron tiver uma velocidade inicial da ordem de $v/2$ (figura 2b). Quanticamente esta situação é factível já que os elétrons tem, em um átomo, uma distribuição de velocidades. Assim, os elétrons envolvidos na captura seriam aqueles com alta componente de momentum em suas funções de onda. Esses elétrons encon-

tram-se preferencialmente próximos ao núcleo e portanto esta colisão deverá se dar a pequenos parâmetros de impacto (comparados ao raio atômico). Estas são as principais características da aproximação OBK, que fornece para altas velocidades uma dependência da seção de choque na forma $v^{-12-2Z-2Z'}$. A forte dependência com os momentos angulares inicial e final origina-se na menor probabilidade de se encontrar elétrons com momentos angulares altos próximos ao núcleo. As transições s-s são portanto privilegiadas neste processo. Devemos notar ainda que o projétil é fracamente defletido, saindo preferencialmente na direção de incidência.

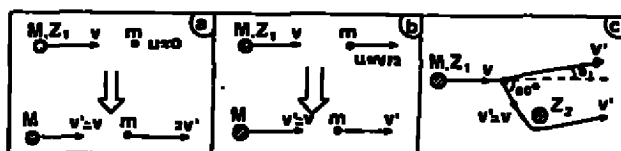


Figura 2

As aproximações de segunda ordem, por sua vez, consistem essencialmente em uma tradução quântica do mecanismo clássico idealizado por Thomas. A figura 2c ilustra o duplo espalhamento associado ao processo de segunda ordem. O elétron com velocidade muito menor que a velocidade do projétil é espalhado inicialmente a um ângulo de 60° . Este ângulo resulta da condição de tornar sua velocidade após a primeira colisão aproximadamente igual à velocidade do projétil. Após efetuar esta primeira colisão o elétron é espalhado elasticamente pelo núcleo do átomo alvo e emerge na mesma direção do projétil. Embora este seja um processo de segunda ordem, ele não necessita da restrição, necessária à aproximação OBK, de elétrons com alta componente de momento. Esta maior liberdade cinemática vai se refletir não somente em uma dependência mais fraca com a velocidade no limite assintótico ($\sigma \sim v^{-11}$) como também na eliminação da dependência dos momentos angulares inicial e final no expoente da velocidade, já que as funções de onda correspondentes a estes estados tem agora uma influência cinemática muito pequena.

Outra diferença importante com respeito à aproximação OBK é a deflexão do projétil devido à forte colisão binária no primeiro espalhamento. O ângulo de espalhamento do projétil é, neste caso, aproxima-

damenta (m/H) sen 60° e a distribuição angular dos íons que participaram do processo de captura apresenta um pico neste ângulo, denominado pico de Thomas.

A primeira observação experimental do pico de Thomas foi feita por E. Horsdal-Pedersen e colaboradores 1983 /6/. A figura 3 ilustra o dispositivo empregado /6/. Um feixe de prótons, após ser magneticamente analisado, entra em uma câmara gasosa (He no caso) e o feixe emergente de partículas neutras (separado do feixe carregado por um segundo campo magnético) incide em um detector sensível à posição. A figura (4) mos

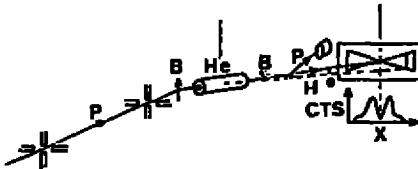


Figura 3

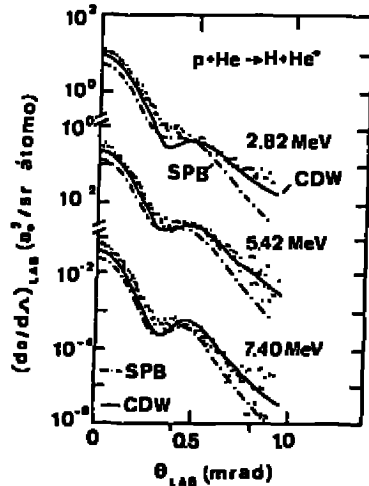


Figura 4

tra o resultado da experiência comparado aos previstos pela "Strong Potential Born Approximation" (SPB) e pela "Continuum Distorted Wave Approximation" (CDW) /7, 8/. Pode ser visto nesta figura que quando a energia aumenta, o pico de Thomas torna-se cada vez mais pronunciado em relação ao pico originário do processo de espalhamento simples ($\theta = 0^\circ$), ilustrando assim o progressivo domínio do duplo espalhamento na captura em altas velocidades.

A principal diferença entre a SPB e a aproximação de Born de segunda ordem (B2) está no tratamento dado aos elétrons do contínuo nos estados intermediários. Enquanto a B2 trata estes estados como livres, a SPB considera a distorção causada pelo potencial nuclear do alvo. O tratamento adequado do campo forte pela SPB resulta em um melhor acordo quando uma comparação com os resultados da experiência é feito.

A figura (5) ilustra esquematicamente um arranjo experimental possível para a determinação de seção de choque de captura K.

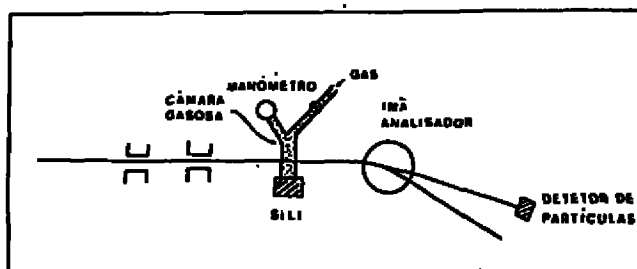


Figura 5

Um feixe de íons com carga q incide em uma câmara gasosa e o feixe emergente é posteriormente analisado magneticamente. O íon pode produzir vacâncias nas camadas internas dos átomos do gás ou por ionização direta ou por captura. O preenchimento destas vacâncias pode se dar por emissão de raios-X, que são detetados pelo detector Si-Li (por exemplo) ilustrado. A seção de choque de captura pode ser obtido fazendo-se uma coincidência entre os raios-X detetados e os íons de carga $q-1$ que capturaram um elétron na câmara gasosa.

A figura (6) ilustra os resultados experimentais /9/ para a captura K do Ar por prótons. Conforme pode ser visto nesta figura, a aproximação SPB reproduz de modo perfeitamente satisfatório os resultados experimentais, indicando a importância que o processo de duplo espalhamento tem, mesmo em energias mais baixas.

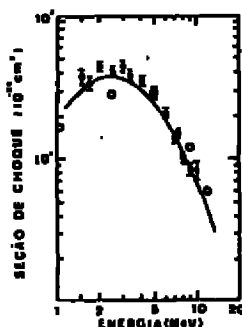


Figura 6

III - CAPTURA ELETRÔNICA NO CONTÍNUO (ECC)

Uma situação particular do processo de captura direta apresentado na seção anterior e que vem recebendo grande atenção desde sua observação pela primeira vez em 1970 /10/ é a captura eletrônica no contínuo /11-13/. Neste caso, o elétron é capturado em um estado do contínuo do projétil emergente, situação que pode ser visualizada como sendo equivalente a um elétron livre fortemente perturbado pela presença do campo coulombiano do projétil.

A forte atração que o projétil exerce sobre o elétron quando a velocidade relativa é pequena, provoca o aparecimento de uma cúspide na seção de choque diferencial em energia e ângulo do elétron. Se k é o módulo do vetor de onda do elétron no referencial do projétil, a normalização da função de onda Coulombiana para energias positivas fornece (para pequenos valores de k) $|\psi_k(0)|^2/|\psi_k(\infty)|^2 = 2\pi Z_1/a_0 k = 2\pi Z_1\pi/m_0 |\vec{v}_e - \vec{v}|$ onde \vec{v}_e e \vec{v} são respectivamente as velocidades do elétron e do projétil no referencial do laboratório. Assim, independentemente da teoria adotada para a descrição deste processo, uma cúspide aparece quando $v = v_e$. Como veremos a seguir, a assimetria desta cúspide está fortemente relacionado ao mecanismo de captura predominante.

Conforme vimos anteriormente, a cinemática do mecanismo de dupla colisão é razoavelmente insensível aos momentos angulares inicial e final do elétron ativo. A dependência com os momentos angulares é basicamente multiplicativa, refletindo sua influência na probabilidade do elétron ser encontrado em uma determinada região do espaço. Contribuições para a seção de choque provenientes de vários momentos angulares devem, portanto, ser esperadas /10/. Assim, a seção de choque diferencial em energia e ângulo pode ser expressa na forma $d^2\sigma/dv_e d\Omega_e = |F(v)/|\vec{v}_e - \vec{v}_0|| \sum_k P_k(\cos\theta)$ onde P_k representam os polinômios de Legendre e $\cos\theta = \hat{k} \cdot \vec{v} = (\vec{v}_e - \vec{v}) \cdot \vec{v} / |\vec{v}_e - \vec{v}|$. Se $v_e > v$ as contribuições dos momentos angulares ímpares é positiva enquanto que se $v_e < v$ a contribuição desses momentos angulares é negativa. Esta diferença resulta em uma assimetria na seção de choque diferencial em função da velocidade do projétil.

O mecanismo de colisão simples (OBK) por outro lado, favorece fortemente a captura em estados S já que a colisão se dá a pequenos parâmetros de impacto e a probabilidade de se encontrar elétrons com $l \neq 0$ nestas condições é pequena. Com as componentes de momento angular diferentes de zero contribuindo pouco, a cúspide será essencialmente simétrica. A forma da cúspide é portanto bastante sensível ao mecanismo dominante na captura.

A figura (7) mostra um arranjo experimental típico /13/ utilizado para a detecção de elétrons capturados no contínuo. Um feixe de íons incide em uma câmara gasosa situada imediatamente antes de um espectrômetro de elétrons. Os elétrons que são separados do feixe pelo campo do espectrômetro e têm velocidade e abertura angular apropriadas, são detetados por meio de um multiplicador de elétrons. O feixe de íons,

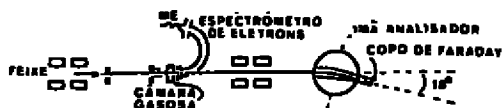


Figura 7

após perder os elétrons, é analisado magneticamente e monitorado em um copo de Faraday. A figura (8) ilustra o resultado obtido para um feixe de 12 MeV de C^{6+} incidente em H_2 /13/. O máximo da cuspide ocorre para elétrons com energia igual a mE/M , conforme esperado, e sua forma apresenta com clara assimetria indicando a forte contribuição do mecanismo de duplo espalhamento para a captura no contínuo.

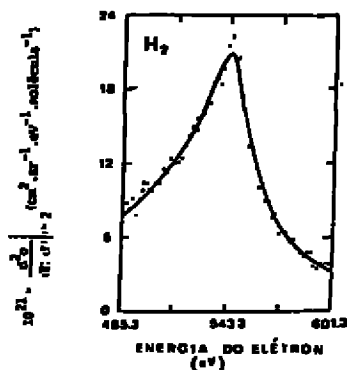


Figura 8

IV - CAPTURA ELETRÔNICA RADIATIVA (REC)

O mecanismo de captura eletrônica radiativa foi analisado pela primeira vez por Oppenheimer em 1928 /2/. Este mecanismo pode ser

considerado o inverso do efeito fotoelétrico e nele o núcleo alvo não assume nenhum papel significativo. Visto do referencial do projétil, conforme ilustra a figura (9), elétrons do alvo com energia cinética igual a $(m/M)E + \vec{p}_0 \cdot \vec{v}$ (\vec{p}_0 é o momentum linear do elétron em seu estado inicial) fazem uma transição do contínuo para um estado ligado do projétil, liberando energia sob forma de radiação eletromagnética com $\hbar\omega = (m/M)E + \vec{p}_0 \cdot \vec{v} + I_1 - I_0$. Pode ser mostrado /14/ que a seção de choque para a captura radiativa depende assintoticamente com a velocidade na forma $v^{-5-2L'}$ e portanto pode fornecer uma contribuição maior que a captura direta na região de altas velocidades.

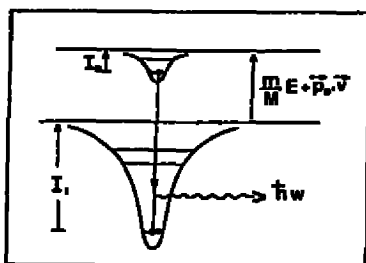


Figura 9

A observação da REC pode ser efetuada utilizando-se um arranjo experimental do tipo ilustrado na figura (5). Um feixe de íons (em geral pesado) incide em um alvo sólido ou gasoso (em geral leve) e o espectro dos raios-X originários da colisão é obtido em um detector de estado sólido. A figura (10) ilustra o espectro obtido (já convertido para seção de choque) quando um feixe de Xe com energia de 197 MeV/uma em um alvo de Berílio /15/. A figura indica o pico correspondente à REC mostrando que efetivamente sua energia é bem superior ao pico característico da linha K do Xe. A linha pontilhada é o resultado da superposição da REC nas camadas K e L do Xe enquanto que as linhas tracejadas e tracejada-pontilhada representam respectivamente os espectros de radiação contínua (bremsstrahlung) secundário e primário respectivamente. É interessante notar que o mecanismo de captura eletrônica radiativa proporciona o aparecimento de linhas de raios-X bem definidas e continuamente ajustáveis em energia, a "sintonia" sendo obtida pela variação de energia do feixe incidente.

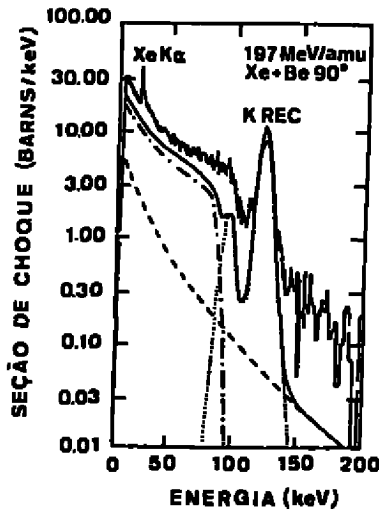


Figura 10

V - TRANSFERÊNCIA RESSONANTE E EXCITAÇÃO (RTE)

A transferência ressonante acompanhada de excitação é um processo descoberto recentemente (Tanis e colaboradores /16/) e que tem despertado grande interesse atualmente. O processo pode ser visualizado com auxílio da figura (11) na qual estão representados os níveis de energia do projétil e do alvo no referencial do projétil. Em princípio, o mecanismo é semelhante ao da captura radiativa. A diferença importante reside no fato de que a energia não é liberada sob forma de radiação eletromagnética mas sob forma de excitação de um elétron mais interno. É um processo que pode ser considerado como sendo inverso do mecanismo Auger de desexcitação (enquanto que a REC seria inverso ao efeito fotoelétrico). A probabilidade de ocorrência da RTE será máxima quando houver um casamento entre as energias transferida (pelo processo de captura) e de excitação, que ocorre quando a energia do projétil for igual a $E = (M/m)(I_0 + I_1 - 2I_2 - \vec{p}_0 \cdot \vec{v})$.

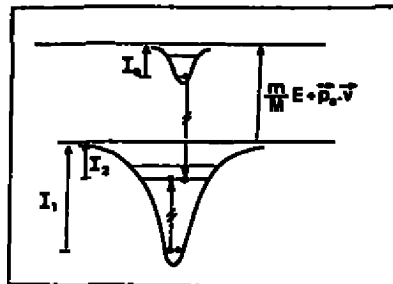


Figura 11

A figura (12) ilustra a dependência com a energia da seção de choque de produção de raios-X K do S quando um feixe de S^{13+} incide em He /17/. O raio-X é produzido pela desexcitação do elétron interno excitado durante a colisão. Na parte superior da figura está mostrada a seção de choque total ($\sigma_{K\alpha\beta}$), sem que se observe nenhum efeito de estrutura. Na parte inferior apenas os raios-X provenientes de projéteis que capturaram um elétron são considerados. Observa-se um primeiro máximo por volta de 30 MeV (captura direta e por dupla colisão) e um segundo máximo em aproximadamente 120 MeV característico da RTE. É interessante notar que a intensidade do segundo máximo é maior que a do primeiro mostrando a eficiência do efeito de correlação entre os dois elétrons no estado final para este processo.

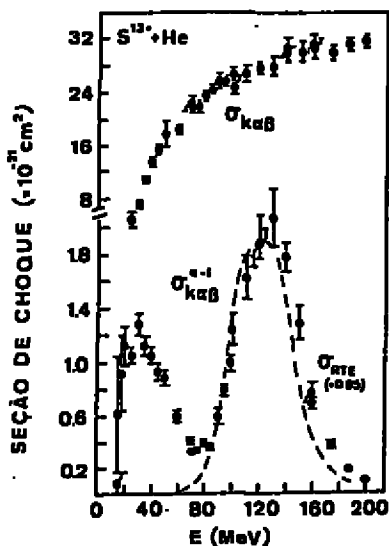


Figura 12

REFERÊNCIAS

- /1/ Bethe, H. Ann. Phys. 5 (1930) 325.
- /2/ Oppenheimer, J.R. Phys. Rev. 31 (1928) 349.
- /3/ Brinkman, H.C. and Kramers, H.A. Proc. Acad. Sci. Amsterdam 33 (1930) 973.
- /4/ Thomas, L.H. Proc. Roy. Soc. A114 (1927) 561.
- /5/ Drisko R.M. Ph.D. Thesis Carnegie Institute of Technology (1955).
- /6/ Horsdal-Pedersen E., Cocke C.L. and Stockli M., Phys. Rev. Lett. 50 (1983) 1910.
- /7/ Macek J.H. and Alston S. Phys. Rev. A26 (1982) 250.
- /8/ McGuire J.H., Stockli M., Cocke C.L., Horsdal-Pedersen E. and Sil H.C., Phys. Rev. A30 (1984) 89.
- /9/ Horsdal-Pedersen E, Cocke C.L., Rasmussen J.L., Varghese S.L. and Waggoner W., J. Phys. B: At. Mol. Phys. 16 (1983) 1799.
- /10/ Crooks, G.B. and Rudd M.E., Phys. Rev. Lett. 25 (1970) 1599.
- /11/ Meckbach W., Nemirovsky I.B. and Garibotti C.R., Phys. Rev. A24 (1981) 1793.
- /12/ Sellin I.A., Nucl. Inst. Meth. B10/11 (1985) 156.
- /13/ Glass, G.A., Engar P., Barry S.D., Breinig M., Deserlo R., Elston S.B. and Sellin I.A., Nucl. Inst. Meth. B10/11 (1985) 138.
- /14/ Shakeshaft R. and Spruch L., Rev. Mod. Phys. 51 (1979) 369.
- /15/ Anholt, R. Nucl. Inst. Meth. B10/11 (1985) 49.
- /16/ Tanis J.A., Shafroth S.M., Willis J.E., Clark M., Swenson J., Strait E.N. and Mowat J.R., Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 828.
- /17/ Tanis J.A., Bernstein E.H., Oglesby C.S., Grahana W.G., Clark M., Mc Farland R.H., Morgan T.J., Stockli M.P., Berkner K.H., Schlachter A.S., Stearns J.W., Johnson B.H., Jones K.W. and Meron M, Nucl. Inst. Meth. B10/11 (1985) 128.

*Trabalho parcialmente financiado pelo CNPq e FINEP.

FÍSICA NUCLEAR COM SONDAS ELETRÔMAGNÉTICAS

J.D.T. ARRUDA NETO

Laboratório do Acelerador Linear
Instituto de Física da Universidade de São Paulo

1. ELÉTRONS COMO "SONDAS" DO NÚCLEO

Não é minha intenção, "ab initio", seviciar o leitor com discursos sobre o óbvio. Contudo, nunca é demais lembrar que o elétron é a sonda ideal para a matéria nuclear devido a pelo menos três características.

Primeiro, tanto quanto se sabe, o elétron é uma partícula puntiforme sem estrutura interna. Portanto, qualquer estrutura observada no espalhamento do elétron estará relacionada à estrutura nuclear do núcleo alvo, e não há possibilidade de ser confundida com a estrutura do projétil (como no caso de espalhamento de hádrons).

Uma segunda característica muito útil origina-se do fato de que a força eletromagnética é a mais bem conhecida força da natureza, interagindo apenas com quarks. Desde que a matéria nuclear é uma "sopa" extremamente complicada, composta de partes aproximadamente iguais de quarks e gluons, é de um valor inestimável saber que o elétron "vê" somente o conteúdo de quarks. Por outro lado, as sondas hadrônicas, como os mésons π e prótons, interagem com os quarks e gluons e, dessa forma, fornecerão informações complementares. Contudo, resultados experimentais obtidos com hádrons são muito mais difíceis de interpretar em decorrên-

cia da estrutura interna dessas partículas.

Finalmente, a terceira característica é a seguinte: o elétron interage fracamente com a matéria. O espalhamento do elétron pelo núcleo se processa via a troca de um fóton virtual. "Approaches" teóricos com base em eventos de espalhamento-único funcionam muito bem, de tal forma que os resultados obtidos com espalhamento de elétrons podem ser interpretados com clareza e precisão. Além disso, uma vez que o espalhamento ocorre no interior do núcleo com a mesma probabilidade com que ocorre em sua superfície, o elétron "sonda" todo o volume nuclear.

2. POTENCIALIDADES DE ESTUDOS COM ELÉTRONS

Desde o advento dos aceleradores de elétrons, principalmente a partir da década de 50, assistimos a um crescimento enorme do acervo de informações provenientes de investigações com reações foto- e eletrônicas. Foram investigados, detalhadamente, um número muito grande de núcleos e níveis nucleares. Atualmente conseguiu-se muito maior precisão na resolução em energia, na estabilidade do feixe e na detecção de partículas, fazendo dos aceleradores de elétrons uma ferramenta muito precisa para as investigações de estrutura nuclear. Os experimentos já realizados incluem: medidas da distribuição de carga, no estado fundamental, com precisão de $\sim 1\%$; níveis rotacionais com resolução em energia menor que 50 KeV; distribuições de magnetização em núcleos de spin elevado; ressonâncias gigantes multipolares; espalhamento muito inelástico de elétrons e "quase livre"; reações foto- e eletrônicas, e seções de choque totais para fotoabsorção nuclear.

A riqueza desses dados e a "precisão" das interpretações teóricas aumentaram, de forma inestimável, nosso conhecimento com relação à estrutura dos núcleos e à interação efetiva de nucleons ligados.

Assim, verificamos que estudos modernos de estrutura nuclear são caracterizados por precisão e sofisticação; isto se deve, em grande medida, às sondas eletromagnéticas, as quais propiciam uma capacidade, sem precedentes, para a interpretação de experimentos microscopicamente. Em que pese essa formidável capacidade, comparativamente a outros projéteis, as medidas ainda se limitam, na sua quase totalidade, à categoria de "inclusivas" (cinemática incompleta).

Uma classe muito mais ampla de fenômenos pode ser investigada através de medidas fotonucleares em coincidência. Experiências com "tagged photons", para cuja produção é necessário um arranjo experimental de coincidência, foram recentemente "revitalizadas" em decorrência de um aumento substancial do fluxo desses fótons obtidos nos recentíssimos aceleradores de elétrons CW (operando com "duty cycles" de 100%). No que diz respeito às reações do tipo $(e, e'x)$, a imposição de coincidência entre o elétron espalhado (e') e a partícula emitida (x) remove, literalmente, a cauda radiativa elástica que é o principal obstáculo no estudo de excitações do continuum com espalhamento de elétrons. O padrão angular dos produtos de decaimento (x) permite a determinação, independente de modelo, das intensidades (strengths) multipolares e a reconstrução das correntes de transição. Relatos de casos concretos serão apresentados mais à frente, demonstrando as potencialidades e versatilidade das sondas eletromagnéticas em experimentos em coincidência.

3. ESPALHAMENTO INELÁSTICO DE ELÉTRONS

3A. (e, e') - INCLUSIVO

Para se ter uma idéia concreta dos recursos subjacentes a um estudo de espalhamento inelástico de elétrons em coincidência, é importante mencionar, em primeiro lugar, o espalhamento de elétrons inclusivo ("single-armed").

Discutiremos resultados em PWBA. Nessa aproximação considera-se que os elétrons incidentes e espalhados, pelo núcleo, são especificados por soluções de onda plana da equação de Dirac. Essas ondas planas interagem com a quadri-corrente nuclear $J_\mu(\vec{r}) = (\rho(\vec{r}), \vec{J}(\vec{r}))$, e nesse processo transferem ao núcleo o quadri-momentum $\Delta_\mu = (\omega, \vec{q})$. Em nossa notação: $\omega = E_e - E_{e'}$ é a energia de excitação nuclear, e $q = |\vec{k}_2 - \vec{k}_1|$ é o módulo do tri-momentum transferido ao núcleo.

No cálculo da seção de choque inclusiva os estados finais (que não são observados - Fig. 1) são todos somados. Assim, para um feixe de elétrons relativísticos de energia E_e , obtém-se (no sistema de laboratório)¹⁻³⁾

$$\frac{d\sigma_{e,e'}}{d\Omega_{e'}} = 4\pi\sigma_M \left[1 + 2E_e \sin^2\left(\frac{\theta_{e'}}{2}\right) / M_T \right]^{-1} F^2 \quad (1)$$

onde σ_M é a seção de choque de Mott, $\theta_{e'}$ é o ângulo de espalhamento e M_T é a massa do núcleo alvo. O fator entre colchetes, na eq. 1, leva em conta o recuo do núcleo, e F é o fator de forma nuclear; este consiste de dois termos: um longitudinal, F_L , e outro transversal, F_T . Mais especificamente temos,

$$F^2 = \left(\frac{\Delta v}{q}\right)^2 F_L^2 + \left(\frac{\Delta v}{2q^2} + \tan^2\left(\frac{\theta e'}{2}\right)\right) F_T^2 \quad (2)$$

onde:

$$F_L^2 = (2J_1 + 1)^{-1} \sum_{J=0}^{\infty} |\langle J_T \| \hat{A}_J(q) \| J_L \rangle|^2 \quad (3)$$

e

$$F_T^2 = (2J_1 + 1)^{-1} \sum_{J=1}^{\infty} \left\{ |\langle J_T \| \hat{T}_{JM}^{el}(q) \| J_L \rangle|^2 + |\langle J_T \| \hat{T}_{JM}^{mag}(q) \| J_L \rangle|^2 \right\} \quad (4)$$

Os operadores nas eqs. 3 e 4 são assim definidos:

$$\hat{A}_{JM}(q) = \int J_J(qr) Y_{JM}(\Omega) \hat{\rho}(\vec{r}) d\vec{r} \quad (5A)$$

$$\hat{T}_{JM}^{el}(q) = \frac{1}{q} \int d\vec{r} \left\{ \hat{\nabla}_\Lambda \left[J_J(qr) \hat{\nabla}_{JJ_1}^M(\Omega) \right] \right\} \cdot \hat{J}(\vec{r}) \quad (5B)$$

$$\hat{T}_{JM}^{mag}(q) = \int d\vec{r} \left[J_J(qr) \hat{\nabla}_{JJ_1}^M(\Omega) \right] \cdot \hat{J}(\vec{r}) \quad (5C)$$

onde $J_J(qr)$ são funções de Bessel de ordem J , $Y_{JM}(\Omega)$ são harmônicas esféricas, e $\hat{\nabla}_{JJ_1}^M(\Omega)$ são funções harmônicas esféricas ve toriais. Esses operadores (eqs. 5-A,B,C) são dados, em segunda quantização, em termos dos operadores densidade de carga nuclear, $\hat{\rho}(\vec{r})$, e corrente nuclear, $\hat{J}(\vec{r})$. Os operadores multipolares são operadores tensoriais irredutíveis de ordem J ; assim, os fatores de forma são expressos em termos dos elementos de matriz reduzida desses operadores (ver eqs. 3 e 4).

No chamado espalhamento de elétrons "prá frente" ($\theta_e \approx 30^\circ$)

somente os termos longitudinais da eq. 2 contribuem, de forma significativa, à seção de choque (eq. 1). Portanto, os multipolos coulombianos $\hat{A}_J(q)$ determinam a seção de choque. Além disso, apenas as transições multipolares elétricas são induzidas, uma vez que transições magnéticas surgem de termos transversais.

Os elementos de matriz coulombianos podem ser escritos da seguinte maneira:

$$\langle J_f \| \hat{A}_J(q) \| J_i \rangle = \int_0^\infty J_J(qr) \rho_{tr}(r) r^2 dr \quad (6)$$

onde ρ_{tr} é a "densidade de carga de transição" radial. Essa quantidade mede a parte da densidade de carga que contribui para a transição entre J_i e J_f . Para $J_i = 0$ temos que

$$\rho_{tr}(r) = (2J+1)^{\frac{1}{2}} \int d\Omega Y_{J0}(\Omega) \langle J0 | \hat{\rho}(r) | 00 \rangle . \quad (7)$$

Os elementos de matriz de transição, constantes das eqs. 3 e 4, dependem explicitamente do momentum transferido q . Por razões de ordem prática é interessante separar a dependência em q desses elementos de matriz, dependência essa que reflete tão somente a cinemática, da parte que depende apenas das propriedades intrínsecas do núcleo. Essas duas partes podem ser fatoradas no limite $q \rightarrow 0$; neste caso, as $J_J(qr)$ serão dadas por

$$J_J(qr) = \frac{(qr)^J}{(2J+1)!!}$$

e, dessa forma, q pode ser sacado fora das integrais das eqs. 5-A, B e C. Além disso, no limite $q \rightarrow 0$ verificamos que os ter-

mos coulombianos (longitudinais) e transversais elétricos são pro-
porcionais:

$$\langle r | T_{JM}^{E1}(q) | i \rangle = \frac{\omega}{q} \left(\frac{J+1}{J} \right)^{\frac{1}{2}} \langle r | \hat{M}_{JM}(q) | i \rangle \quad (8)$$

Em decorrência, poderemos definir os conhecidos elementos de ma-
triz reduzida para transições elétricas, $B(EJ)$, os quais dependem
apenas da estrutura nuclear e não do mecanismo inerente ao espa-
lhamento de elétrons:

$$B(EJ) = \frac{e^2}{(2J_1+1)} \lim_{q \rightarrow 0} \left\{ [(2J_1+1)!!]^2 q^{-2J} |\langle J_f || \hat{M}_J(q) || J_i \rangle|^2 \right\}. \quad (9)$$

No particular caso de transições de monopolo elétri-
co, $E0$, é necessário considerar um termo de ordem superior na
expansão de $J_J(qr)$, ou seja,

$$J_J(qr) = \frac{(qr)^J}{(2J+1)!!} \left\{ 1 - \frac{\frac{1}{2}(qr)^2}{(2J+3)} \right\}, \quad \text{e para } J=0 \text{ temos}$$

$$J_0(qr) = -\frac{1}{6}(qr)^2; \quad \text{logo,}$$

$$B(E0) = \frac{e^2}{(2J_1+1)} \lim_{q \rightarrow 0} \left\{ 4\pi \cdot 36q^{-2} |\langle J_f || \hat{M}_0(q) || J_i \rangle|^2 \right\}. \quad (10)$$

As transições de $E0$ são particularmente importantes, principal-
mente quando estão associadas à Ressonância Gigante de Monopolo.
Medindo-se $B(E0)$ poderemos obter a frequência de vibração do
modo monopolar e, conseqüentemente, determinar a compressibilidade
de nuclear; esta informação é importante, notadamente na elabora-
ção de modelos a respeito da natureza das estrelas de nêutrons.

Os fatores de forma definidos através das equações 3 e 4 podem ser expressos em função dos B's :

$$F_L^2(q) = \sum_{J=0}^{\infty} \frac{q^{2J}}{[(2J+1)!!]^2} B(CJ, q) \quad (11)$$

$$F_T^2(q) = \sum_{J=1}^{\infty} \left(\frac{J+1}{J}\right) \frac{q^{2J}}{[(2J+1)!!]^2} [B(EJ, q) + B(MJ, q)] \quad (12)$$

Um dos principais objetivos de uma investigação experimental de (e, e') é a determinação dos B's, nos quais está contida toda a informação da estrutura nuclear do nuclídeo alvo. A forma mais usual, para a delineação do B's, é através de medidas de $d\sigma_{e, e'}/d\Omega_{e'}$, em função de q , para um determinado nível nuclear (ω fixo). Ajustando-se os pontos do gráfico $(d\sigma_{e, e'}/d\Omega_{e'}) \times q$, que são proporcionais a $F^2(q) \times q$, via um dado modelo nuclear extraímos o B associado à excitação do nível nuclear em questão. As Refs. 1-3 são excelentes resenhas de (e, e') , em particular a Ref. 3, onde um grande número de exemplos são discutidos. Contudo, selecionamos para esta discussão um caso bastante representativo. Na Fig. 2 temos as seções de choque de espalhamento inelástico de elétrons de 248,2 e 502,0 MeV, em função de q , que levaram à excitação do primeiro nível do $^{208}\text{Pb}^{4)}$: o nível vibracional $3^-(2,61 \text{ MeV})$. Com base no formalismo acima descrito verificamos que a seção de choque obtida (Fig. 2) é proporcional a (na região de q 's pequenos)

$$\alpha_M q^6 B(E3), \quad \text{onde} \quad B(E3) = \frac{7}{4\pi} \left| \int r^3 \rho_{tr}(r) dr \right|^2$$

A densidade de carga de transição para o primeiro nível excitado

do ^{208}Pb , $\rho_{tr}(r)$, que melhor ajustou os pontos da Fig. 2, é mostrada na Fig. 3 juntamente com resultados teóricos obtidos em RPA^{5,6}).

Contrariamente ao que ocorre com as vibrações, os níveis de uma banda rotacional são muito pouco espaçados (espaçamentos da ordem de centenas de KeV). Desta forma, o estudo experimental desses níveis requer resolução muito boa, conforme pode ser constatado através dos resultados de espalhamento elástico e inelástico do ^{152}Sm ⁷⁾, levando à excitação dos níveis rotacionais $2^+(0,122 \text{ MeV})$ e $4^+(0,367 \text{ MeV})$ - Fig. 4. Resultados como esse demonstram a grande habilidade do espalhamento de elétrons em funcionar como um "microscópio", para a localização espacial das densidades de transição.

A categoria de experimentos que mais prosperou em quantidade/qualidade e relevância científica, nos últimos 15 anos, foi a de espalhamento de elétrons no contínuo, notadamente na região de energias de excitação das ressonâncias gigantes multipolares e, mais recentemente, da ressonância nucleônica Δ (Fig. 5). Contudo, o problema mais sério, e incontornável, na obtenção da seção de choque de excitação nuclear é o da subtração do fundo de origem radiativa (a "cauda de radiação") que, para núcleos pesados, chega a ser algumas ordens de grandeza maior que essa seção de choque (nuclear), conforme ilustrado na Fig. 6 para a reação $^{238}\text{U}(e,e')$. Por outro lado, quando se deteta o elétron espalhado em coincidência com a partícula que decai, o fundo radiativo é literalmente removido: discutiremos "coincidências" a seguir. Mas antes, convém lembrar outras limitações das reações (e,e') inclusivas: por exemplo, sem a detecção da partícula que decai da ressonância gigante (RG) que foi excitada, não há como obter in-

formações completas para o estudo das funções de onda das RG. Além disso, é difícil diferenciar excitações de E0 das de E2 uma vez que a dependência em q dos fatores de forma é basicamente a mesma para E0 e E2.

3B) (e, e' x) - EXCLUSIVO (coincidência)

A seção de choque para espalhamento de um elétron de um estado inicial (com momento \vec{k}_1) a um estado final (\vec{k}_2) e com a emissão de uma partícula x pelo núcleo é dado por⁸⁾ (cinemática representada na Fig. 7):

$$d\sigma = \frac{2\pi}{\left(\frac{1}{\Omega} \frac{k_1}{E_e}\right)} \delta(W_f - W_i) \sum_I \sum_F |\langle F | H | I \rangle|^2 \frac{\Omega d\vec{k}_2}{(2\pi)^3} \frac{\Omega d\vec{p}_x}{(2\pi)^3} \quad (13)$$

o sistema de referência é o de laboratório onde Ω é o volume de normalização; $\frac{\Omega d\vec{k}_2}{(2\pi)^3}$ e $\frac{\Omega d\vec{p}_x}{(2\pi)^3}$ dão os espaços de fase das partículas finais (e' e x , respectivamente); $\left(\frac{1}{\Omega} \frac{k_1}{E_e}\right)$ é o fluxo incidente; W_i e W_f representam as energias totais inicial e final do sistema, e \sum_I indica que se está tomando uma média sob todos os estados iniciais. Em aproximação de Born (troca de um fóton), os elementos de matriz da Hamiltoniana de interação eletromagnética, H , são dados por

$$\langle F | H | I \rangle = - \int d\vec{r} \langle \vec{k}_2 | J_\mu(\vec{r}) | \vec{k}_1 \rangle \frac{4\pi\alpha}{A^2} \langle r_{A-1}, \vec{p}_x | J_\nu(\vec{r}) | 1_A \rangle \quad (14)$$

onde: $\Delta_\mu = (\vec{q}, i\omega) = k_{1\mu} - k_{2\mu}$; J_μ é a corrente nuclear; $|1_A\rangle$ é o estado inicial dos A nucleons do núcleo e $|r_{A-1}, \vec{p}_x\rangle$ o estado final dos $A-1$ nucleons mais a partícula emitida. Para os ele

mentos de matriz da corrente de elétrons J_μ temos que

$$\langle \vec{k}_2 | J_\mu(\vec{r}) | \vec{k}_1 \rangle = \frac{1}{\Omega} \exp(i\vec{q} \cdot \vec{r}) \bar{u}(\vec{k}_2) \gamma_\mu u(\vec{k}_1) \quad (15)$$

sendo u o spinor de Dirac. Substituindo em (14):

$$\langle f | H | i \rangle = -\frac{i}{\Omega} \bar{u}(\vec{k}_2) \gamma_\mu u(\vec{k}_1) \frac{4\pi\alpha}{\Delta_\mu^2} \int d\vec{r} \exp(i\vec{q} \cdot \vec{r}) \langle f_{A-1}, \vec{p}_x | J_\mu(\vec{r}) | i_A \rangle ;$$

uma vez que $|i_A\rangle$ e $|f_{A-1}, \vec{p}_x\rangle$ são auto-estados do momento é possível fazer a integração em \vec{r} , resultando em (os detalhes encontram-se na Ref. 8):

$$\langle f | H | i \rangle = -4\pi\alpha \frac{\delta(\vec{p}_x + \vec{S}', \vec{q} + \vec{S})}{\Delta_\mu^2} i \bar{u}(\vec{k}_2) \gamma_\mu u(\vec{k}_1) \langle f_{A-1}, \vec{p}_x | J_\mu(0) | i_A \rangle \quad (16)$$

onde \vec{S} e \vec{S}' são os momentos do núcleo inicial e final (residual), respectivamente. Substituindo (16) em (13) (lembrando que $\omega = E_e - E_{e'}$):

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_{e'} d\Omega_x d\omega} = \frac{2\alpha^2}{\Delta_\mu^4} \frac{k_2}{k_1} \frac{p_x E_x}{M} N \quad (17)$$

onde $N = \eta_{\mu\nu} W_{\mu\nu}$ foi decomposto em uma parte, $\eta_{\mu\nu}$, que contém apenas a cinemática e outra, $W_{\mu\nu}$, de estrutura nuclear:

$$\eta_{\mu\nu} = k_{1\mu} k_{2\nu} + k_{2\mu} k_{1\nu} + \frac{1}{2} \Delta_\mu^2 \delta_{\mu\nu}$$

e

$$W_{\mu\nu} = \Omega^2 \sum_i \sum_f \delta(p_{x\mu} + S'_\mu - \Delta_\mu - S_\mu) \cdot \langle f_{A-1}, \vec{p}_x | J_\mu(0) | i_A \rangle \langle f_{A-1}, \vec{p}_x | J_\nu(0) | i_A \rangle^* \quad (E) \quad (18)$$

sendo $S_{\mu}^2 = S^2 - E^2 = -M^2$; M e E massa e energia do núcleo inicial. $W_{\mu\nu}$, que é um tensor de segunda ordem, pode ser reescrito em termos de quatro fatores de forma generalizados, $W_{1,2,3,4}$, todos escalares e funções de quatro escalares independentes: Δ_{μ}^2 , $q.S$, $q.p_x$ e $p_x.S$. Portanto⁸⁾:

$$W_{\mu\nu} = \delta_{\mu\nu} W_1 + \frac{S_{\mu} S_{\nu}}{M^2} W_2 + \frac{\frac{1}{2}(S_{\mu} p_{x\nu} + p_{x\mu} S_{\nu})}{-p_x.S} W_3 + \frac{p_{x\mu} p_{x\nu}}{m^2} W_4 \quad (19)$$

m é a massa da partícula emitida ($p_{x\mu}^2 = -m^2$).

No sistema de referência de laboratório, onde o núcleo inicial encontra-se em repouso ($S_{\mu} = \delta_{\mu 4} iM$), é mais conveniente redefinir um novo conjunto de fatores de forma que incluam os já conhecidos fatores de forma longitudinal e transversal do espalhamento inelástico de elétrons inclusivo (e, e'):

$$N = V_L(\theta_{e'}) W_L + V_T(\theta_{e'}) W_T + V_I(\theta_{e'}, \varphi_x) W_I + V_S(\theta_{e'}, \varphi_x) W_S \quad (20)$$

onde os novos fatores de forma são:

$$\left. \begin{aligned} W_L &= \frac{-q^2}{\Delta_{\mu}^2} W_1 + \frac{q^4}{\Delta_{\mu}^4} \left(W_2 + C W_3 + \frac{E_x^2}{m^2} C^2 W_4 \right) \\ W_T &= 2W_1 \\ W_I &= \frac{-p_x}{E_x} \cdot \frac{q^2}{\Delta_{\mu}^2} \sin \theta_x \left(W_3 + \frac{2E_x^2}{m^2} C W_4 \right) \\ W_S &= \frac{p_x^2}{m^2} \sin^2 \theta_x W_4 \\ C &= 1 - \left(\frac{\omega p_x}{q E_x} \right) \cos \theta_x \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

e os fatores cinemáticos:

$$\left. \begin{aligned}
 v_L(\vartheta_{e'}) &= \frac{\Delta^4}{q^4} \beta \\
 v_I(\vartheta_{e'}) &= \frac{\Delta^2}{2q^2} (\beta + q^2) \\
 v_I(\vartheta_{e'}, \varphi_x) &= (E_e - E_{e'}) \left[v_L(\vartheta_{e'}) \frac{\Delta^2}{2q^2} \right] \cos \varphi_x \\
 v_S(\vartheta_{e'}, \varphi_x) &= \frac{\Delta^2}{2q^2} (2\beta \cos \varphi_x + q^2) \\
 \beta &= 2k_1 k_2 \cos^2 \left(\frac{\vartheta_{e'}}{2} \right)
 \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

Além dos termos longitudinal e transversal ($v_L w_C$ e $v_I w_I$) de (e, e') , na seção de choque para $(e, e'x)$ temos duas contribuições adicionais: $v_S w_S$, resultante do termo de corrente que é proporcional à componente transversal de \vec{p}_x , e $v_I w_I$, devido à interferência entre a interação Coulombiana e a transversal.

A dependência, em particular, de cada uma das funções cinemáticas (os v 's - eq. 22) nas variáveis cinemáticas ($E_e, E_{e'}, \vartheta_{e'}, \varphi_x$) possibilita a determinação das funções de estrutura (as w 's - eq. 21) as quais contém toda a informação disponível a cerca da estrutura nuclear. A dependência explícita dos termos $v_I w_I$ e $v_S w_S$ no ângulo azimutal φ_x (ver Fig. 7), mostra que poderemos ter acesso a esses termos somente através de experimentos exclusivos (coincidência). Contudo, devemos enfatizar que a riqueza das informações proveniente de experimentos em coincidência, não se origina apenas do fato de que se obtém um conhecimen

to mais completo dos mecanismos de excitação, ou de que a cauda da radiação é removida. Ela, a riqueza das informações, também se origina da possibilidade de explorar os diferentes caminhos se guidos pelo sistema em direção ao equilíbrio.

4. CASOS EXEMPLARES DE EXPERIMENTOS EXCLUSIVOS

Embora em pequeno número, os resultados de $(e, e' x)$ disponíveis são suficientes para atestar cabal e didaticamente as potencialidades desse tipo de investigação. A escassez de resultados é decorrência do fato de que, atualmente, apenas dois laboratórios possuem acelerador de elétrons CW (100% de "duty factor"): Illinois e Mainz. Além disso, mesmo esses dois únicos Linacs-CW não estão funcionando a pleno vapor, visto que grande parte do "tempo de máquina" está sendo utilizada para o desenvolvimento e/ou "upgrade" desses Linacs.

O primeiro Linac-CW a entrar em funcionamento, na década de 70, foi o Recyclotron supercondutor da Universidade de Stanford. Os primeiros dados de $(e, e' x)$ foram obtidos a partir de 1978 e o trabalho foi por nós concluído em 1980: a reação investigada foi $^{12}\text{C}(e, e' p)^{11}\text{B}$ na região das ressonâncias gigantes⁹⁾. Apresentaremos este trabalho em primeiro lugar por ter sido, até então, único no gênero e ter possibilitado o desenvolvimento de técnicas que agora são utilizadas em Mainz e Illinois. Infelizmente, o Recyclotron de Stanford foi desativado, para Física Nuclear, em 1983.

4.1. $^{12}\text{C}(e, e'p)$

O decaimento por emissão de prótons da Ressonância Gigante de Dipolo (RGD) do ^{12}C foi investigado, em Stanford, através de medidas de coincidência em dois canais^{9,10}: $^{12}\text{C}(e, e'p_0)^{11}\text{B}(\text{g.s.})$ e $^{12}\text{C}(e, e'p_1)^{11}\text{B}(2,1 \text{ MeV})$, para dois momentos transferidos. Alguns espectros de prótons, para várias energias de excitação ω , são mostrados na parte superior da Fig. 8; na parte inferior dessa mesma figura temos as seções de choque inclusiva para $^{12}\text{C}(e, e')$, e a seção de choque de coincidência $^{12}\text{C}(e, e'p)$: a supressão da cauda de radiação, quando se impõe coincidência entre e' e p , é notável. Uma inspeção das funções de excitação para os dois canais de decaimento, p_0 e p_1 , indica que essas funções são dominadas por estados diferentes na RGD do ^{12}C . O estudo da dependência com ω dos yields de p_0 e p_1 , e a variação das correlações angulares (Fig. 9) com q , sugerem que a configuração dominante $d_{5/2}(p_{3/2})^{-1}$ da RGD é a responsável por decaimentos no canal p_0 , enquanto que um segundo estado, provavelmente a configuração de spin-flip $d_{3/2}(p_{3/2})^{-1}$, decai via o canal p_1 e aumenta sua intensidade com o aumento de q . A constatação da existência desses dois "doorways" da RGD só foi possível num experimento a cinemática completa, como o descrito acima, utilizando elétrons como projéteis (absorção de fótons virtuais).

De fato, cálculos microscópicos^{11,14} mostram que a seção de choque para absorção de fótons reais, pelo ^{12}C , deve estar concentrada em um único estado dominado pela configuração $d_{5/2}(p_{3/2})^{-1}$ em $\omega = 23 \text{ MeV}$. Assim, as funções de excitação para p_0 e p_1 deveriam exibir a mesma dependência com ω - mas isto não

ocorre (ver Fig. 8); o yield de p_0 tem pico em ~ 23 MeV enquanto que o de p_1 apresenta um máximo em ~ 24.5 MeV. Essa diferença não pode ser atribuída a "efeitos de barreira". Por outro lado, cálculos partícula-buraco com camada fechada^{11,12)} predizem a ocorrência de concentração de "strength" de spin-flip $d_{3/2}(p_{3/2})^{-1}$, no ^{12}C , em ~ 24 MeV; contudo, esse "strength" é cerca de 1% do verificado para o estado de 23 MeV, tornando sua observação impossível em reações com fótons reais - neste particular, os elétrons como projéteis funcionam como uma lente de aumento para a observação de efeitos tão pequenos como esse.

Inúmeros outros detalhes referentes à Física Nuclear extraída desse estudo encontram-se nas refs. 9 e 10.

4.2. $^{28}\text{Si}(e, e'p)$

Na esteira da metodologia experimental que desenvolvemos em Stanford, o grupo Heidelberg/Mainz iniciou um estudo sistemático de núcleos leves, sendo o ^{28}Si o primeiro já com dados preliminares. No ^{28}Si , bem como em outros sistemas leves, o decaimento se processa através de muitos canais. Na Fig. 10¹⁵⁾ temos o espectro de energia dos prótons que decaem, via $^{28}\text{Si}(e, e'p)$, para vários níveis discretos do ^{27}Al - a "nitidez" do espectro, associada a uma cinemática muito bem determinada, nunca foi obtida antes do advento das medidas em coincidência com Linacs-CW, ou com a utilização de sondas hadrônicas.

A análise desses resultados ainda não foi concluída, mas podemos antecipar que a qualidade dos dados, exibidos na Fig. 10, permite a obtenção de informações concernentes à estrutura das excitações partícula-buraco; estas, por sua vez, propiciam o

teste de teorias de muitos corpos. Convém lembrar que em uma reação do tipo $(e, e'p)$ medimos, basicamente, as transformações de Fourier das "funções de onda de buracos" nos núcleos. Considerando que no continuum o próton é uma onda plana, o elemento de matriz de transição para a ejeção do próton, através da interação Coulombiana, é simplesmente proporcional a

$$\int e^{i(\vec{k} + \vec{q}) \cdot \vec{r}} \varphi_i(\vec{r}) d\vec{r} ; \text{ daqui pode-se estudar a estrutura es}$$

pacial (e o "lifetime") de estados de buracos "deep-lying" e, conseqüentemente, testar hipóteses de estrutura de camadas.

4.3. $^{12}\text{C}(e, e'\gamma)$

Dos experimentos em coincidência, $(e, e'\gamma)$ é único: a reação e os canais de decaimento são, simultaneamente, eletromagnéticos. Assim, a precisão desses experimentos é "impermeável" às limitações das interações de estado final, tornando-os a sonda eletromagnética definitiva.

A primeira investigação de estrutura nuclear, utilizando $(e, e'\gamma)$, foi o estudo do estado de 4,4 MeV ($J^\pi = 2^+$) do ^{12}C ¹⁶. Na Fig. 11 temos um esquema do arranjo experimental utilizado pelo grupo da Universidade de Illinois.

Esse estado (4,4 MeV) do ^{12}C foi investigado repetidamente através de (e, e') -inclusivo, e os fatores de forma longitudinal (eq. 3) e transversal (eq. 4) foram separados, do fator de forma experimental (eq. 2), através do conhecido método de Rosenbluth. Por outro lado, a reação $(e, e'\gamma)$ propicia um método alternativo, e mais preciso, para a separação dos fatores de for

ma através do termo de interferência $V_I W_I$ (eq. 20); adicionalmente, e mais importante, obtém-se o "sinal relativo" entre os dois fatores de forma (F_L e F_T). Por exemplo, determinou-se $F_T^2/F_L^2 = 5,8 \times 10^{-3}$; para essa razão, o padrão quadrupolar da distribuição angular (em torno do eixo q), para $F_T^2 = 0$, roda de $2,3^\circ$. O sentido de rotação é horário (curva tracejada da Fig. 13) se F_T e F_L tiverem o mesmo sinal, e anti-horário se tiverem sinais diferentes. Neste particular, o estudo deste estado do ^{12}C constitui a aplicação não trivial mais simples da reação $(e, e'\gamma)$ em coincidência. Foi observada, nitidamente, uma rotação no sentido horário (curva cheia da Fig. 13), mostrando que o sinal relativo é negativo. Essa fase indica que o fator de forma transversal, para q's pequenos, é dominado pela corrente de convecção, em consonância com o que foi determinado teoricamente²¹⁾.

Finalmente, os dados exibidos na Fig. 13 demonstram, de forma convincente, que distribuições angulares podem ser obtidas com altíssima precisão; mais ainda, ficou evidente que distúras ínfimas do fator de forma transversal, no fator de forma total, podem ser percebidas e quantificadas.

Estudos pilotos em Illinois, ainda não publicados, demonstraram a exeqüibilidade em se isolar o fator de forma $E2/M1$ no estado de 6,33 MeV do ^{15}N . Essa transição, bem como inúmeras outras em sistemas nas proximidades de núcleos de camadas duplamente fechadas, são fundamentais na elucidação de questões de "multos corpos no núcleo", tais como o problema da "polarização de caroço". Em energias mais altas, a utilização de $(e, e'\gamma)$ é decisiva para se isolar, sem ambigüidades, o fator de forma quadrupolar longitudinal (de carga) do delta no núcleo e no nucleon propriamente dito. Essa medida pode determinar a distorção da "nu-

cleon bag" quando esta estiver livre ou imersa no meio nuclear.

4.4. $^{238}\text{U}(e,e'f)$

Escolhemos este último exemplo por duas razões. Em primeiro lugar, é um núcleo do extremo superior da Tabela Periódica onde o canal de fissão é apreciável. Em segundo lugar, devido à natureza controvertida do decaimento por fissão de Ressonância Gigante de Quadrupolo isoescalar (RGQ) nos actínídeos, e em particular no ^{238}U (na Ref. 22 apresentamos um apanhado global desse problema).

Uma medida em coincidência do tipo $(e,e'f)$ não permite uma separação multipolar, sem ambigüidades, dos fatores de forma porque, para energias de excitação $\omega \geq 8$ MeV as correlações angulares são isotrópicas. Recentemente²⁰⁾, ainda na fase de resultados preliminares, o grupo Mainz/Giessen mediu $(e,e'f)$ para o ^{238}U e ^{235}U , utilizando o MAMI (CW-Mainz-Microton). A grande contribuição desse grupo foi o desenvolvimento de um método que permite a decomposição multipolar, da seção de choque de $(e,e'f)$, independente de modelo.

Na Fig. 14 temos os espectros de fissão decompostos segundo E1, E2/E0 e E3. No espectro E2/E0, o pico em 10 MeV corresponde às transições de E2, enquanto que E0 tem um máximo em ~ 14 MeV. A concentração de "strength-E2", entre 8 e 12,2 MeV, é de aproximadamente 28% da regra da soma de E2 ponderada em energia (EWSR). Para entender a importância desse resultado é necessário lembrar alguns resultados anteriores. O primeiro estudo experimental do decaimento por fissão da RGQ no ^{238}U foi concluído, neste Laboratório, em 1977; deduzimos uma intensidade-E2

de ~50% da EWSR entre 5 e 20 MeV, somente para o canal de fissão, em contraste com o bem estabelecido 22% de intensidade-E1. Esse resultado, de certa forma inesperado, sugere que o decaimento por fissão da RGQ deve se processar via uma componente direta apreciável. A publicação desse resultado em 1978²³⁾ induziu um surto de experimentos em inúmeros laboratórios do exterior (Glessen, Stanford, Berkeley, Illinois, Groningen e Indiana), cujo objetivo era o de determinar a intensidade-E2 na fissão do ^{238}U ; foram utilizados projéteis hadrônicos (α e ^6Li) e eletromagnéticos (vide resenha na Ref. 22) - os resultados, incluindo os nossos, situam-se entre 0% e 50% de intensidade-E2 (!!).

O experimento realizado em Mainz é o mais completo em todos os aspectos: cinemática, resolução, estatística de contagens e análise dos dados (independente de modelo). Incluindo-se a intensidade-E2 localizada abaixo de 8 MeV, e de 12,2 a ~16 MeV, o valor acima mencionado de 28% eleva-se a ~40%, bem próximo (considerando-se as incertezas) ao valor que obtivemos neste Laboratório (~50%) através de um experimento inclusivo com bem maiores limitações²³⁾.

5. COMENTÁRIOS FINAIS

As características comuns a todos os exemplos (medidas em coincidência) aqui comentados são:

(1^a) supressão da cauda de radiação (e de outros backgrounds);

(2^a) possibilidade de estudo de canais de decaimento individuais com grandes detalhes;

(3ª) possibilidade de decompor as seções de choque segundo as contribuições de multipolaridades individuais, através da análise de distribuições angulares.

Finalmente, é desnecessário enfatizar a necessidade de construção de Linacs-CW. É consenso, da comunidade científica internacional, que na próxima década os laboratórios (que desenvolvem Física Foto- e Eletronuclear) que abrigam Linacs convencionais, de baixo "duty cycle", estarão condenados a desenvolver projetos de pesquisa de relevância científica duvidosa.

REFERENCIAS

- (1) T. de Forest e J.D. Walecka, Adv. Phys. 15, 1 (1966).
- (2) H. Überall, "Electron Scattering from Complex Nuclei", Academic Press, New York (1971) - 2º vol.
- (3) T.W. Donnelly e J.D. Walecka, Ann. Rev. Nucl. Sc. 25, 329 (1975).
- (4) J.H. Heisenberg e I. Sick, Phys. Lett. 832, 249 (1970).
- (5) V. Gillet et al., Phys. Lett. 11, 44 (1964); Nucl. Phys. 88, 321 (1966).
- (6) J. Blomqvist, Phys. Lett. 828, 22 (1968).
- (7) W. Bertozzi et al., Phys. Rev. Lett. 28, 1711 (1972).
- (8) T. de Forest, Annals of Physics 45, 365 (1967).
- (9) J.R. Calarco, A.M. Sandorfi, J.D.T. Arruda-Neto et al., Workshop on Nuclear Structure with Medium Energy Probes, Los Alamos Scientific Laboratory, Los Alamos, USA, Janeiro/80.
- (10) J.R. Calarco, K. Wienhard, J.D.T. Arruda-Neto et al., Phys. Lett. 8146, 179 (1984).
- (11) N. Vinh-Mau e G.E. Brown, Nucl. Phys. 29, 89 (1962).
- (12) T.W. Donnelly, Phys. Rev. C1, 833 (1970).
- (13) J. Birkhoiz, Nucl. Phys. A189, 385 (1972).
- (14) D.G. Mavis, Ph.D. Thesis, Stanford University, 1977 (não publicado).
- (15) K.T. Knopfle - comunicação particular.
- (16) C.N. Papanicolas et al., Phys. Rev. Lett. 54, 26 (1985).
- (17) R. Pitthan et al., Phys. Rev. C21, 28 (1980).
- (18) J. van der Plicht et al., Phys. Rev. Lett. 42, 1121 (1979), e Nucl. Phys. A346, 349 (1980).
- (19) R.G. Aillas et al., Nucl. Phys. 58, 122 (1964).
- (20) U. Kneissl e H. Ströher - comunicação particular.
- (21) D. Cha, Phys. Rev. C21, 1672 (1980).
- (22) J.D.T. Arruda Neto et al., Nucl. Phys. A349, 483 (1980) e Nucl. Phys. A389, 378 (1982).
- (23) J.D.T. Arruda Neto et al., Phys. Rev. C18, 863 (1978).

LEGENDAS DAS FIGURAS

- Fig. 1 - Cinemática do espalhamento inelástico de elétrons inclusivo, onde apenas o elétron espalhado é observado. O núcleo residual (S') e o nucleon emitido (X) não são observados.
- Fig. 2 - Seções de choque do espalhamento inelástico (e,e') para o primeiro estado excitado do $^{208}\text{Pb}^{4)}$. Os dados foram obtidos para elétrons incidentes de 248,2 e 502,0 Mev.
- Fig. 3 - Densidade de carga de transição para o primeiro estado excitado do $^{208}\text{Pb}^{4)}$, deduzida a partir dos resultados experimentais mostrados na Fig. 2. As curvas tracejadas são cálculos em RPA^{5,6)}.
- Fig. 4 - Fatores de forma elástico (0^+) e inelástico ($2^+, 4^+$) para a banda rotacional do estado fundamental do $^{152}\text{Sm}^{7)}$.
- Fig. 5 - Representação pictórica da seção de choque total de fotoabsorção nuclear.
- Fig. 6 - Seção de choque diferencial, em função da energia de excitação ω , para espalhamento inelástico inclusivo de elétrons¹⁷⁾ e de alfas¹⁸⁾. Em ambos os casos o background é bastante intenso (observe a supressão da escala no espectro de elétrons).
- Fig. 7 - Cinemática da reação $A(e,e'x)B$ - espalhamento inelástico de elétrons exclusivo (em coincidência).

Fig. 8 - Parte superior: uma amostra de 3 espectros de prótons em coincidência, para vários ω com $\Delta\omega = 150$ keV. O parâmetro η é a eficiência relativa do canal-elétron. Os backgrounds, originados de coincidências acidentais, estão representados pelas linhas cheias. Parte inferior: comparação entre as seções de choque para $^{12}\text{C}(e,e')$ e $^{12}\text{C}(e,e'p)$, onde observa-se a supressão da cauda de radiação no espectro de coincidências.

Fig. 9 - Correlações angulares dos canais de decaimento p_0 e p_1 (detalhes no texto) para elétrons incidentes de energias 86 e 126 MeV. A curva tracejada foi calculada com fatores de forma teóricos¹²⁾, largura de 3 MeV para a RGD, e o coeficiente fotonuclear a_2 obtido experimentalmente¹⁹⁾.

Fig. 10 - Distribuição de energia dos prótons emitidos na reação $^{28}\text{Si}(e,e'p)^{27}\text{Al}$. O decaimento para estados discretos do ^{27}Al é evidente.

Fig. 11 - Distribuições angulares previstas, e a geometria experimental, para medidas da reação $^{12}\text{C}(e,e'\gamma)$.

Fig. 12 - Diagrama de níveis de energia (a) e diagramas de Feynman (b-d) relevantes para a reação $(e,e'\gamma)$.

Fig. 13 - Distribuição angular de $^{12}\text{C}(e,e'\gamma)$. As curvas correspondem a duas escolhas possíveis para a fase relativa de F_T/F_L . A concordância dos dados com a curva referente à fase negativa é óbvia.

Fig. 14 - Espectros em coincidência da reação $^{238}\text{U}(e,e'f)$ separados, via um método independente de modelos²⁰⁾, segundo os vários múltiplos envolvidos.

Fig. 15 - Distribuição angular dos fragmentos de fissão²¹⁾ provenientes da reação $^{238}\text{U}(e,e'f)$, para energias de excitação próximas à barreira de fissão. Na inserção mostramos o resultado de um cálculo para fissão, seguindo transições com $L=2$, no canal com $K=0$ e $M=0$ ²⁰⁾.

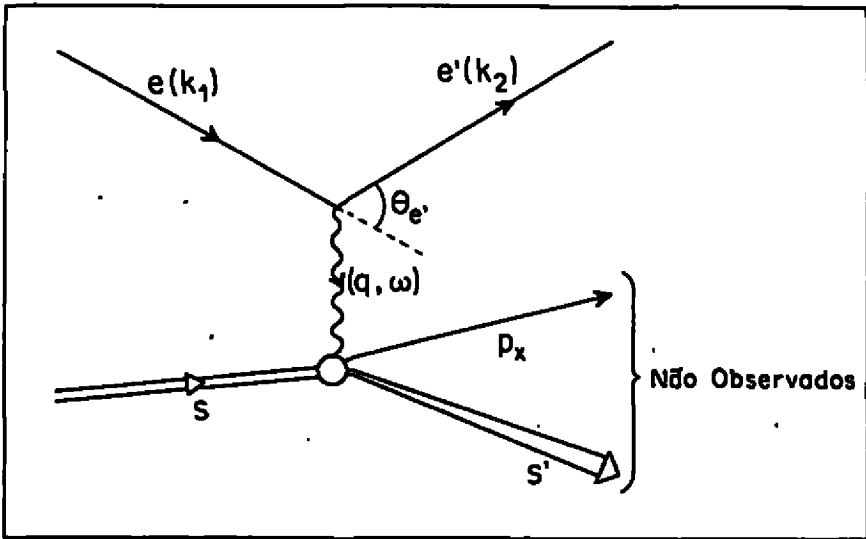


Fig. 1

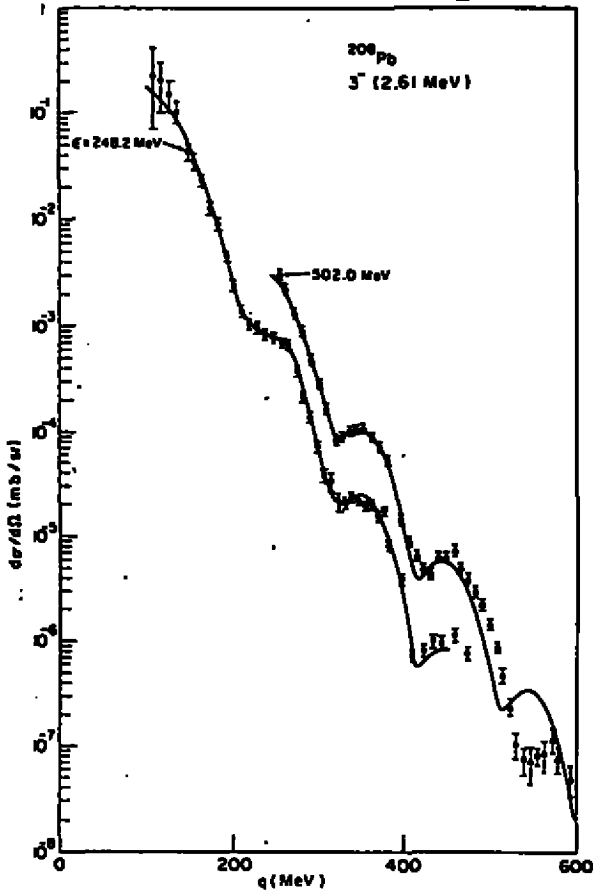


Fig. 2

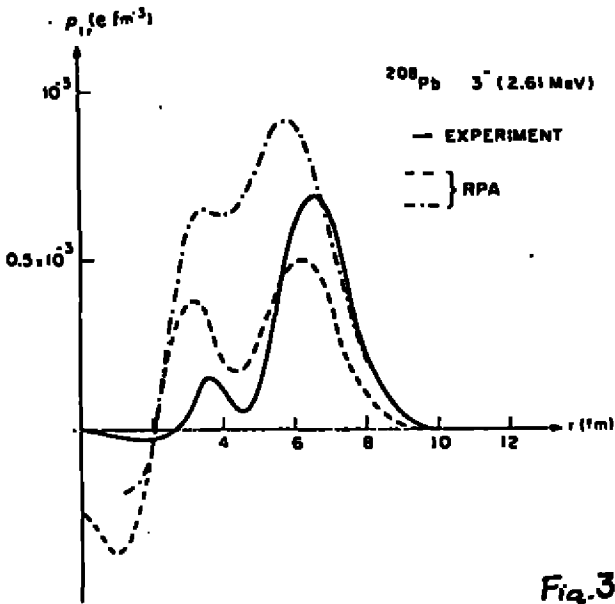


Fig. 3

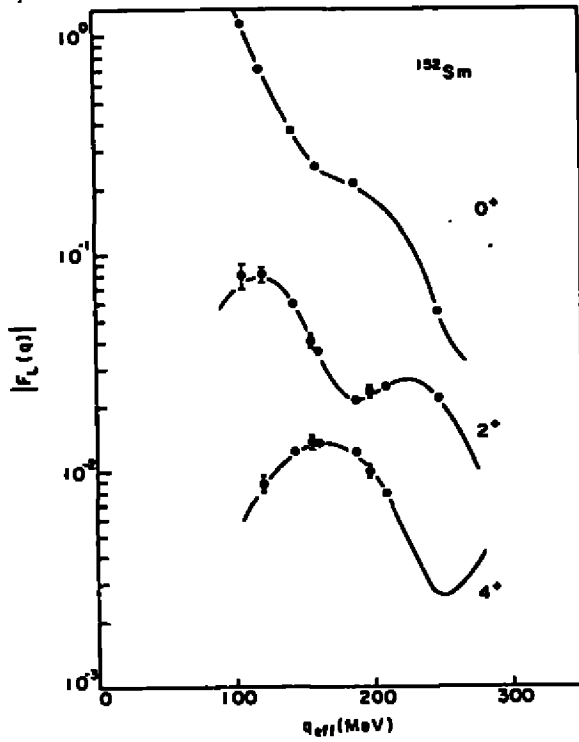


Fig. 4

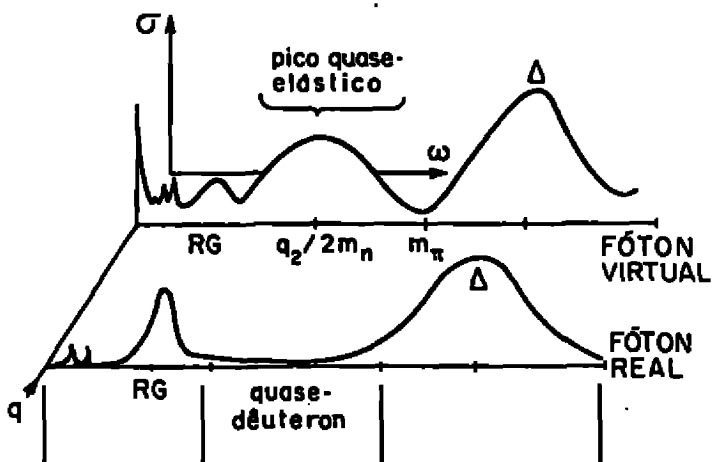
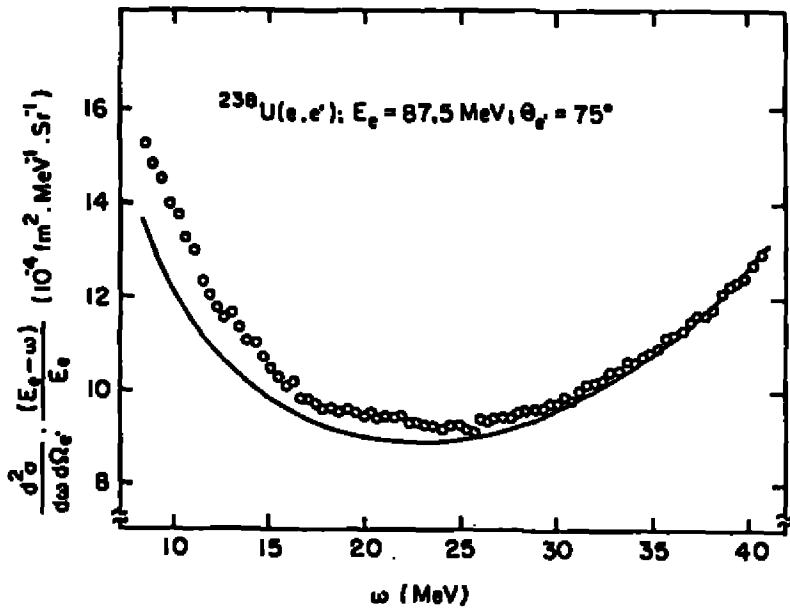
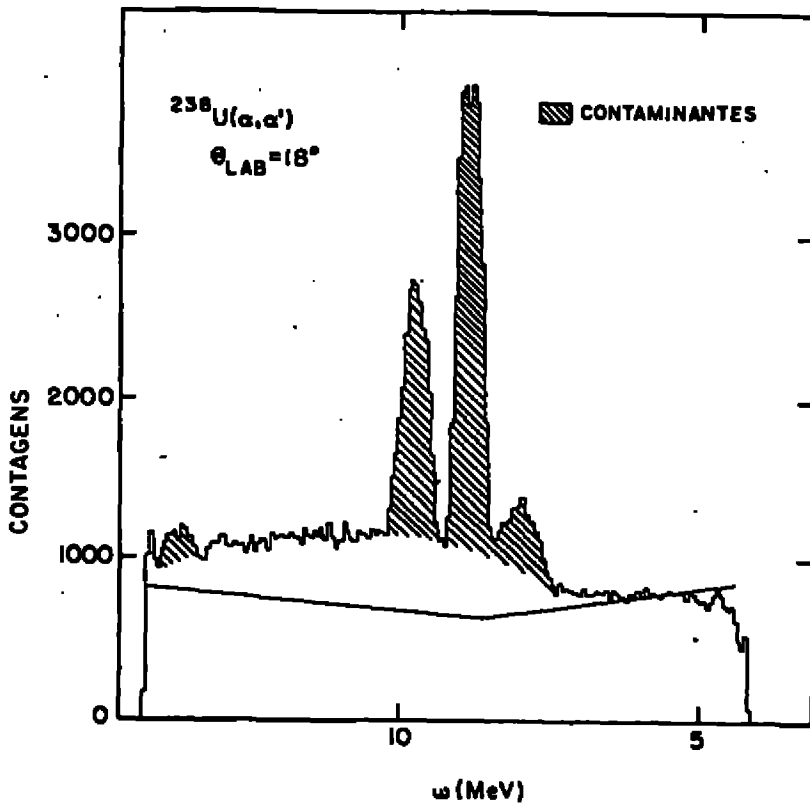


Fig. 5



- A



- B

Fig. 6

$A(e, e'x)B$

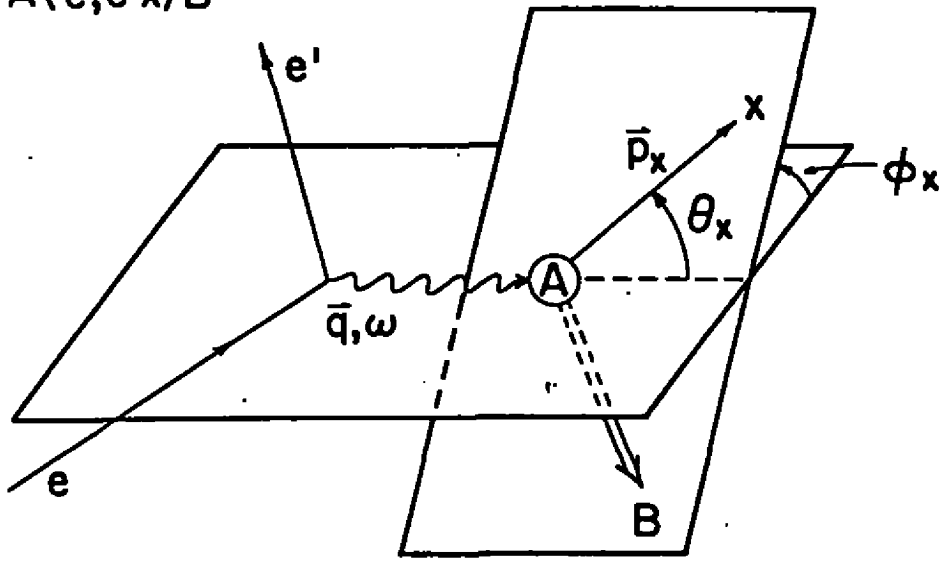


Fig. 7. .

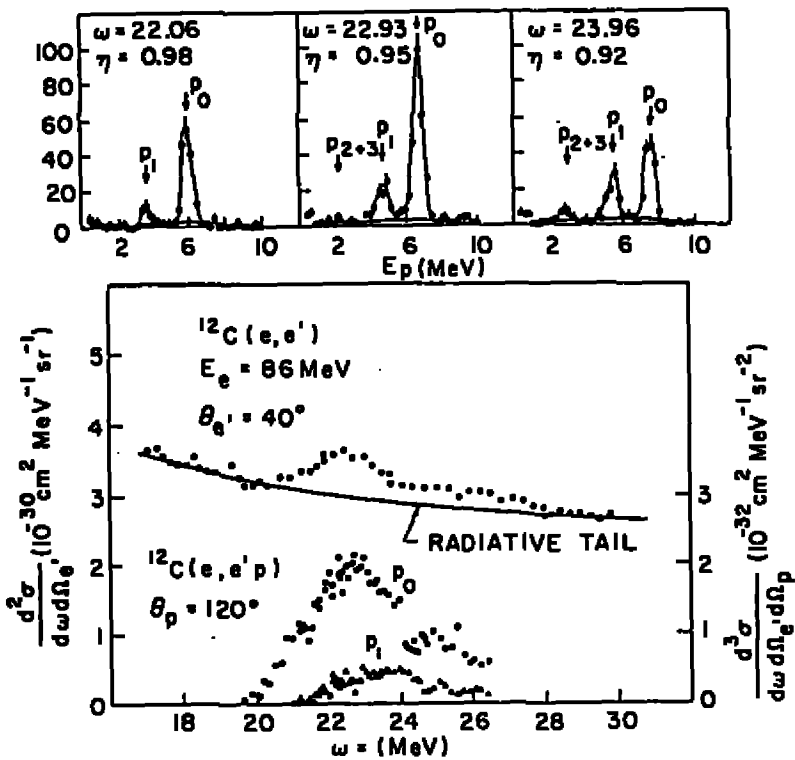


Fig. 8

$^{12}\text{C}(\alpha, \alpha'p)^* \text{B}$ $\theta_{\alpha'} = 40^\circ$
 $E_{\alpha} = 86 \text{ MeV}$ $E_{\alpha'} = 126 \text{ MeV}$

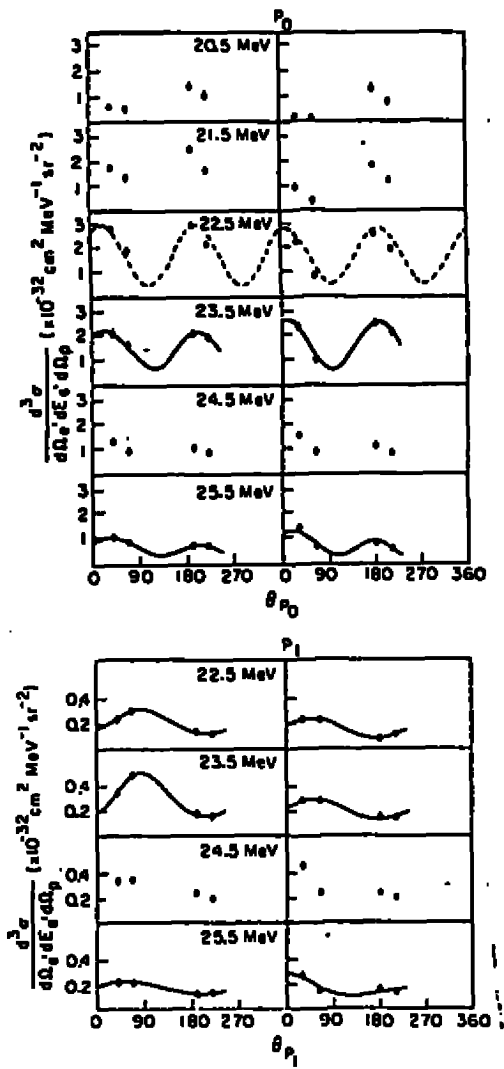


Fig. 9

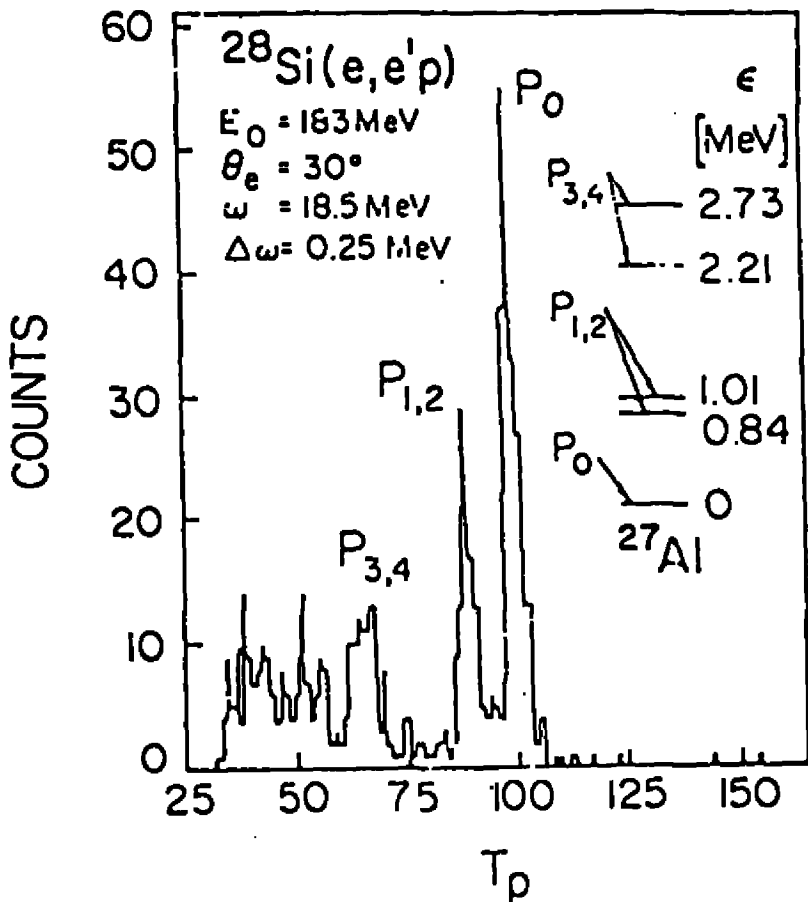


Fig. 10

$^{12}\text{C} (e, e'\gamma)$
 $J^\pi = 2^+, E_\gamma = 4.439 \text{ MeV}$
 $E_{\text{inc}} = 67 \text{ MeV}, \theta_s = 80^\circ$

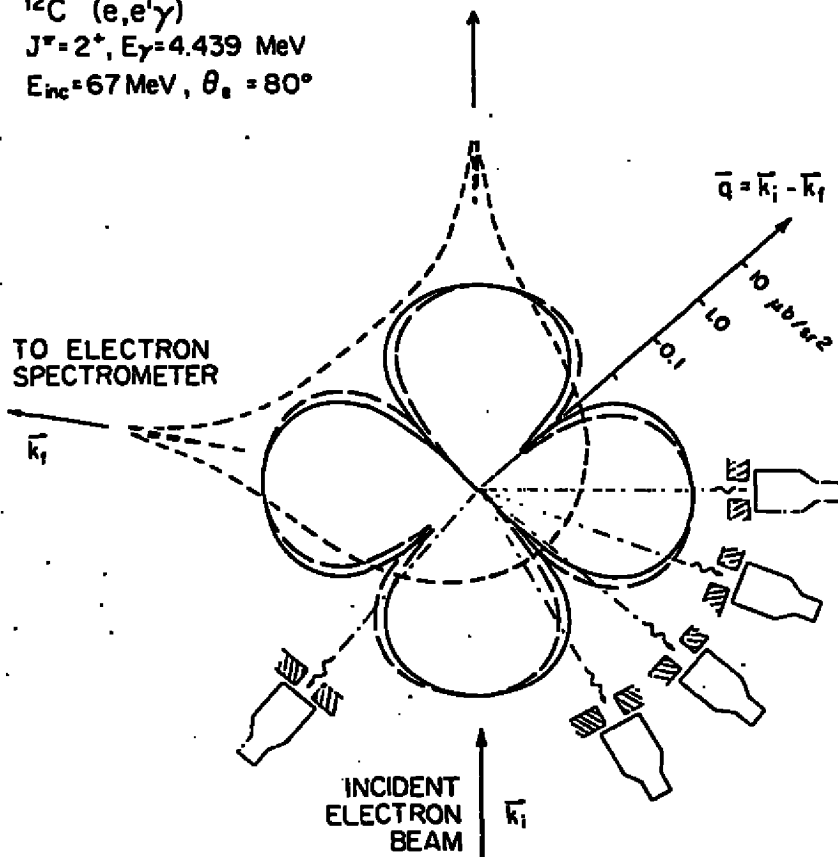


Fig. 11

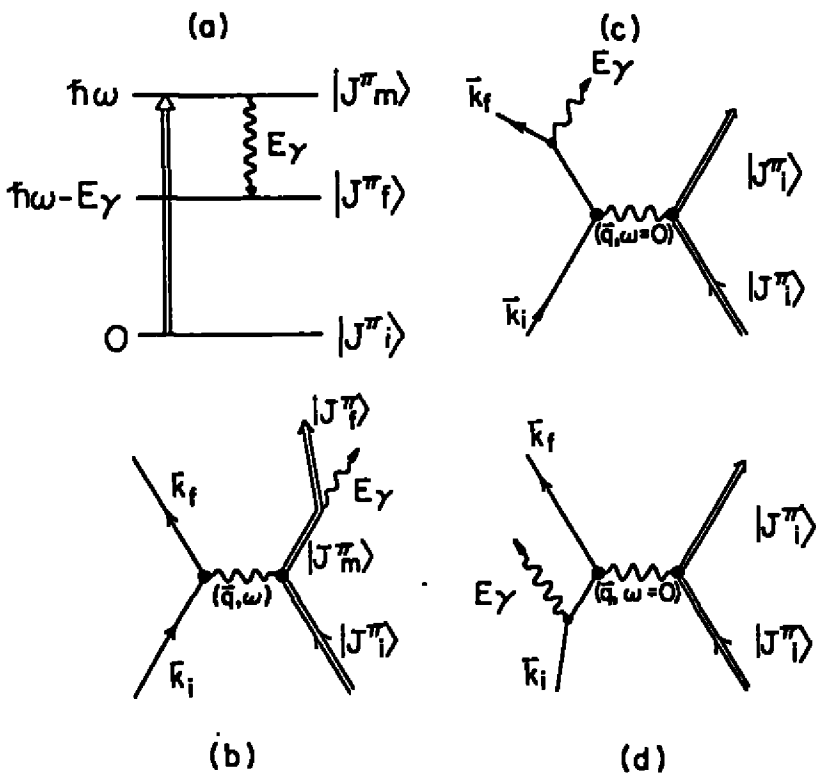


Fig. 12

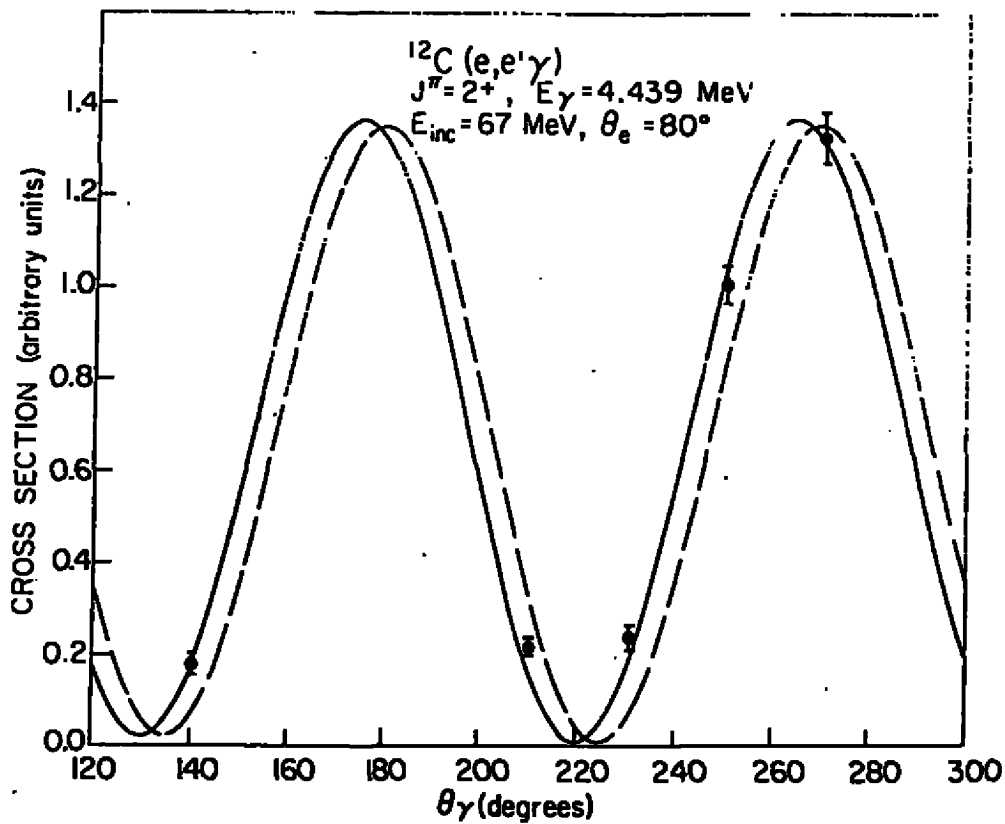


Fig. 13

$$\frac{dB(EL; \omega)}{d\omega} \times \frac{\Gamma_1(\omega)}{\Gamma/EL}$$

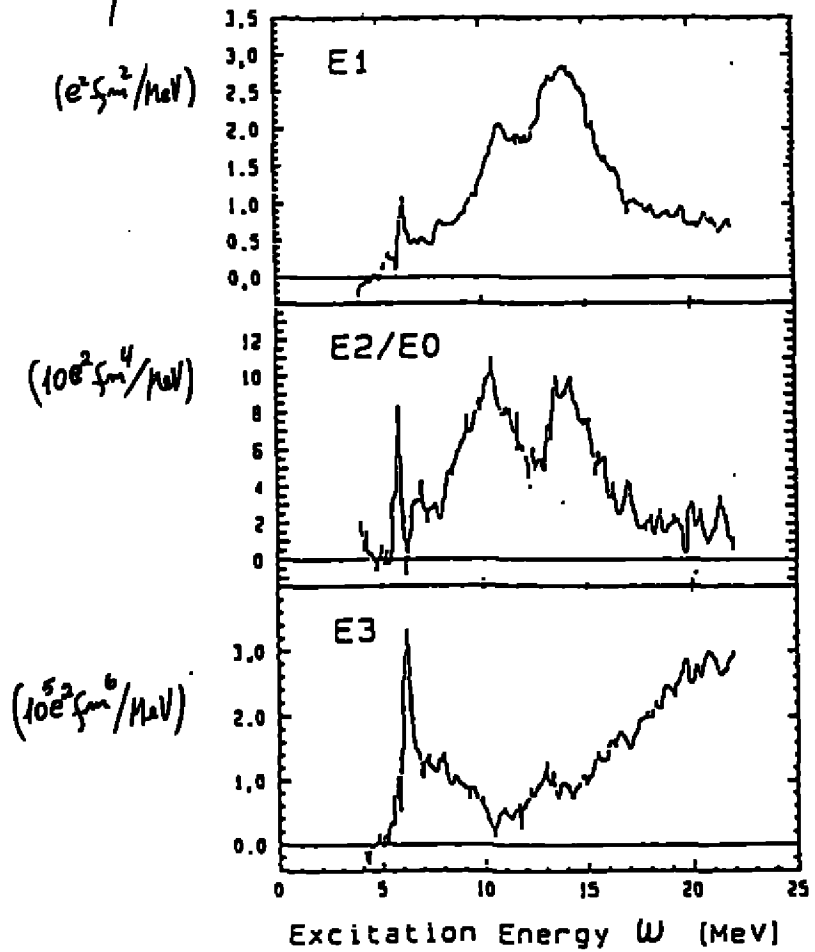


Fig. 14

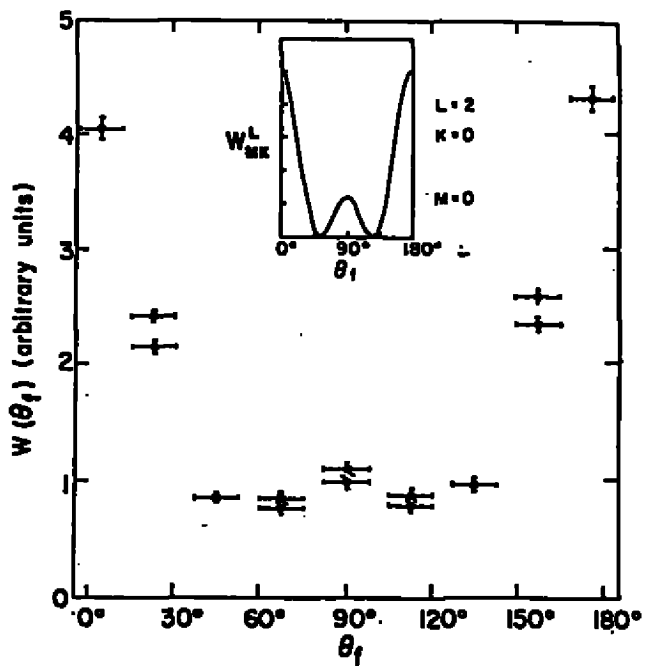


Fig. 15

PROCESSOS MESÔNICOS EM FÍSICA NUCLEAR

M.R. Robilotta

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

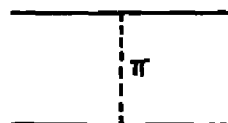
I. INTRODUÇÃO

Neste trabalho discutimos, de modo não muito sistemático, o papel de processos mesônicos em física nuclear. O nosso propósito é mostrar que esses processos precisam ser considerados para se poder compreender de modo preciso muitos dos resultados experimentais existentes atualmente. Em alguns processos, os graus de liberdade mesônicos são completamente determinantes, enquanto que em outros eles produzem apenas correções, que são tipicamente da ordem de 10%. Concentraremos nossa atenção em três assuntos principais: o potencial nucleon-nucleon, as correntes de troca mesônicas e os potenciais de mais de dois núcleons.

II. O POTENCIAL NUCLEON-NUCLEON

A interação nucleon-nucleon a baixas energias ($E < 300$ MeV) pode ser convenientemente descrita por meio de um potencial. Tal potencial deve ser capaz de reproduzir tanto as defasagens das diversas ondas parciais do espalhamento elástico como as propriedades do deuteron. Existem, atualmente, vários potenciais com tais características: Reid¹, Sprung-de Turreil², OBEP³, Paris⁴. Em geral, esses potenciais têm diversos termos, tais como central, tensor, spin-órbita, etc.. Do ponto de vista dinâmico, eles têm em comum o fato de atribuírem a parte de longo alcance da interação à troca de um pion entre os dois nucleons. Esse processo está associado ao diagrama da fig. 1, sendo o potencial correspondente conhecido como OPEP ("one pion exchange potential").

Fig. 1 - Potencial devido à troca de um pion.



O potencial devido à troca de um pión é formalmente descrito pela expressão:

$$V^{\pi} = \frac{1}{3} \frac{g^2}{4\pi^2} \frac{\mu^3}{4\pi} \vec{\tau}^{(1)} \cdot \vec{\tau}^{(2)} \left\{ \vec{\sigma}^{(1)} \cdot \vec{\sigma}^{(2)} \left[\frac{e^{-\mu r}}{\mu r} - \frac{4\pi}{\mu^3} \delta^3(\vec{r}) \right] + S_{12} \left(1 + \frac{3}{\mu r} + \frac{3}{\mu^2 r^2} \right) \frac{e^{-\mu r}}{\mu r} \right\} ,$$

onde m e μ são as massas do nucleon e do pión, g é a constante de acoplamento πN , $\vec{\sigma}^{(i)}$ e $\vec{\tau}^{(i)}$ são operadores de spin e isospin agindo sobre o nucleon i , enquanto que a função $e^{-\mu r}/\mu r$ tem sua origem na transformada de Fourier do propagador do pión. Finalmente S_{12} é o operador tensorial de ordem 2, dado por

$$S_{12} = 3(\vec{\sigma}^{(1)} \cdot \vec{r})(\vec{\sigma}^{(2)} \cdot \vec{r}) - \vec{\sigma}^{(1)} \cdot \vec{\sigma}^{(2)} .$$

O fato de a massa do pión ser $\mu \sim 0.7 \text{ fm}^{-1}$ faz com que o alcance de V^{π} seja da ordem de $\mu^{-1} \sim 1.4 \text{ fm}$.

No que diz respeito à dinâmica da interação em regiões intermediárias, correspondentes a distâncias entre 1 fm e 2 fm, os vários potenciais apresentam diferenças significativas. Assim, por exemplo, a correção ao OPEP no potencial de Reid¹ é feita de modo puramente fenomenológico, por meio de parâmetros ajustados a resultados experimentais. No potencial de Holinde e Machleid³, por outro lado, a região intermediária é associada à troca de ressonâncias mesônicas, tais como ρ (spin 1, isospin 1), ω (spin 1, isospin 0), σ (spin 0, isospin 0) e sendo, por isso, conhecido como OBEP ("one boson exchange potential"). Sua parte de mais curto alcance é parametrizada e ajustada fenomenologicamente. Dois problemas estão relacionados a este potencial: um deles é que, embora as ressonâncias sejam bastante instáveis, suas larguras não são adequadamente consideradas; o outro é que a σ não corresponde a uma ressonância observada experimentalmente, sendo introduzida artificialmente, apenas para "explicar" parte da atração no canal de spin e isospin zero.

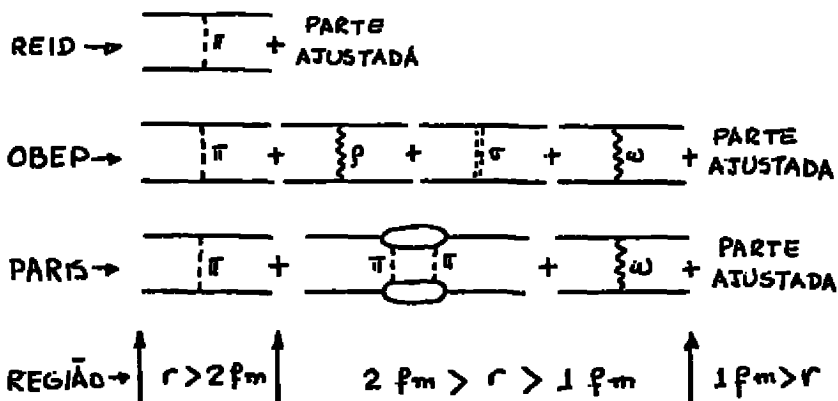


Fig. 2 - Comparação entre os diversos potenciais nucleon-nucleon.

O potencial de Paris⁴ é, provavelmente, aquele no qual as interações de alcance intermediário receberam tratamento mais cuidadoso. Essas interações são atribuídas a trocas de dois pions, tanto as ressonantes incluídas no OBEP como aquelas provenientes de partículas não correlacionadas. Como nos demais casos, a parte de curto alcance é parametrizada. É importante notar que, se por um lado, o potencial de Paris é mais confiável que o OBEP do ponto de vista teórico, por outro lado ele é dependente da velocidade e sua forma analítica é complicada.

Nos vários potenciais, a parte devida à troca de um pión é atrativa, enquanto que se acredita ser a troca do ω a responsável pela repulsão de curto alcance entre os nucleons (caroço duro). Vale a pena mencionar, ainda, que existem tentativas de explicar a interação em distâncias menores que 1 fm por meio do modelo de sacolas de quarks, mas até o momento sem grande sucesso.

Os diversos potenciais citados aqui reproduzem, por construção, os dados do deuteron e do espalhamento NN livre. Assim, eles só podem ser efetivamente testados em situações diferentes, tais como em sistemas de mais de dois nucleons ou em matéria nuclear. Muitos cálculos efetuados nesses casos deixam claro que as diferenças entre os potenciais são bastante importantes.

Para completar esta seção, discutiremos alguns resultados que dependem quase que exclusivamente do OPEP e que são, por isso, bastante independentes das especificidades de um particular modelo de potencial.

Uma característica importante do OPEP é que, além de seu alcance longo, ele contém um termo tensorial, que é diretamente responsável pela ligação do deuteron. Por exemplo, seria necessário um potencial central três vezes mais forte para ligar o deuteron sem o potencial tensorial.

É um fato bem conhecido que o deuteron tem uma componente de onda S ($u(r)$, com $l=0$) e outra de onda D ($w(r)$, com $l=2$). A principal evidência experimental da existência dessa onda D é baseada no momento de quadrupolo do deuteron, que é dado por

$$Q = \frac{1}{\sqrt{50}} \int_0^{\infty} r^2 u(r)w(r)dr - \frac{1}{\sqrt{20}} \int_0^{\infty} r^2 w(r)^2 dr$$

Por outro lado, a parte tensorial do OPEP é responsável por quase toda a onda D do deuteron e, deste modo, também pelo seu momento de quadrupolo⁵. A extensão dessa influência sobre Q pode ser avaliada na tabela 1.

Tabela 1 - Influência do OPEP sobre o momento de quadrupolo do deuteron, todos os valores em fm².

	Valor Experimental	Contribuição do OPEP
Q	0.2859 ± 0.1%	0.277 ± 1%

Um outro observável diretamente dependente da parte tensorial do OPEP é o quociente das normalizações assintóticas das funções de onda D e S do deuteron. Para valores muito grandes de r, temos

$$\lim_{r \rightarrow \infty} u(r) = N_S \frac{e^{-\alpha r}}{\alpha r}$$

$$\lim_{r \rightarrow \infty} w(r) = N_D \left(1 + \frac{3}{\alpha r} + \frac{3}{\alpha^2 r^2} \right) \frac{e^{-\alpha r}}{\alpha r}$$

onde $\alpha = \sqrt{mE}$, sendo m a massa do nucleon e E a energia de ligação do deuteron. O quociente N_D/N_S é usualmente denotado por η e sua qua se que total dependência do OPEP é mostrada na tabela 2.

Tabela 2 - Influência do OPEP sobre o quociente das normalizações assintóticas das ondas D e S do deuteron.

	Valor Experimental	Contribuição do OPEP	Contribuição do Potencial de Paris
η	0.0271 ± (poucos %)	0.02762	0.02633

III. CORRENTES MESÔNICAS DE TROCA

As correntes mesônicas de troca manifestam-se quando um sistema de nucleons em interação é testado por meio de uma "sonda" externa. Tomemos, por exemplo, um deuteron, onde um proton e um neutron interagem trocando mésons. Quando uma sonda é atirada sobre tal sistema, é tanto possível que ela atinja um dos nucleons como um méson em voo ou o vértice da interação méson-nucleon. Esses dois últimos processos correspondem a correntes de troca.

As interações eletromagnéticas com um sistema de dois nucleons estão associadas às classes de diagramas representadas na fig. 3. A fig. 3(a) representa a interação de impulso, enquanto que as figs. 3(b) e 3(c) descrevem correntes de troca. No caso da eletrodesintegração do deuteron próximo ao limiar, um acordo bastante satisfatório com a experiência pode ser obtido quando à contribuição da aproximação de impulso é adicionada a parte correspondente a correntes de troca⁶, como mostra a fig. 4.

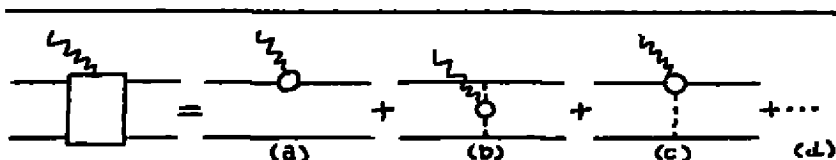
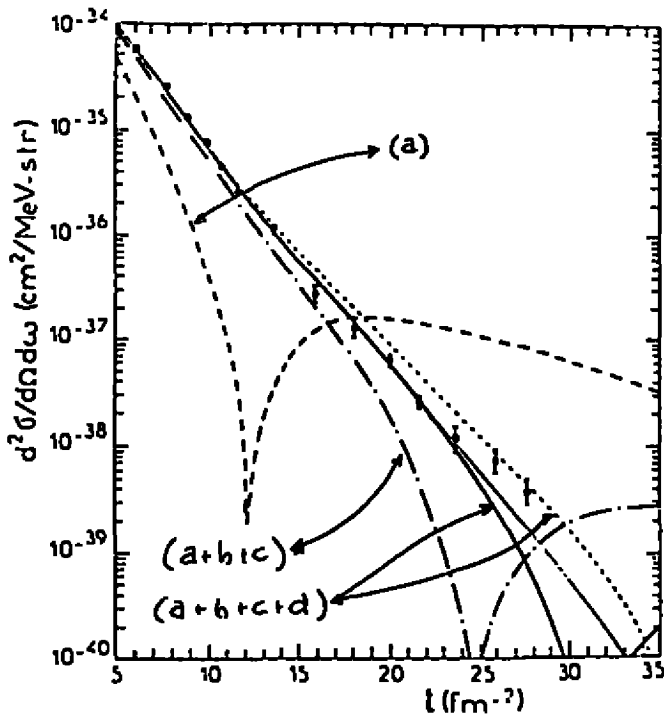


Fig. 3 - Interação eletromagnética de um sistema composto por dois nucleons: (a) interação de impulso; (b) e (c) correntes de troca piônicas.



Uma outra situação onde as correntes de troca mesônicas são importantes é a reação $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$. Segundo a discussão feita por Laget⁷, este processo pode ser compreendido por meio de três classes de diagramas, como indicado na fig. 5. O primeiro diagrama descreve a produção do pion num único nucleon, o segundo o reespalhamento do pion, enquanto que o terceiro está relacionado à dupla fotoprodução de pions.

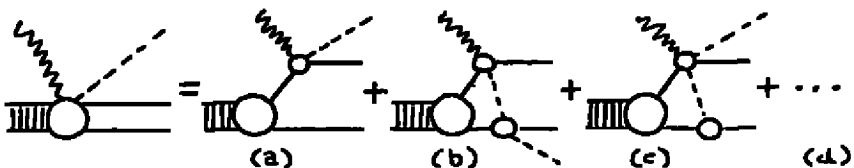


Fig. 5 - Diagramas dominantes na reação $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$: (a) interação de im pulso; (b) reespalhamento do pion; (c) corrente de troca.

Selecionando-se convenientemente a cinemática do problema, é possível encontrarmos uma situação onde apenas os efeitos do terceiro diagrama (fig. 5(c)) sejam dominantes, como é mostrado na fig. 6.

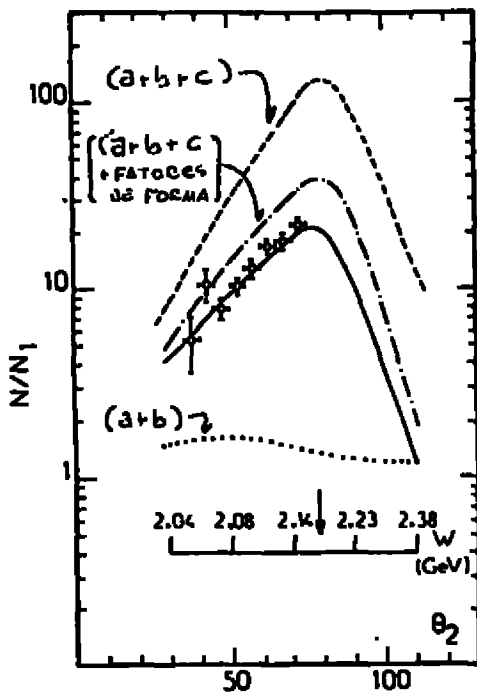


Fig. 6 - $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$: razão da seção de choque predita no modelo de Laget⁷ com a seção de choque que seria obtida se apenas processos envolvendo um nucleon estivessem presentes; a cinemática da reação é controlada de modo a enfatizar as correntes de troca.

Os efeitos das correntes de troca também se fazem sentir no espalhamento elástico nd . Neste caso, temos a possibilidade das classes de diagramas mostradas na fig. 7. Como no caso anterior, eles representam a interação de impulso, o espalhamento duplo e as correntes de troca.

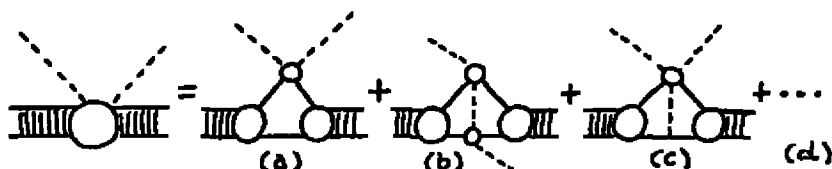


Fig. 7 - Diagramas dominantes na reação nd elástica: (a) espalhamento simples, (b) espalhamento duplo, (c) correntes de troca.

Na fig. 8 é mostrada a influência desta última classe de diagramas sobre a seção de choque diferencial quando a energia cinética do pión é 292 MeV⁸. É possível notar os resultados para ângulos maiores que $\pi/2$ são sensíveis à presença das correntes de troca.

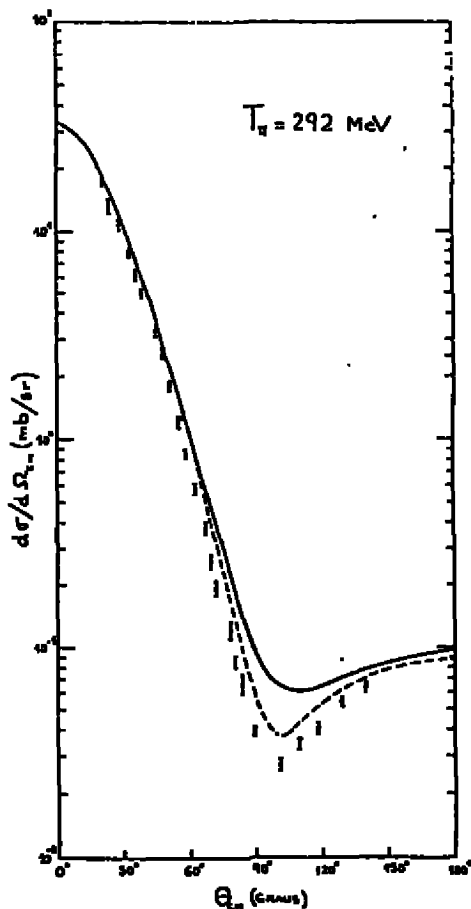


Fig. 8 - Influência das correntes de troca sobre o espalhamento elástico πd ⁸.

As correntes mesônicas de troca podem também influenciar $a_{\pi d}$, o comprimento de espalhamento pión-deuteron. Por exemplo, um estudo que fizemos⁹ sobre as correntes piônicas mostrou que sua contribuição a $a_{\pi d}$ é $0.0035 \mu^{-1}$, sendo o resultado experimental dado por⁽¹⁰⁾ $0.05 \pm 0.02 \mu^{-1}$.

IV. FORÇAS DE MUITOS CORPOS

Cálculos precisos das propriedades de sistemas de poucos cor-

pos mostram que elas não podem ser inteiramente atribuídas à interação nucleon-nucleon. De fato, estudos da energia de ligação do trítio mostram que várias técnicas de cálculo empregando diferentes forças realísticas de dois corpos levam a resultados que discordam sistematicamente dos valores experimentais. Na tabela 3 podem ser encontrados alguns exemplos. Essa multiplicidade de resultados convergentes motivou o estudo das contribuições dos potenciais de três corpos às propriedades dos trinúcleons.

Tabela 3 - Alguns resultados teóricos para a energia de ligação do trítio; todos os valores em MeV.

Experimento	Teoria	Potencial NN	Técnica	Referência
8.48	7.23	Reid (SC) ¹	Fadeev (18)	11
	7.35		Fadeev (34)	
	7.24	Reid (SC) ¹	Fadeev (18)	12
	7.56	Paris ⁴		
	6.80	Argonne ¹³	Var. Monte Carlo	14
	7.02	Reid (SC) ¹	Fadeev (18)	15
	6.98	Reid (SC) ¹	Fadeev	16
	7.53	SSCC ²	Fadeev (5)	17

Em geral, as forças de muitos corpos de maior alcance são aquelas devidas à troca de pions. Num sistema de quatro corpos, tal como a partícula α , por exemplo, essas forças são o resultado de interações próprias entre dois, três ou quatro nucleons. Por interações próprias referimo-nos a processos em que não existem nucleons intermediários se propagando para a frente no tempo, de modo a se evitar a contagem dupla do OPEP. Assim, o potencial de três nucleons devido à troca de dois pions ($\pi\pi E-3NP \rightarrow$ "two-pion exchange three-nucleon potential") corresponde ao processo representado na fig. 9(a), onde o pión virtual emitido por um dos nucleons é reespalhado por um outro antes de ser absorvido pelo terceiro¹⁸⁻¹⁹.

No caso do trítio, a importância qualitativa do $\pi\pi E-3NP$ pode ser avaliada estudando-se os sanduíches dos potenciais de dois e três

corpos entre o estado de onda S, que é responsável por mais de 90% da função de onda total. Tal estudo pode ser feito por meio de curvas equipotenciais²⁰⁻²¹, obtidas fixando-se dois dos nucleons e variando-se

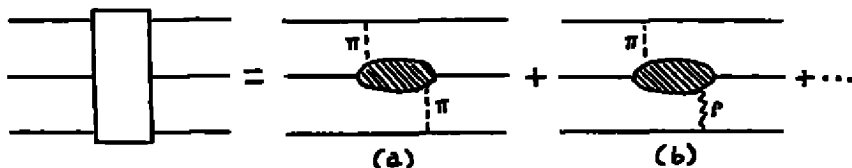


Fig. 9 - Potenciais de três nucleons; (a) $\pi\pi E-3NP$, (b) $\pi p E-3NP$; as bolhas hachureadas não contêm nucleons propagando-se para a frente no tempo.

a posição do terceiro. Essas equipotenciais são simétricas por rotação em relação ao eixo determinado pelos dois nucleons fixos e por reflexão em relação ao plano equidistante deles; por isso, a representação de um dos quadrantes determina todo o mapa energético do sistema. Dois desses mapas equipotenciais são mostrados na fig. 10, sendo um deles referente apenas ao potencial de dois corpos e o outro ao efeito conjunto dos potenciais de dois e três corpos²⁰. A comparação entre essas duas figuras permite concluir que os efeitos da força de três corpos podem ser significativos, no presente caso tendendo a aumentar a atração entre os três nucleons. O caráter atrativo da $\pi\pi E-3NP$ é confirmado por cálculos da energia de ligação do trítio^{11,12}, onde se mostra que esse potencial de três corpos contribui com valores em torno de 1.5 MeV, sendo compatível, portanto, com os dados experimentais. É importante ressaltar, entretanto, que tais resultados incorporam algumas incertezas, relacionadas principalmente aos fatores de forma pion-nucleon²¹, e precisam ser aperfeiçoados antes de permitir conclusões definitivas.

Finalmente, convém mencionar a existência de estudos sobre potenciais de quatro corpos devidos à troca de pions²². Estimativas rudimentares sugerem que os efeitos de tais potenciais devem ser da ordem de 10% daqueles devidos ao $\pi\pi E-3NP$, que, por sua vez, são da ordem de 10% daqueles devidos ao OPEP.

V. CONCLUSÕES

Apresentamos acima uma série de situações em que graus de liberdade mesônicos são importantes em processos nucleares. Em todos os

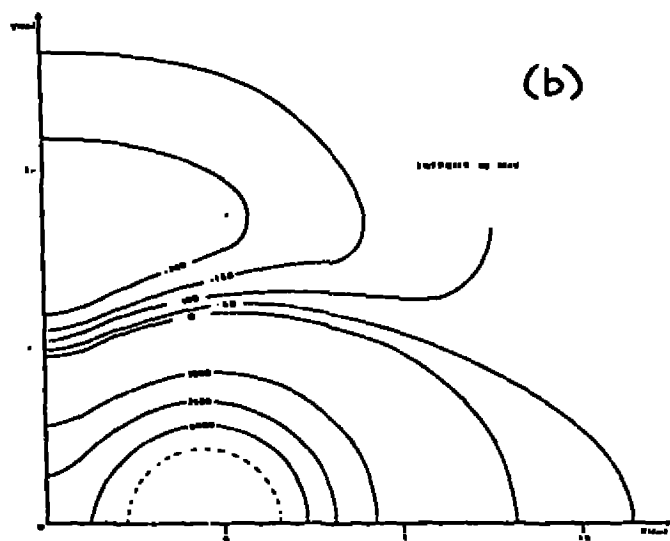
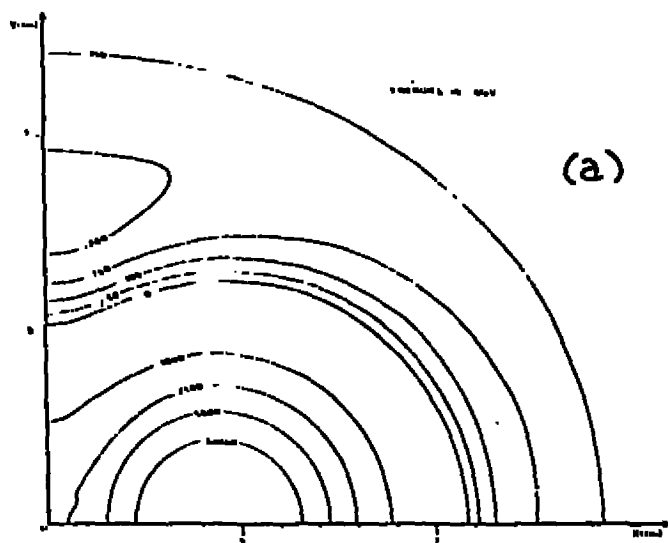


Fig. 10 - Equipotenciais representando o valor esperado no estado de onda S do trinúcleo: (a) do potencial de dois corpos¹; (b) da soma dos potenciais de dois¹ e três¹⁹ núcleons.

casos, especialmente no que diz respeito a correntes de troca e forças de muitos corpos, os resultados dependem fundamentalmente dos detalhes das interações "elementares" méson-nucleon. Estas interações são associadas aos processos $N \rightarrow \pi N$, $\pi N \rightarrow \pi N$, $\pi N \rightarrow \pi\pi N$, $\gamma N \rightarrow \pi N$, $\gamma N \rightarrow \pi\pi N$, onde pelo menos um dos pions está fora da camada de massa. Por isso não é possível o uso direto da informação experimental sobre tais amplitudes em problemas de física nuclear. Torna-se, então, necessário o emprego de uma teoria que, por um lado, produza amplitudes compatíveis com os resultados experimentais a baixas energias e, por outro, permita a extrapolação das partículas para fora da camada de massa. Esses requisitos são preenchidos quando as interações de pions são tratadas como sendo aproximadamente invariantes por transformações quirais e as interações envolvendo mésons vetoriais são consideradas como aproximadamente invariantes por transformações de calibre. É este o motivo pelo qual as simetrias quiral e de calibre são cruciais no estudo de processos mesônicos em física nuclear.

REFERÊNCIAS

1. R.V. Reid, *Ann. Phys. (N.Y.)* 50, 441 (1968).
2. R. de Turreil e D.W.L. Sprung, *Nucl. Phys.* A201, 193 (1973).
3. K. Holinde, *Phys. Rep.* 68, 121 (1981).
4. M. Lacombe, B. Loiseau, J.M. Richard, R. Vinh Mau, J. Cote, P. Pires e R. de Turreil, *Phys. Rev.* C21, 861 (1980).
5. I.E.O. Ericson e M. Rosa-Clot, *Nucl. Phys.* A405, 497 (1983).
6. J.F. Mathiot, *Nucl. Phys.* A412, 201 (1984).
7. J.M. Laget, *Phys. Rev. Lett.* 41, 89 (1978).
8. J.C. Anjos, F.R.A. Simão e S. Wulick, *Rev. Bras. Física*, vol. esp., *Fis. En. Int.* 243 (1982).
9. M.R. Robilotta e C. Wilkin, *J. Phys.* G4, L115 (1978); M.R. Robilotta, *Phys. Lett.* 92B, 26 (1980).
10. J. Bailey et al., *Phys. Lett.* 50B, 403 (1974).
11. C.R. Chen, G.L. Payne, J.L. Friar e B.F. Gibson, *Phys. Rev. Lett.* 55, 374 (1985).
12. S. Ishikawa, T. Sasakawa, T. Sawada e T. Ueda, *Phys. Rev. Lett.* 53, 1877 (1984).
13. R.B. Wiringa, R.A. Smith e T.L. Ainsworth, *Phys. Rev.* C29, 1207 (1984).
14. R.B. Wiringa, *Nucl. Phys.* A401, 86 (1983).
15. A. Bönelburg e W. Glöckle, *Phys. Rev.* C28, 2149 (1983).
16. Muslim, Y.E. Kim e T. Ueda, *Phys. Lett.* 115B, 273 (1982).
17. J. Torre, J.J. Benayoun e J. Chauvin, *Z. Phys.* A300, 319 (1981).
18. S.A. Coon, M.D. Scadron, P.C. McNamee, B.R. Barrett, D.W.E. Blatt e B.H.J. McKellar, *Nucl. Phys.* A317, 242 (1979); S.A. Coon, M. D. Scadron e B.R. Barrett, *Nucl. Phys.* A242, 467 (1975); S.A. Coon e W. Glöckle, *Phys. Rev.* C23, 1790 (1981).
19. H.T. Coelho, T.K. Das e M.R. Robilotta, *Phys. Rev.* C28, 1812 (1983).
20. M.R. Robilotta e M.P. Isidro Filho, *Nucl. Phys.* A414, 394 (1984).
21. M.R. Robilotta, M.P. Isidro Filho, H.T. Coelho e T.K. Das, *Phys. Rev.* C31, 646 (1985); M.R. Robilotta e M.P. Isidro Filho, *Nucl. Phys.* A451, 581 (1986); M.R. Robilotta e H.T. Coelho, a ser publica do em *Nucl. Phys. A*.
22. M.R. Robilotta, *Phys. Rev.* C31, 974 (1985).

NÚCLEO-SÍNTESE COSMOLÓGICA

Reuven Opher

Instituto Astronômico e Geofísico, Universidade de São Paulo

Colóquio apresentado na IX Reunião de Trabalho sobre Física Nuclear, Caxambú, Minas Gerais, de 30 de agosto a 03 de setembro, 1986.

1. Introdução

Temos as perguntas básicas:

1. Quanto de D, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$, ${}^7\text{Li}$ foi produzido no início do universo?
2. Quanto neutrinos existem (com $m_\nu c^2 < 1 \text{ MeV}$)?
2 (i.e. ν_e, ν_μ)? 3 (i.e. ν_e, ν_μ, ν_τ)? 4? 5?
3. Quantas partículas existem com $mc^2 < 1 \text{ MeV}$ (e.g. gravitinos, fotinos, axions, etc.)? 5? 10? 20?
4. A Física das Partículas Elementares ("Grand Unified Theories" (GUT)) (Universo Inflacionário) indica que o universo é plano. Existe suficiente nucleons para criar este universo plano?
5. Existem neutrinos degenerados no universo?
6. O universo foi muito inhomogêneo no início?

A teoria de Núcleo-Síntese Cosmológica, em combinação com medidas de seções de choque nucleares em laboratório e observações astronômicas, podem dar as respostas às perguntas acima.

II. O Modelo Cosmológico

a. A Expansão do Universo

O universo está em expansão e a distância entre dois astros em repouso com relação ao universo é:

$$r(t) = R(t) f \quad (2-1)$$

onde f é uma constante independente do tempo. $R(t)$ é o fator de escala do universo e é determinado pela equação (2-4). A constante de Hubble é definida como

$$H(t) \equiv \frac{\dot{R}(t)}{R(t)} = \frac{\dot{r}(t)}{r(t)} \quad (2-2)$$

Denotaremos por $H_0 \equiv H(t_0)$ e o valor atual de H_0^{-1} é:

$$H_0^{-1} = F t_0 \quad (2-3)$$

onde t_0 é a idade do universo e F é $O(1)$ e depende da densidade média do universo hoje, ρ_0 . As rochas mais velhas na Terra dão o valor $t_0 > 3.9 \times 10^9$ anos. Rochas da lua e meteoritos dão $t_0 > 4.6 \times 10^9$ anos. Medidas dos raios cósmicos dão razões $^{232}\text{Th}/^{238}\text{U}$ e $^{187}\text{Re}/^{183}\text{Os}$, que resultam um limite inferior da idade da galáxia $t_0 > 8.7 \times 10^9$ anos. A teoria da evolução estelar e observações das estrelas mais velhas na galáxia dão o valor $t_0 > 15 \times 10^9$ anos.

O fator de escala R em (2-1) e (2-2) é a função (a) da densidade média do universo, ρ ; b) da densidade de energia do vácuo ρ_v (as vezes chamada constante cosmológica); c) da constante de Hubble, H ; d) do índice de curvatura k , que pode possuir os valores $+1$, 0 ou -1 . A relação entre R e ρ , ρ_v , H e k é:

$$H^2 \equiv \left(\frac{\dot{R}}{R} \right)^2 = \frac{8\pi}{3} G (\rho + \rho_v) - k \left(\frac{c}{R} \right)^2 \quad (2-4)$$

onde c é a velocidade de luz. Observem que $R \rightarrow 0$ para $t \rightarrow 0$.

Para $k = 0$ em (2-3), por exemplo, temos $F = 3/2$.

Grosseiramente, k é a diferença entre a energia cinética e a potencial gravitacional do universo, dividido pela energia cinética do universo. Para $k = -1$ temos universos abertos onde R é sempre crescente; para $k = +1$ temos universos fechados onde R cresce, atinge um máximo, e depois decresce; o valor $k = 0$ (universo plano) é o caso intermediário, onde a energia cinética é igual a energia potencial. Medidas de H em função de r dão o valor H_0 no limite $r \rightarrow 0$. Obtemos assim informações sobre o valor de k nas medidas de (2-2) para grandes valores de r , que dão o valor de H no passado. Se H decresce rapidamente, $k = +1$, e se H decresce lentamente, $k = -1$.

H_0 em (2-2) dá informação sobre a energia cinética do universo ($\propto \rho_0$). Para $k = 0$, onde a energia cinética é igual a energia potencial ($\propto \rho_0^2$), temos que

$$\rho_{0c} \equiv \frac{3 H_0^2}{8 \pi G} = 1.88 \times 10^{-29} h_0^2 \text{ g/cm}^3 \quad (2-5)$$

onde

$$h_0 \equiv \frac{H_0}{100 \text{ km/sec-Mpc}} \quad (2-6)$$

(1 Mpc = 3,26 milhões de anos-luz).

A temperatura do universo é decrescente com o tempo. Algumas temperaturas particularmente importantes são: 1) A temperatura $T \sim T_0 = 2.7 \text{ }^\circ\text{K}$ é a temperatura atual da radiação do fundo com $\rho_{\nu 0} \sim 0$; 2) A temperatura $T \sim T_{NS} \sim 1 \text{ MeV}$ (a constante de Boltzmann $k_B \equiv 1$) é a temperatura quando o núcleo-síntese ocorreu (Também aqui temos $\rho_\nu \sim 0$); 3) Para temperaturas $T > T_G \sim 10^{16} \text{ GeV}$ vale as "Grand

Unification Theories" (GUT) onde temos uma unificação das interações fracas, eletromagnéticas e fortes. Para $T \approx T_G$, $\rho_{VG} \sim a T_G^4$, onde "a" é o constante de Stefan-Boltzmann e 4) A temperatura $T_p = (\hbar c / G)^{1/2} \approx 10^{19}$ GeV é a temperatura de Planck onde efeitos quânticos são importantes. (Uma teoria de gravitação quantizada ainda não existe).

b. A Densidade ρ_0

Devido ao fato de não podermos diferenciar entre os universos com $k = 1, 0$ ou -1 em (2-4) nos diz que ρ_0 está próximo de ρ_{oc} de (2-5) e o primeiro termo em (2-4) ainda é dominante em relação ao segundo termo ($-k (c/R)^2$). O primeiro termo está decrescendo agora proporcionalmente a R^{-3} com a expansão do universo e o segundo termo $\propto R^{-2}$. Eventualmente o segundo termo precisa dominar.

O tempo fundamental em cosmologia é o tempo que combina os constantes fundamentais \hbar , G e c , que é o tempo de Planck $t_p = (\hbar G c^{-5})^{1/2} \approx 0.54 \times 10^{-43}$ s. Estamos agora no tempo $t_0 = 10^{60} t_p$.

Depois de todo este tempo ($t_0 \gg t_p$) o primeiro termo ($\propto R^{-3}$) ainda está dominando o segundo termo ($\propto R^{-2}$). Qual é a razão para isso?

Definindo L como a razão entre o primeiro e o segundo termos em (2-4) (sem k) temos

$$L \equiv \frac{\frac{8\pi}{3} G (\rho + \rho_V)}{(c/R)^2} \quad (2-7)$$

Sabemos que ρ_0 está próximo de ρ_{oc} em (2-5) e

$$L_0 \gg 1 \quad (2-8)$$

A partir de (2-4):

$$\frac{dR}{R} = \left[\frac{8\pi}{3} G (\rho + \rho_V) - k \left(\frac{c}{R} \right)^2 \right]^{1/2} dt \quad (2-9)$$

Em temperaturas da ordem $T \sim T_G \sim 10^{16}$ GeV temos a transição de fase de $\rho_V = \rho_{VG} = a T_G^4$ onde temos uma unificação das forças fortes, EM e fracas, para uma fase com ρ_V pequeno e a interação forte não é mais unificada com as EM e fracas. A transição de fase não é instantânea, um "supercooling" aconteceu onde ρ_V permanece $\approx \rho_{VG}$ quando T está abaixo de T_G . A densidade ρ em (2-9) é dominada pelas partículas relativísticas $\bar{\epsilon} \propto R^{-4} \propto T^4$ e quando T estava um pouco abaixo de T_G no estado "supercooled", o termo $\rho_V \approx \rho_{VG}$ dominou os termos ρ e $k (c/R)^2$. Então, a solução de (2-9) é:

$$R = R_G \exp [H_G(t - t_G)] \quad (2-10)$$

onde

$$H_G \equiv \left[\frac{8\pi}{3} G \rho_{VG} \right]^{1/2} \quad (2-11)$$

$$R_G = R(T = T_G) \quad (2-12)$$

$$t_G = t(T = T_G) \quad (2-13)$$

A dependência exponencial em (2-10) é chamada de "universo inflacionário".

O "supercooling", quando $t > t_G$, terminou no tempo t_f :

$$R_f = R_G \exp [H_G(t_f - t_G)] \quad (2-14)$$

Em relação ao R atual, R_0 , a razão (R_f/R_0) é

$$\left(\frac{R_f}{R_0}\right)^2 = \left(\frac{T_0}{T_f}\right)^2 = \left(\frac{2.7K}{10^{16} \text{ GeV}}\right)^2 \sim 10^{-57} \quad (2-15)$$

$L \propto R^{-2}$ no universo dominado por partículas relativísticas e $L \propto R^{-1}$ no universo dominado por matéria não relativística. Usando a dependência $L \propto R^{-2}$ e (2-15), temos $L_0 \gg 1$ (de 2-18) se

$$L_f \gg 10^{57} \quad (2-16)$$

Na época inflacionária entre T_G e T_f , $\rho + \rho_v \sim \text{constante}$ e o efeito da inflação é diminuir o termo $k(c/R)^2$ e aumentar L :

$$L_f = L_G \exp 2 H_G (t_f - t_G) \quad (2-17)$$

Na época $t \sim t_G$ temos

$$L_G \gg 1 \quad (2-18)$$

e

$$H_G = t_G^{-1} \quad (2-19)$$

A partir de (2-16) - (2-19), podemos satisfazer a condição $L_0 \gg 1$ (2-8) e explicar a razão do universo ser \sim plano ($\rho \sim \rho_{oc}$) se

$$\frac{t_f}{t_G} \geq \frac{57}{2} \ln 10 \sim 66 \quad (2-20)$$

c. Distâncias na Época de Núcleo-Síntese

A Núcleo-Síntese aconteceu entre as temperaturas

$$0.01 < T_{\text{MeV}} < 10 \quad (2-21)$$

e o tempo

$$0.01 < t_{\text{seg}} < 1000 \quad (2-22)$$

Para temperaturas maiores do que 10 MeV, a taxa de formação de um elemento é igual à taxa de destruição. Para temperaturas abaixo de 0.01 MeV, as taxas das reações são por demais lentas.

A razão entre a densidade dos núcleos e a densidade dos fótons é

$$\eta \equiv \frac{n_B}{n_\gamma} \quad (2-23)$$

Em termos da densidade bariônica atual, ρ_{0B} , temos

$$n_0 = 2.2 \times 10^{-8} \frac{\rho_{0B}}{\rho_{0c}} h_0^2 \left[\frac{2.9K}{T_{Y0}} \right]^3 \quad (2-24)$$

onde T_{Y0} é a temperatura atual da radiação de fundo.

Temos $n_\gamma \propto R^{-3} \propto T^3$ ou

$$n_\gamma = 10^{-7.5} T_{\text{MeV}}^3 f^{-3} \quad (2-25)$$

e

$$\lambda_\gamma \equiv n_\gamma^{-1/3} = 300 T_{\text{MeV}}^{-1} f \quad (2-26)$$

onde $1f = 1 \text{ Fermi} \equiv 10^{-13} \text{ cm.}$

Observações indicam que $\eta < 10^{-9}$, então a distância média entre os nucleons é

$$l_N > 10^3 l_Y \sim 3 \times 10^5 T_{\text{MeV}}^{-1} \text{ f} \quad (2-27)$$

Usando uma secção de choque característica $\bar{\sigma} \cong 1 \text{ f}^2$, a distância característica que um núcleo precisa percorrer para ter uma reacção nuclear é

$$\bar{l}_\sigma \approx (\text{ct}) 10^{-16} T_{\text{MeV}}^{-1} \sim 3 \times 10^7 T_{\text{MeV}}^{-1} \text{ f}. \quad (2-28)$$

Examinando (2-26) - (2-28), notamos que para uma temperatura característica da época da núcleo-síntese $T \sim 1 \text{ MeV}$, temos $l_Y \sim 3 \times 10^{-11} \text{ cm}$, $l_N > 3 \times 10^{-8} \text{ cm}$, e $\bar{l}_\sigma \sim 3 \times 10^{-6} \text{ cm}$.

O volume $(4/3) \pi (\text{ct})^3$ define o volume da matéria que está ligada pela velocidade da luz na época da núcleo-síntese que é o volume da matéria que está causalmente ligada. A massa correspondente a este volume é

$$M_L (\text{NS}) \cong \rho_N (\text{NS}) \frac{4}{3} \pi (\text{ct})^3 \approx 10^{-3} T_{\text{MeV}}^{-3} M_\odot \quad (2-29)$$

onde M_\odot é a massa do sol.

d. Produção Homogênea dos Elementos

O resultado (2-29) implica que pouca massa esteve ligada casualmente na época da núcleo-síntese. Então, como podemos explicar o fatoda abundância de ${}^4\text{He}$, por exemplo, que foi formado principalmente na época da núcleo-síntese cosmológica, ser aproximadamente igual em todas regiões do universo onde o ${}^4\text{He}$ é observado? (Podemos explicar isso dizendo que todas as partes do universo foram

criadas simultaneamente com as mesmas propriedades, mas uma explicação mais simples é dada abaixo).

Temos um problema semelhante em relação a radiação de fundo. A atual radiação de fundo de 3 K foi formado na época da recombinação quando $T \sim 4000K$. A radiação de fundo possui uma variação $\Delta T/T < 10^{-4}$ para direções bem separadas do espaço (e.g. $\Delta\theta \sim 180^\circ$). Mas a região da época da recombinação que está ligada pela velocidade da luz compreende hoje uma região de $\Delta\theta < 2^\circ$. Então, como podemos explicar a uniformidade da temperatura do fundo de $\Delta T/T < 10^{-4}$ sobre $\Delta\theta \sim 180^\circ$? Tanto a produção homogênea dos elementos como $\Delta T/T < 10^{-4}$ para $\Delta\theta \sim 180^\circ$ da radiação de fundo indicam que toda a matéria do universo esteve causalmente ligada numa época antes da época de núcleo-síntese.

A massa do universo é aproximadamente

$$\begin{aligned} M_{Uo} &= \rho_{oc} \frac{4}{3} \pi (ct_o)^3 = 10^{-29} \text{ gm} \frac{4}{3} \pi (c \times 10^{10} \text{ anos})^3 \\ &= 10^{21} M_\odot \end{aligned} \quad (2-30)$$

Para ter o universo causalmente ligado, a distância causalmente ligada, na época da núcleo-síntese λ_{CLNS} em relação a ct_{NS} é, a partir de (2-29) e (2-30),

$$\frac{\lambda_{CLNS}}{ct_{NS}} = \left(\frac{M_{Uo}}{M_L} \right)^{1/3} = 10^8 T_{MeV} \quad (2-31)$$

Se λ_{CLf} é a distância causalmente ligada na época do fim da inflação

$$\frac{\lambda_{CLNS}}{\lambda_{CLf}} = \frac{R_{NS}}{R_f} = \frac{T_f}{T_{NS}} = \frac{10^{16} \text{ GeV}}{1 \text{ MeV}} = 10^{19} \quad (2-32)$$

e

$$z_{CLf} = ct_G \frac{R_f}{R_G} \quad (2-33)$$

A partir de (2-32) e (2-33)

$$\frac{z_{CLNS}}{ct_f} = 10^{19} \left[\frac{t_G}{t_f} \frac{R_f}{R_G} \right] \quad (2-34)$$

Temos

$$\frac{t_f}{t_{NS}} = \left[\frac{R_f}{R_{NS}} \right]^2 = \left[\frac{T_{NS}}{T_f} \right]^2 = \left[\frac{1 \text{ MeV}}{10^{16} \text{ GeV}} \right]^2 = 10^{-38} \quad (2-35)$$

A partir de (2-34) e (2-35)

$$\frac{z_{CLNS}}{ct_{NS}} = 10^{-19} \left[\frac{t_G}{t_f} \frac{R_f}{R_G} \right] \quad (2-36)$$

Para ter (2-36) e (2-31) consistente, usando $T_{\text{MeV}} \sim 1$ na época de núcleo-síntese, (2-14), e $H_G = t_G^{-1}$,

$$\frac{t_G}{t_f} \frac{R_f}{R_G} = \frac{t_G}{t_f} \exp \left(\frac{t_f}{t_G} \right) = 10^{27} \quad (2-37)$$

ou

$$\frac{t_f}{t_G} = 66 \quad (2-38)$$

que é consistente com (2-20).

III. Reações Nucleares em Função do Tempo na Época de Núcleo-Síntese

a. $t \sim 0.01s$ ($T \sim 10^{11}K \sim 10$ MeV) (Equilíbrio dos Neutrinos com os Elétrons)

Temos neste tempo equilíbrio dos neutrinos (com massa < 1 MeV) com os elétrons

$$e^+ + e^- \leftrightarrow \nu_i + \bar{\nu}_i \quad (i = e, \mu, \dots) \quad (3-1)$$

Para os neutrinos conhecidos ν_e , ν_μ e ν_τ , existem limites superiores das massas a partir das reações ${}^3H \rightarrow {}^3He + e^- + \bar{\nu}_e$, $\pi \rightarrow \mu + \nu_\mu$, e $\tau \rightarrow \mu + \bar{\nu}_\tau$, respectivamente. Os limites são:

$$\begin{aligned} m_{\nu e} &\leq 50 \text{ eV} \\ m_{\nu \mu} &\leq 0.05 \text{ MeV} \\ m_{\nu \tau} &\leq 250 \text{ MeV} \end{aligned} \quad (3-2)$$

Podemos relacionar a densidade total do universo ρ em (2-4), lembrando que $\rho_\nu \sim 0$ na época do núcleo-síntese) com ρ_γ , pela relação

$$\rho = \frac{g(T)}{2} \rho_\gamma = \frac{g \pi^2}{30} T^4 \quad (3-3)$$

onde $g(T)$ é o número total dos estados de helicidade das partículas. Por exemplo, para fótons $g_\gamma = 2$, para um elétron $g_e = 2$, e para um neutrino relativístico $g_\nu = 1$.

A relação entre a densidade de energia de fermions e bosons relativísticos para uma temperatura T , sem levar em conta os estados da helicidade, é

$$\int_0^{\infty} \frac{(pc) p^2 dp}{e^{pc/T} + 1} = \frac{7}{8} \int_0^{\infty} \frac{(pc) p^2 dp}{e^{pc/T} - 1} \quad (3-4)$$

(Fermions)

(Bosons)

Então, as contribuições a ρ dos bosons, ρ_b (e.g. fótons) e fermions, ρ_f (e.g. elétrons e neutrinos) são

$$\rho_b = \frac{g_b}{2} \rho_\gamma \quad (3-5)$$

$$\rho_f = \frac{7}{16} g_f \rho_\gamma \quad (3-6)$$

$$g = g_b + \frac{7}{8} g_f \quad (3-7)$$

Por exemplo, as contribuições ao g dos fons ($g_\gamma = 2$), elétrons (e^+ , e^-), e três neutrinos ν_e , ν_μ , ν_τ (e $\bar{\nu}_e$, $\bar{\nu}_\mu$, $\bar{\nu}_\tau$) são

$$g = 2 + \frac{7}{8} (2 + 2 + 6) = \frac{43}{4} \quad (3-8)$$

Para um número de neutrinos $N_\nu \geq 3$ podemos escrever, usando (3-8):

$$g = \frac{43}{4} \left[1 + \frac{7}{43} (N_\nu - 3) \right] \quad (3-9)$$

A densidade das partículas relativísticas cai com R^{-3} na expansão do universo e a energia cai com R^{-1} ; então a densidade de energia das partículas relativísticas cai com $\rho \propto R^{-4}$. A partir de (2-4) (ρ_ν e $k(c/R)^2$ desprezíveis) temos $\dot{R}/R = R^{-2}$ ou $t \propto R^2 = T^{-2}$:

$$t = 2.4 g^{-1/2} T_{\text{MeV}}^{-2} \text{ s} \quad (3-10)$$

Notamos, a partir de (3-10), que para uma dada temperatura, quando g (3-9) é maior, t é menor.

b. $t \sim 0.1s$ ($T \sim 3 \times 10^{10} K \sim 3 \text{ MeV}$) (Desacoplamento dos Neutrinos)

A reação (3-1) está em equilíbrio para temperaturas $T \gtrsim 3 \text{ MeV}$. Temos o início do desacoplamento dos neutrinos na temperatura $T \sim 3 \text{ MeV}$.

A reação



ainda está em equilíbrio na temperatura $T \sim 3 \text{ MeV}$; então os prótons e os neutrons estão em equilíbrio, com a razão

$$\frac{n}{p} = \exp \left[\frac{-\Delta}{T} \right] \quad (3-12)$$

onde

$$\Delta = m_n - m_p = 1.293 \text{ MeV} \quad (3-13)$$

c. $t \sim 1s$ ($T \sim 10^{10} K \sim 1 \text{ MeV}$) (Desacoplamento dos Neutrons)

A secção de choque das reacões fracas é $\propto E^2$; então temos para a taxa de reacões fracas

$$\Gamma_f = G_F^2 E^2 n \quad (3-14)$$

onde G_F é a constante de Fermi

$$G_F \cong 1.4 \times 10^{-49} \text{ erg/cm}^3 \quad (3-15)$$

Como $E \sim T$ e $n \propto R^{-3} \propto T^3$, e a partir de (3-14) o tempo característico para reações fracas (e.g. (3-11)) é $t_f = \tau_f^{-1} \propto T^{-5}$:

$$t_f \approx \left(\frac{10^{10} \text{ K}}{T} \right)^5 \text{ s} \quad (3-16)$$

Comparando (3-16) ($t_f \propto T^{-5}$) e (3-10) ($t \propto T^{-2}$) temos

$$t_f(T^*) = t(T^*) \quad (3-17)$$

na época $T \sim T^* \sim 1 \text{ MeV}$. A condição (3-17) define a temperatura T^* do desacoplamento dos neutrons, que aconteceu quando a reação fraca como (3-11) não estava mais em equilíbrio, por causa do aumento rápido de t_f com a queda de temperatura (3-16) (i.e. $t_f \propto T^{-5}$). Para temperaturas $T < T^*$, temos o desacoplamento dos neutrons e a partir de (3-12) e as expressões mais detalhadas para t_f e t em (3-17):

$$\frac{n}{p} = \exp \left[- \frac{\Delta}{T^*} \right] \approx \frac{1}{7} \quad (3-18)$$

d. $t \sim 10\text{s}$ ($T \sim 3 \times 10^9 \text{ K} \sim 0.3 \text{ MeV}$) (Aniquilação dos Positrons)

Para $T < 1 \text{ MeV}$, as partículas relativísticas são os neutrinos, os elétrons e os fótons. Os neutrinos estão desacoplados e os elétrons e fótons estão interagindo. A densidade de energia das partículas interagindo é $\epsilon = g_1 \rho_\gamma$ e a entropia $\propto g_1 n_\gamma$. Para que haja conservação de entropia entre as partículas em interação, devemos ter que:

$$g_1 n_\gamma = \text{const.} \quad (3-19)$$

Para a temperatura $T \equiv T_+ \sim 0.5$ MeV temos aniquilações dos positrons



que aquece a população dos fótons.

Deve ser notado que hoje a razão entre a densidade dos electrons n_{e0} e n_γ é aproximadamente igual ao n_B/n_γ : $(n_{e0}/n_\gamma) = n \equiv \frac{n_B}{n_\gamma} \sim 10^{-9}$. Na época $T > T_+ \sim 0.5$ MeV, antes da aniquilação dos positrons, a densidade n_e foi aproximadamente igual a n_γ .

Usando (3-19)

$$\frac{n_\gamma (T < T_+)}{n_\gamma (T > T_+)} = \frac{g_I (T > T_+)}{g_I (T < T_+)} \quad (3-21)$$

Temos

$$\begin{aligned} g_I (T > T_+) &= g_\gamma + \frac{7}{8} (g_{e^-} + g_{e^+}) \\ &= 2 + \frac{7}{8} (2+2) = \frac{11}{2} \end{aligned} \quad (3-22)$$

$$g_I (T < T_+) = g_\gamma = 2 \quad (3-23)$$

Então, a partir de (3-21) - (3-23)

$$\frac{n_\gamma (T < T_+)}{n_\gamma (T > T_+)} = \frac{11/2}{2} = \frac{11}{4} \quad (3-24)$$

Mas $n_\gamma = T^3$; então a partir de (3-24) a temperatura dos fótons é elevada por um fator

$$f_\gamma = \left(\frac{11}{4} \right)^{1/3} \quad (3-25)$$

Antes da aniquilação, a temperatura dos neutrinos e dos fótons eram iguais. Depois da aniquilação, temos a relação entre as duas temperaturas

$$T_Y = f_Y T_V = \left(\frac{11}{4}\right)^{1/3} T_V \quad (3-26)$$

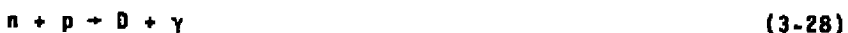
Depois da aniquilação sobraram somente fótons e neutrinos para contribuir ao g , como as partículas relativísticas, mas os neutrinos estão na temperatura mais baixa do que os fótons. O g relaciona a densidade de energia com a densidade de energia dos fótons ($\propto T^4$). Devido aos neutrinos estarem numa temperatura mais baixa do que os fótons, o g dos neutrinos precisa ser multiplicado pelo fator $(T_V/T_Y)^4$. Para três neutrinos

$$g = g_Y + \frac{7}{8} \times 6 \times \left(\frac{T_V}{T_Y}\right)^4 = 2 + \frac{7}{8} \times 6 \times \left(\frac{4}{11}\right)^{4/3} = 3.36 \quad (3-27)$$

O valor do g em (3-27) depois da aniquilação dos positrons ($g \sim 3$) pode ser comparado com o valor de g (3-8) acima da temperatura T_+ da aniquilação ($g = 43/4 \sim 10$).

e. $t \sim 100s$ ($T \sim 10^9 K \sim 0.1$ MeV) (Formação do Deutério)

A primeira, e mais lenta, reação nuclear em núcleo-síntese é



Acima da temperatura T_D , o número dos fótons com energia > 2.2 MeV (a energia da ligação do Deutério) é suficientemente grande para

que a reação inversa $\gamma + D \rightarrow n + p$ destrua todo o Deutério produzido pela (3-28). Somente para temperaturas $T < T_D$ a reação (3-28) pode produzir Deutério. Podemos estimar a temperatura T_D pela condição que o número de fótons com energia > 2.2 MeV (que pode destruir D) é igual ao número dos nucleons que podem formar D. A condição, então, que determina T_D é

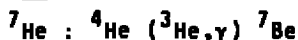
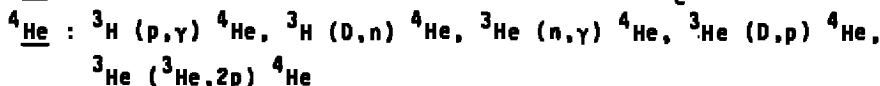
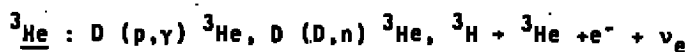
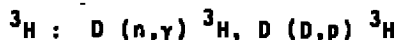
$$n^{-1} \exp \left[- \frac{2.2 \text{ MeV}}{T_D} \right] = 1 \quad (3-29)$$

Usando (2-24) com $n \sim 10^9$, temos a partir de (3-29)

$$T_D \sim 0.1 \text{ MeV} \quad (3-30)$$

f. $t \gtrsim 100s$ ($T \gtrsim 10^9 K \sim 0.1 \text{ MeV}$) (Formação dos Elementos D, ^3H , ^3He , ^4He , ^7Li e ^7Be).

Os elementos D, ^3H , ^3He , ^4He , ^7Li e ^7Be são formados principalmente pelas reações nucleares:



IV. Abundâncias Teóricas

a. D + ³He

(D + ³He) são transformados em ⁴He. Se η ($\equiv n_{\text{H}}/n_{\gamma}$) é maior, a abundância de (D + ³He) observada é menor.

Para um η maior, o D é queimado mais rapidamente do que o ³He devido à barreira Coulombiana. Então a abundância de D/H vs η cai mais rapidamente do que ³He/H vs η .

Uma boa aproximação (D + ³He)/H para $1 < \eta_{10} < 10$ ($\eta = \eta_{10} \times 10^{-10}$) é:

$$\frac{(D + {}^3\text{He})}{\text{H}} = \frac{5 \times 10^{-4}}{\eta_{10}^{1.4}} \quad (1 < \eta_{10} < 10) \quad (4-1)$$

Numericamente, os valores de D/H e (D + ³He)/H para $K_{\nu} = 3$, $\tau_{1/2} = 10.6 \text{ m}$ e $\eta_{10} = 1, 3, 6$ e 10 , são

$$\frac{\text{D}}{\text{H}} = 50, 8, 3, 1 \times 10^{-5} \quad (\eta_{10} = 1, 3, 6 \text{ e } 10) \quad (4-2)$$

e

$$\frac{D + {}^3\text{He}}{\text{H}} = 50, 10, 4, 2 \times 10^{-5} \quad (\eta_{10} = 1, 3, 6 \text{ e } 10) \quad (4-3)$$

b. ⁷Li

i) $1 < \eta_{10} < 3$

O ⁷Li é produzido pela reação ⁴He (³H, γ) ⁷Li e é destruído pela reação ⁷Li (p, α) ⁴He. Para um aumento de η , a reação ⁷Li (p, α) ⁴He cresce mais rápido do que ⁴He (³H, γ) ⁷Li, resultando

um decréscimo de ${}^7\text{Li}/\text{H}$ com n para $1 < n_{10} < 3$.

ii) $3 < n_{10} < 10$

A reação ${}^7\text{Be} (e^-, \nu_e) {}^7\text{Li}$ começa a dominar para $n_{10} > 3$, e ${}^7\text{Li}/\text{H}$ cresce com n para $3 < n_{10}$.

Os valores de ${}^7\text{Li}/\text{H}$ para $N_\nu = 3$, $\tau_{1/2}$, e $n_{10} = 1, 3, 6$ e 10 são

$$\frac{{}^7\text{Li}}{\text{H}} = 4, 0.8, 3,9 \times 10^{-10} \quad (n_{10} = 1, 3, 6 \text{ e } 10) \quad (4-4)$$

c. ${}^4\text{He}$

Podemos obter o valor aproximado da abundância de ${}^4\text{He}$ a partir (3-18) (que dá o valor de n/p na época de T^* quando temos o de sacoplamento dos neutrons). Quase todos os neutrons terminaram nos núcleos de ${}^4\text{He}$. Usando esta aproximação e o valor de (3-18) ($n/p \sim 1/7$) temos para cada 14 prótons 2 neutrons dentro do ${}^4\text{He}$. Entre os 14 prótons temos 2 prótons dentro do ${}^4\text{He}$ e 12 fora. Então:

$$\frac{{}^4\text{He}}{\text{H}} = \frac{(2+2)/4}{12} = \frac{1}{12} \quad (4-5)$$

ou

$$Y \equiv \frac{\rho_{4\text{He}}}{\rho_{4\text{He}} + \rho_{\text{H}}} = \frac{4}{4+12} = 25\% \quad (4-6)$$

Os valores de (4-5) e (4-6) estão próximos dos valores dos cálculos mais exatos.

A contribuição ao Y_p primordial pelo processamento de hidrogênio em estrelas é 1-2%.

Um aumento de n diminui t_D . As reações que necessitam neutrons ocorrem mais cedo e mais rapidamente e não deixam os neutrons decair ($\tau_{1/2} \sim 10.6 \text{ m} \sim 636 \text{ S}$).

Um aumento de N_V produz uma expansão do universo mais rápida e na relação (3-17) ($t_f(T^*) \sim t(T^*)$) t é mais curto, exigindo $t_f(T^*)$ mais curto e T^* mais alta. Na relação (3-17) uma maior T^* aumenta n/p que aumenta ${}^4\text{He}$.

Para uma maior $\tau_{1/2}$, menos neutrons decaem e maior a produção de ${}^4\text{He}$.

Aproximadamente a dependência de Y_p vs n_{10} , N_V e $\tau_{1/2}$ é:

$$Y_p = 0.230 + 0.011 \ln n_{10} + 0.013 (N_V - 3) + 0.014 (\tau_{1/2} - 10.6 \text{ m}) \quad (4-7)$$

Para $N_V = 3$, $\tau_{1/2} = 10.6 \text{ m}$ e $n_{10} = 1, 3, 6$ e 10 , temos

$$Y_p = 0.23, 0.24, 0.25, 0.26 \quad (n_{10} = 1, 3, 6, 10) \quad (4-8)$$

d. Incertezas nas Abundâncias Teóricas

Temos incertezas nas abundâncias de $(p + {}^3\text{He})/\text{H}$ (4-1), ${}^7\text{Li}/\text{H}$ (4-2), e Y (4-5) de $\sim 10\%$, 100% e $\sim 5\%$, respectivamente.

A incerteza na abundância de ${}^7\text{Li}/\text{H}$ é particularmente grande. A partir de 1973, a previsão da taxa da reação ${}^3\text{H} (D, n) {}^4\text{He}$ diminuiu por um fator 3, resultando que a reação ${}^4\text{He} ({}^3\text{H}, \gamma) {}^7\text{Li}$, aumentou por um fator 3. Temos uma incerteza de um fator 2 na taxa da reação ${}^7\text{Li} (p, \alpha) {}^4\text{He}$. Também temos incertezas nas taxas das ${}^4\text{He} ({}^3\text{He}, \gamma) {}^7\text{Be}$ (onde produzimos ${}^7\text{Li}$ pela reação ${}^7\text{Be} (e^-, \nu_e) {}^7\text{Li}$, e na reação ${}^7\text{Be} (n, p) {}^7\text{Li}$.

V. Mudanças Possíveis no Modelo Padrão

a. Partículas Novas

A partir de (3-10) vemos que $t \propto g^{-1/2}$ e a partir de (3-9) $g = (7/4)(N_\nu - 3) + (43/4)$. No lugar de N_ν podemos escrever N , onde N inclui todas as partículas possíveis com $m \ll 1 \text{ MeV}$ e não somente neutrinos:

$$g = \frac{7}{4} (N-3) + \frac{43}{4} \quad (5-1)$$

(Se a partícula não é um Fermion de duas componentes, ocorrem mudanças nas constantes de (5-1), mas a dependência geral de g vs N permanece a mesma).

Para N maior, temos g maior e t menor, que aumenta ${}^4\text{He}$.

b. Modelos Inhomogêneos

As abundâncias dos elementos são sensíveis às flutuações da densidade. Definindo

$$\delta \equiv \frac{(\bar{n}_N^2 - \bar{n}_N^2)^{1/2}}{\bar{n}_N} \quad (5-2)$$

temos para grandes valores de δ (ou seja, grandes valores de η ($\equiv n_N/n_\gamma$) locais) menos ($D+{}^3\text{He}$) a partir de (4-1) e mais ${}^4\text{He}$ a partir de (4-5).

c. Neutrinos Degenerados

Se os neutrinos ν_e foram degenerados na época de desacoplamento dos neutrons T^* , por exemplo, no lugar de (3-18) temos

$$\frac{n}{p} = \exp \left[- \left[\frac{\Delta}{T^*} + \bar{\mu}_{\nu e} \right] \right] \quad (5-3)$$

onde $\bar{\mu}_{\nu e}$ é a energia de Fermi dos neutrinos degenerados dividido por T^* . Para $\bar{\mu}_{\nu e} < 0$, por ex. temos um aumento de n/p e um aumento de ${}^4\text{He}$.

VI. Abundâncias Observadas

a. D

Temos destruição de D na evolução estelar e galáctica por fator ≈ 2 . Então, as observações fornecem um limite inferior de D:

$$\left(\frac{D}{H} \right)_p > 1-2 \times 10^{-5} \quad (6-1)$$

que indica, a partir de (4-2), $n_{10} > 7-10$.

b. (${}^3\text{He} + D$)

Observações dos meteoritos e do vento solar fornecem

$$\left(\frac{{}^3\text{He} + D}{H} \right)_p < 6 - 10 \times 10^{-5} \quad (6-2)$$

que indica, a partir de (4-3), $n_{10} > 3-4$.

c. ${}^7\text{Li}$

A partir das observações das estrelas de População II - temos $({}^7\text{Li}/H) > 1 \times 10^{-10}$ e a partir das observações das estrelas de Popu

cação 1 (${}^7\text{Li}/\text{H}$) $< 8 \times 10^{-10}$; então

$$1 \times 10^{-10} < \left(\frac{{}^7\text{Li}}{\text{H}} \right)_p < 8 \times 10^{-10} \quad (6-3)$$

e a partir de (4-4) não obtemos maiores informações sobre n .

d. ${}^4\text{He}$

Os limites de (6-1) - (6-2) sobre n_{10} fornecem os limites sobre Y_p :

$$0.243 < Y_p < 0.255 \quad (6-4)$$

que são consistentes com os dados observacionais das abundâncias de ${}^4\text{He}$.

e. Resumo

A partir dos dados observacionais de D, ${}^3\text{He}$, ${}^7\text{Li}$ e ${}^4\text{He}$ temos

$$3 - 4 < n_{10} < 7 - 10 \quad (6-5)$$

VII. O Limite Superior de N , δ e $\bar{\mu}_{ve}$

A partir dos dados observacionais temos em (5-1)

$$N < 3.8 - (\tau_{1/2}(\text{min.}) - 10.6) \quad (7-1)$$

Se usamos um limite inferior para o tempo da vida dos neutrons $\tau_{1/2} > 10.4$ minutos, temos

$$N \leq 4 \quad (7-2)$$

Os limites sobre η_{10} de (6-5) fornecem o limite superior de δ em (5-2)

$$\delta \lesssim 3 \quad (7-3)$$

e os limites sobre $\bar{\mu}_{ve}$ em (5-3)

$$-0.05 < \bar{\mu}_{ve} < 0.1 \quad (7-4)$$

VIII. Pergunta: E ρ_{0N} Suficiente Para Fazer um Universo Plano?

A densidade dos fôtons da radiação de fundo da temperatura $T_{\gamma 0}$ é:

$$n_{\gamma 0} = 399 \left(\frac{T_{\gamma 0}}{2.7} \right)^3 \cong 399 \theta^3 \text{ cm}^{-3} \quad (8-1)$$

$$\rho_{0N} \equiv n_{NO} m_p = \eta n_{\gamma 0} m_p = 6.63 \times 10^{-32} \theta^3 \eta_{10} \text{ g/cm}^3 \quad (8-2)$$

Usando (8-2) e (2-5) para ρ_{0c} obtemos

$$\Omega_N \equiv \frac{\rho_{0N}}{\rho_{0c}} = 0.00353 h_0^{-2} \theta^3 \eta_{10} \quad (8-3)$$

Usando os limites sobre h_0 ($\frac{1}{2} \lesssim h_0 \lesssim 1$) e θ ($1.0 \lesssim \theta \lesssim 1.11$)

$$0.00353 < \Omega_N < 0.0194 \eta_{10} \quad (8-4)$$

e os limites sobre η_{10} ($3-4 < \eta_{10} < 7-10$)

$$0.011 - 0.014 < \Omega_N < 0.14 - 0.12 \quad (8-5)$$

A relação (8-5) claramente indica que ρ_{No} não é suficiente para fazer um universo plano ($\Omega \equiv \rho/\rho_{oc} = 1$). Se tivéssemos $\Omega_N = 1$ de (8-3) e $h_0 > 1/2$, teríamos

$$\eta_{10} > 52 \quad (8-6)$$

$$\frac{D}{D_{obs}} \sim 0.01 \quad (8-7)$$

$$\frac{^7Li}{^7Li_{obs}} \sim 10-100 \quad (8-8)$$

$$Y_p > 0.27 \quad (8-9)$$

Além de (8-7) e (8-8) os valores (8-6) e (8-9) são muito diferentes dos valores observacionais de (6-4) e (6-5).

Podemos concluir que se $\Omega = 1$ e o universo é plano, a maior parte de ρ ($=\rho_{oc}$) não é bariônica (i.e. pode ser, por exemplo, neutrinos com $m_\nu \sim 30$ eV).

Para maiores detalhes sobre a matéria deste colóquio, dois bons artigos de revisão são:

1. Barrow, J.D. "Cosmology and Elementary Particles" Fundamentals of Cosmic Physics 8, 83-200 (1983).
2. Boesgaard, A.M. e Steigman, G. "Big Bang Nucleosynthesis: Theories and Observations" Ann. Rev. Astron. Astrophys. 23, 319-378 (1985).

"DETERMINACION DE NITROGENO Y CARBONO POR ACTIVACION CON
PROTONES DE 6.9 MeV"

J.R. Morales⁽¹⁾, M.I. Dinator⁽¹⁾ y P. Cerda⁽²⁾

- (1) Departamento de Física, Facultad de Ciencias, Universidad de Chile, Casilla 653, Santiago-Chile.
(2) Departamento de Ciencias Básicas, Instituto Profesional de Chillán, Chile.

Introducción.-

Métodos y conceptos de física nuclear están siendo utilizados en muchos estudios interdisciplinarios. En este trabajo presentamos una aplicación de interés en fisiología vegetal y ciencias de alimentos.

La determinación cuantitativa de nitrógeno permite conocer el contenido proteico de semillas y granos. El carbono es el principal componente del material base y el cociente de concentraciones de N y C permite determinar las zonas de mayor valor nutritivo en el grano o semilla.

En nuestro caso la determinación de nitrógeno la hemos efectuado con la reacción $^{14}\text{N}(p,\alpha)^{11}\text{C}$ y la de carbono con $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$. Tanto ^{11}C como ^{13}N decaen por emisión de positrón cuyo aniquilamiento es usado para determinar las actividades. La distinción se hace por sus distintas vidas medias de 20 min. y 10 min. respectivamente. A energías mayores, otros autores han empleado otras reacciones en la determinación de nitrógeno (Refs. 1 a 3).

Parte experimental.-

Haces de protones de 6.9 MeV e intensidades típicas de 0.1 μA fueron generados en el ciclotrón isócrono de la U. de Chile. Los blancos fueron fabricados con urea y almidón de alta pureza. La mitad del haz incidía sobre los blancos de forma semicilíndrica y la otra mitad pasaba a una jaula de Faraday, en una cámara con vacío de 10^{-5} Torr.

La actividad del blanco se medía on-line con un detector 3" x 3" NaI(Tl) blindado con Pb. Los pulsos se amplificaron de manera convencional acumulándolos en un Analizador Multicanal Canberra 40 en el modo MCSS con ventanas en torno de 0.511 MeV.

Determinaciones del contenido de nitrógeno por el método químico convencional Kjendahl, fueron realizados con los mismos blancos después de irradiados (Ref. 4).

* Trabajo con el auspicio del Depto. de Investigación de la U. de Chile y del I.P. Chillán.

Un experimento independiente para medir el yield y la sección eficaz de la reacción $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ se efectuó en el Laboratorio Nazionale di Legnaro, Italia (Ref. 5).

Análisis y Resultados.-

Los datos se procesaron computacionalmente obteniéndose las actividades de cada radionuclideo al final de la irradiación, $A(T)$.

La concentración del elemento-padre en el blanco se determinó por la expresión

$$(1) n = A(T) G(E) \tau / (1 - \exp(-\lambda T)) N_p (DT) I(E)$$

en que n es la concentración en átomos/cm³, τ es el tiempo de irradiación; N_p es el número de protones que han incidido sobre la muestra; DT es el tiempo muerto; $G(E)$ es el factor que toma en cuenta el ángulo sólido, la eficiencia del detector y la atenuación. $I(E)$ está definido por

$$(2) I(E) = \int_{E_0}^{E_u} [\sigma(E)/S(E)] dE$$

Siendo $\sigma(E)$ la sección eficaz de la reacción
y $S(E)$ el stopping power del material. E_u
es la energía umbral de la reacción y E_0 es

la energía incidente; $G(E)$ se ha determinado con fuentes calibradas de ^{22}Na . $S(E)$ se ha evaluado por la expresión de Bragg-Kleeman. Hemos comprobado que los valores de $S(E)$ para almidón y urea difieren a lo más en un 0.8% por lo que en semillas puede usarse los valores del almidón en la determinación de nitrógeno (Ref. 6).

En el caso del nitrógeno $I(E)$ se evaluó empleando los valores de Ref. 7 para $\sigma(E)$. Los resultados de las concentraciones determinadas con la reacción nuclear tienen un error del 9% que es comparable al error de la determinación por el método químico en las concentraciones medias y menor en las concentraciones más bajas. En la Tabla I se comparan ambos resultados.

TABLA I

Muestra	Kjeldahl átomos N/cm ³	Nuclear átomos N/cm ³
Urea	$(2.54 \pm 0.14) \times 10^{22}$	$(2.60 \pm 0.22) \times 10^{22}$
Urea 80% Almidón 20%	$(1.70 \pm 0.08) \times 10^{22}$	$(1.72 \pm 0.10) \times 10^{22}$
Urea 20% Almidón 80%	$(4.09 \pm 0.41) \times 10^{21}$	$(4.40 \pm 0.39) \times 10^{21}$
Urea 2%	$(3.98 \pm 0.49) \times 10^{20}$	$(5.05 \pm 0.46) \times 10^{20}$

En la determinación de carbono la integral $I(E)$ se evaluó en base a una medición directa usando blancos gruesos de grafito (Ref. 5). Así, es posible expresar $I_B(E)$ del blanco en términos de la del carbono según

$I_B = K(\rho_C/\rho_B)I_C(E)$ en que ρ_C es la densidad del grafito y ρ_B del blanco; y K es una constante que relaciona los $S(E)$ del grafito y del blanco dentro del 1%.

En la Tabla II se muestran los resultados de la determinación de carbono en muestras que cubren los valores típicos de abundancia de nitrógeno en semillas y granos.

TABLA II

Muestra	átomos C/cm ³ x 10 ²²	átomos C/cm ³ x 10 ²²	N/C	N/C
% N	Preparación	Nuclear	Preparación	Nuclear
9.1	(2.09 ± 0.11)	(2.50 ± 0.31)	0.202 ± 0.011	0.176 ± 0.027
0.9	(2.37 ± 0.13)	(2.53 ± 0.32)	0.018 ± 0.001	0.020 ± 0.003

Referencias.-

- (1) D.A. Dohan and K.G. Standing, Proceedings 7th. Conf. on Cyclotrons, Basel (1975) pp. 249.
- (2) L. Gönci, R. Didriksson, B. Sundqvist, and M.A. Awal Nucl. Inst. & Methods 203 (1982) pp. 577.
- (3) R.L. Soto Moren and S. Szegedi. J. Radioanal. Nucl. Chem. Lett. 96, (2), 68-78 (1985).
- (4) P. Cerda. M. Sc. Thesis. Univ. Austral, Chile, 1985.
- (5) J.R. Morales, G. Moachini, A.M. Porcelatto, M.I. Dinator (A publicarse).
- (6) J.R. Morales, M.I. Dinator, P. Cerda, J. Junot. J. Radioanal. Nucl. Chem. Lett. 96, 601-610, (1985).
- (7) W.W. Jacobs, D. Bodansky, D. Chamberlain, D.L. Oberg. Phys. Rev. C, 9, (1974), 2134.

"TINTES DE CERAMICAS CHILENAS ANALIZADAS POR PIXE" (*)

M.I. Dinator, J.R. Morales, C. Romo, L.O. Figueroa

Departamento de Física, Facultad de Ciencias, Universidad de Chile,

Casilla 653, Santiago-Chile.

Introducción.-

El interés de este trabajo es examinar la composición de tintes ornamentales de cerámicas de uso ceremonial en culturas antiguas de Chile. Una caracterización de estos tintes es de interés arqueológico. Aquí presentamos los primeros resultados del examen de muestras típicas (siglo XIII) de dos culturas chilenas: Diaguita y Aconcagua Salmón.

Parte experimental.-

La radiación X se indujo con haces de protones de 6.6 MeV generados con el ciclotrón isócrono de la Universidad de Chile.

Después de limpiar la cerámica se obtuvieron, por raspado, fragmentos superficiales de los distintos tintes. Por sedimentación se prepararon blancos delgados ($\approx 1 \text{ mg/cm}^2$), los que se colocaron en una cámara con vacío de 10^{-5} Torr para su irradiación. Los pulsos proporcionados por un detector de Si(Li), después de amplificados, se llevaron a un Analizador Multicanal Canberra 40 y traspasados a un computador CROMEMCO-SYSTEM TREE para su análisis posterior.

Análisis y resultados.-

La densidad superficial del elemento Z, $\delta(Z)$ se calcula con:

$$\delta(Z) = \frac{4\pi}{N_0} \frac{1}{N_1 \Omega DT} \frac{N_x(Z) A(Z)}{\epsilon_x(Z) T_x(Z) \sigma_x(E,Z)} \quad (1)$$

en que: Ω es el ángulo sólido, N_1 es el número de protones que han bombardeado la muestra, DT es el tiempo muerto, $N_x(Z)$ es el número de fotones X que provienen del elemento Z que han sido detectados, $A(Z)$ es el peso atómico del elemento Z, $\epsilon_x(Z)$ es la eficiencia del detector para fotones X del elemento Z, $T_x(Z)$ es el coeficiente de absorción para los rayos X del elemento Z desde el blanco hasta el detector, $\sigma_x(E,Z)$ es la sección eficaz de emisión de rayos X característicos del elemento Z por protones de energía E.

*Este trabajo se realiza con el apoyo del Departamento de Investigación de la Universidad de Chile. Proyecto E 2438-8613.

(a) Cerámica Diaguita.

La cerámica de esta cultura presenta tintes blanco, rojo y negro. Los resultados del análisis en estos tintes se presentan en la Tabla I y se comparan en la figura 1. Los aspectos más significativos de la comparación son los siguientes:

En el tinte rojo se ha encontrado siete elementos: Al, Si, K, Ca, Ti, Fe, Cu; en el blanco además de los anteriores se observa vanadio. En el tinte negro sólo se han detectado cuatro elementos: Al, Si, Fe, Cu.

La abundancia relativa de los diversos elementos en cada tinte permitiría asociar la presencia del titanio con el tinte blanco, la gran abundancia de cobre con el tinte negro e igualmente la del hierro con el tinte rojo.

Tabla I. Concentración, en ppm, de elementos en tintes blanco, rojo y negro. Cerámica Diaguita.

	Blanco	Rojo	Negro
Al	3.0×10^3	1.22×10^3	1.9×10^2
Si	9.3×10^3	6.3×10^3	1.17×10^3
K	4.4×10^2	4.8×10^2	-
Ca	1.3×10^3	7.4×10^2	-
Ti	1.83×10^3	3.3×10^2	-
V	2.9×10^2	-	-
Fe	3.6×10^3	1.61×10^4	9.6×10^2
Cu	5.9×10^2	8.9×10^2	3.5×10^4

Errores porcentuales:

Al: 7%, Si: 6%, K → Cu: 4%.

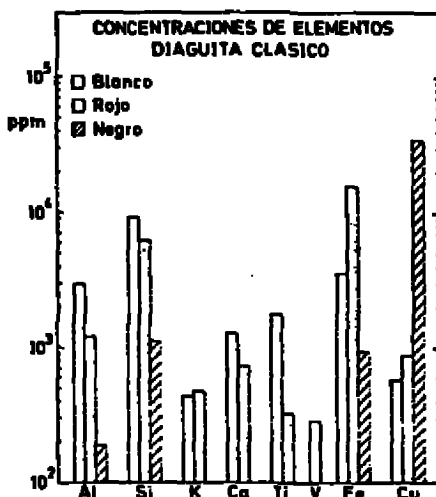


Figura 1. Concentraciones, en ppm, de elementos en tintes de cerámica Diaguita.

(b) Cerámica Aconcagua Salmón.

La cerámica de esta cultura muestra sólo tinte negro sobre greda. Se efectuaron análisis de ambos. Los resultados en la Tabla II permiten establecer que:

En este tinte negro es significativo la abundancia de manganeso y la ausencia de cobre.

De ambos análisis se deduce que el manganeso es sólo atribuible al tinte negro.

(c) Tinte negro. Comparación en cerámicas de dos culturas.

Los resultados anteriores permitirían comparar un tinte en cerámicas de culturas diversas. Esto se puede efectuar con el tinte negro (figura 2). Se desprende que en el tinte usado en la cerámica Diaguita son importantes la presencia del cobre y hierro. En la cerámica Aconcagua Salmón se muestra en cambio, que la presencia del manganeso es significativa.

Este estudio ha permitido establecer que es posible caracterizar tintes distintos en cerámicas de una cultura. También es posible establecer comparaciones en la composición de un mismo tinte usado en distintas culturas. El ejemplo analizado, tinte negro, muestra que fueron utilizados minerales diferentes por estas culturas.

Tabla II. Concentración, en ppm, en tinte negro y greda.

	Tinte negro	Greda
Al	3.6×10	4.5×10^2
Si	$8,9 \times 10^2$	2.7×10^3
K	1.22×10^2	5.1×10^2
Ca	4.4×10^2	6.4×10^2
Ti	1.35×10	6.0×10
Mn	$6,8 \times 10^3$	-
Fe	2.4×10^2	2.67×10^3
Cu	-	$1,53 \times 10^2$

Errores porcentuales:

Al: 7%, Si: 6%, K+Cu: 4%.

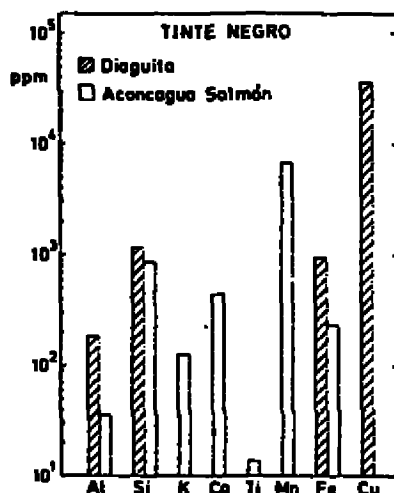


Figura 2. Análisis elemental en tinte negro utilizado en la cultura Diaguita y Aconcagua Salmón.

ATA DA ASSEMBLÉIA GERAL DA IX REUNIÃO DE TRABALHO SOBRE FÍSICA NUCLEAR NO BRASIL

A Assembléia realizada em 2 de setembro de 1986 teve início às 21:00h, com a coordenadora da Comissão Organizadora (C.O) arindo a sessão e iniciando os trabalhos com a avaliação da IX Reunião:

I. AVALIAÇÃO DA IX REUNIAO

1. Vários participantes se manifestaram no sentido de elogiar a Reunião, com os seguintes comentários: os seminários de revisão foram bons, as comunicações orais mais claras e mais eficientes e houve mais participação, discussão e interesse.

2. Comentários a respeito dos Grupos de Trabalho: na opinião de alguns participantes não funcionaram a contento ou esvaziaram devido à densidade de trabalhos. Houve propostas no sentido de substituí-los por horários de discussão.

3. Houve várias manifestações a respeito do Hotel e acomodações, que agradaram plenamente a todos.

II. SUGESTÕES E PROPOSTAS

1. Participantes ligados à área de Instrumentação Nuclear e Física Nuclear Aplicada se sentiram desprezados. Da Reunião de Física Nuclear passaram para a Reunião Paralela e também se sentiram deslocados, pois a Reunião tinha uma ênfase grande sobre Física Atômica e Análise de Materiais, que não os interessa particularmente. Pedem uma programação específica para eles e que não haja coincidência de horários na programação entre Instrumentação Nuclear e Física Nuclear Experimental. Alceu G. Pinho Filho propõe que a C.O. da próxima Reunião cuide de uma programação que interesse à área de Instrumentação e Física Nuclear

Aplicada e propõe o nome de Juan Carlos Acquadro para fazer parte da C.O. para tal fim.

2. Alceu G. Pinho Filho pondera que a Reunião Paralela, que existe há 2 (dois) anos, foi ganhando parte e que na próxima reunião deveria ter chamada em separado com o nome "I Encontro Brasileiro sobre a Física das Interações de Elétrons e Ions com a Matéria". A C.O. deveria ter pessoas das duas áreas e, para isto, aumentar de 6 (seis) para 7 (sete) o número de membros da C.O..

3. Houve manifestações a respeito da comemoração mais festiva que a X Reunião, a próxima, deveria ter, convidando participantes estrangeiros e até realizando uma Reunião mais longa. Também sugeriu-se fazer um inventário ou síntese sobre as 9 (nove) Reuniões passadas. Propôs-se, também, pedir dinheiro para o Centro de Física de Trieste para trazer convidados estrangeiros.

4. Houve discussão sobre como evitar o esvaziamento do fim da Reunião, sendo que o deslocamento de eventos de interesse maior para o fim da reunião parece não evitar completamente o esvaziamento.

5. Foi colocada a necessidade de se levar mais a sério a inscrição; nesta Reunião houve 16 (dezesseis) inscritos que não compareceram e não avisaram o fato, acarretando problemas e despesas para a C.O..

6. O livro de Contribuições deveria ter um único índice para facilitar a localização dos textos.

III. CONSTITUIÇÃO DA COMISSÃO ORGANIZADORA DA PRÓXIMA REUNIÃO

1. Há propostas para que a atual C.O. continuasse, mas os membros da atual C.O. não aceitam. Há discussão no sentido de como aproveitar a experiência já adquirida com a organização, propondo renovação de só uma parte da C.O. ou pelo menos a continuidade de um membro da C.O. e a preparação de atas para não perder a experiência. Também se comenta que os membros de São Paulo da C.O. acabam sendo sobrecarregados devido à maior proximidade com a Secretaria da S.B.F..

2. Há uma proposta de Alceu G. Pinho Filho para aumentar de 6 (seis) para 7 (sete) o número de membros da Comissão, sendo 4 (quatro) membros responsáveis pela área de Física Nuclear e 3 (três) membros pela área paralela de Física de Colisões Atômicas. Esta proposta é aprovada com uma abstenção.

3. Um grupo de pessoas, falando em nome da área paralela de Física de Colisões Atômicas, relata que no dia anterior os participantes desta área fizeram uma reunião, na qual já escolheram os 3 (três) nomes para representá-los na Comissão Organizadora. Os 3 (três) nomes são: Juan Carlos Acquadro (IFUSP), Fernando Lázaro Freire Jr. (PUC-RJ) e Rogério Livi (UFRS). Estes nomes são aprovados por aclamação e passa-se à votação de nomes para representar a área de Física Nuclear: Raphael de Haro Jr. (76 votos), Sílvio B. Herdade (72 votos), Ross A. Douglas (51 votos), Wayne Allan Seale (48 votos) e Brett V. Carlson (45 votos). Fica a Comissão Organizadora composta pelos 4 (quatro) nomes mais votados e os 3 (três) nomes acima citados escolhidos pela área paralela.

IV. COMISSÃO DA III ESCOLA DE VERÃO DE FÍSICA NUCLEAR EXPERIMENTAL DE 1988

Foi votada pela Assembléia uma comissão provisória de 2 (dois) membros para escolher o local para sediar a III Escola e para fazer parte da comissão definitiva. Os membros desta Comissão eleitos pela Assembléia são: Luiz Telmo Sales (IEN-CNEN/RJ) e Thereza Borello Lewin (IFUSP).

V. AVALIAÇÃO DE FÍSICA NO BRASIL PROMOVIDA PELA SBF SOBRE A ÁREA DE FÍSICA NUCLEAR E FÍSICA DE ENERGIAS INTERMEDIÁRIAS

A subdivisão em áreas, para fins de avaliação, feita pela SBF, contemplando as áreas de Física Nuclear e Física de Energias Intermediárias juntas como sendo uma de 20 (vinte) áreas da Física no cenário da Física Brasileira, foi recebida com muitas críticas pela IX Reunião bem como a avaliação feita por Giorgio Moscati, baseada nesta subdivisão. Houve duas moções, transcritas abaixo, propondo a realização de um inventário e uma avaliação pela própria comunidade de Física Nuclear, cujos resultados seriam entregues à S.B.F..

Moção de Antonio Fernando R. de Toledo Piza:

A assembléia dos participantes da IX Reunião de Trabalho sobre Física Nuclear no Brasil, reunida em Caxambu, M.G., vem à presença do Vice-Presidente da SBF, na sua qualidade de Coordenador do processo "A Física no Brasil: Levantamento, Análise e Projeções", para apresentar os seguintes pontos:

1. A subdivisão em áreas para fins da avaliação, recebida pronta pela comunidade de Física Nuclear é considerada por esta Assembléia como não representativa da importância relativa dessas áreas no cenário da Física Brasileira.

2. A partir desta Assembléia estará em curso um inventário dos pesquisadores e facilidade de pesquisa em Física Nuclear no país incluindo:

- i) relação de pessoal ativo na área, com indicação de antigüidade, especialidade e instituição;
- ii) lista de publicações (com arbitragem) do pessoal ativo na área nos últimos cinco anos;
- iii) descrição sucinta das facilidades para pesquisa experimental e de seus projetos e perspectivas de ampliação.

3. Esse inventário será levado a termo por uma comissão para isso constituída por esta Assembléia, a qual encaminhará à SBF uma cópia do mesmo, uma vez concluído.

4. Uma avaliação isenta de pesquisa em Física Nuclear está sendo estudada envolvendo, como indispensável, recurso a avaliadores externos.

Proposta de Antonio Fernando R. de Toledo Piza

Propõe-se a constituição de uma comissão de 3 (três) membros para elaboração de proposta relativa à avaliação da atividade na área de Física Nuclear no país, incluindo possivelmente a participação de avaliadores externos.

**Proposta aprovada: Comissão: Mahir S. Hussein
Jader Martins
A.F. de Toledo Piza**

Moção de Raphael de Haro Jr.

Ao Vice-Presidente da SBF:

- A comunidade de Física Nuclear foi ouvida quanto à divisão da Física em áreas, para fins de avaliação e não a considera representativa no que concerne ao significado da Física Nuclear, frente as outras áreas.

- Será enviado à SBF, quando terminado, um levantamento completo das atividades em Física Nuclear no Brasil.

- Para tal, constituímos uma Comissão que se encarregará de realizar este levantamento e propor a metodologia de uma avaliação séria de nossas atividades.

Giorgio Moscati declara que se as moções forem aprovadas, ele enviará os questionários por ele elaborados para o Coordenador desta Avaliação, Prof. Sérgio Rezende e entregará cópias para os membros da Comissão eleita pela Comunidade. O encaminhamento à SBF foi recebido com críticas. Houve discussão sobre a validade de avaliação feita internamente ou com o auxílio de avaliadores externos. Em seguida, passou-se à votação das moções, sendo a moção e a proposta de A.F.R. de Toledo Piza aprovada com 2 (duas) abstenções. Giorgio Moscati acoita a sugestão de Alceu G. Pinho Filho de enviar cartas a todos que responderam o questionário e só enviar ao Sérgio Rezende os questionários cujos autores se manifestaram expressamente por este envio. Todos os questionários serão entregues à Comissão de Levantamento de Dados. Passa-se à eleição dos membros das duas comissões previstas na proposta de A.F.R. de Toledo Piza. Comissão de Elaboração de Proposta isenta da Pesquisa em Física Nuclear no Brasil:

A.F.R. de Toledo Piza

Jader Martins

Mahir S. Hussein

eleitos por unanimidade.

Comissão de Inventário:

Dirceu Pereira
Iuda D. Goldman vel Lejbman
Solange do Barros
Luis Felipe Canto
Takeshi Kodama
Emerson J.V. Passos
Diógenes Galetti
Alejandro Szanto de Toledo
Celso L. Lima
Alan Merchand
Rajondra Saxena
Luis Telmo Auler
Laércio Losano
Ricardo Marinelli

aprovados por unanimidade.

A Assembléia foi encerrada em seguida pela Co-ordenadora da C.O., Alinka Lépine-Szily.

PESSOAL INSCRITO NA IX REUNIÃO ANUAL

NDME	INST	AREA
1		
2	Argentina-Bariloche	FAT
3	Argentina-CNEA	FN
4	Argentina-CNEA	FN
5	Argentina-CNEA	FN
6	Argentina-CNEA	FN
7	CBPF-RJ	FN
8	CBPF-RJ	FN
9	CBPF-RJ	FN
10	CBPF-RJ	FN
11	CBPF-RJ	FN
12	CBPF-RJ	FN
13	CBPF-RJ	FN
14	CNEN-RJ	FN
15	CNEN-RJ	FN
16	Chile	FNA.
17	IAG-SP	
18	IEAV/CTA-SP	FN
19	IEAV/CTA-SP	FN
20	IEAV/CTA-SP	FNA.
21	IEAV/CTA-SP	FN
22	IEAV/CTA-SP	FNA.
23	IEN/CNEN-RJ	
24	IEN/CNEN-RJ	FN
25	IEN/CNEN-RJ	
26	IEN/CNEN-RJ	FNA.
27	IEN/CNEN-RJ	
28	IEN/CNEN-RJ	FN
29	IEN/CNEN-RJ	INST.
30	IEN/CNEN-RJ	FNA.
31	IEN/CNEN-RJ	INST.
32	IEN/CNEN-RJ	FAPL.
33	IEN/CNEN-RJ	INST.
34	IFT-SP	FN
35	IFT-SP	FN
36	IFT-SP	FN
37	IFUSP-SP	FN
38	IFUSP-SP	FN
39	IFUSP-SP	FN
40	IFUSP-SP	FN
41	IFUSP-SP	FN
42	IFUSP-SP	FN
43	IFUSP-SP	FN
44	IFUSP-SP	FN
45	IFUSP-SP	FN
46	IFUSP-SP	FN
47	IFUSP-SP	FN
48	IFUSP-SP	FN
49	IFUSP-SP	FN
50	IFUSP-SP	FN
51	IFUSP-SP	FN
52	IFUSP-SP	FN
53	IFUSP-SP	FN
54	IFUSP-SP	FN
55	IFUSP-SP	FN
56	IFUSP-SP	FN
57	IFUSP-SP	FN
58	IFUSP-SP	FN

59	Jose M. de Oliveira Jr.	IFUSP-SP	FN
60	Joseph Max Cohenca	IFUSP-SP	COMP.
61	Juan C. Acquadro	IFUSP-SP	FNA.
62	Lorival Fante Jr.	IFUSP-SP	FN
63	Luis A. A. Terremoto	IFUSP-SP	FN
64	Luiz C. Chamon	IFUSP-SP	FN
65	Luiz G. Ferreira Filho	IFUSP-SP	FN
66	Luiz G. R. Emediato	IFUSP-SP	FN
67	Madavarao N. Rao	IFUSP-SP	FN
68	Mahir S. Hussein	IFUSP-SP	FN
69	Manoel Robilotta	IFUSP-SP	FN
70	Marcia M. Obuti	IFUSP-SP	FN
71	Marcio M. Villela	IFUSP-SP	FNA.
72	Marco A. R. Franco	IFUSP-SP	FN
73	Marco N. Martins	IFUSP-SP	FN
74	Marcus E. B. Pinto	IFUSP-SP	FN
75	Maria Carolina Nemes	IFUSP-SP	FN
76	Maria I. C. Cataldi	IFUSP-SP	FN
77	Marina Nielsen	IFUSP-SP	FN
78	Mauricio P. Pato	IFUSP-SP	FN
79	Nemitala Added	IFUSP-SP	FN
80	Nilberto H. Medina	IFUSP-SP	FN
81	Nilson A. de Oliveira	IFUSP-SP	FN
82	Nilton Teruya	IFUSP-SP	FN
83	Philippe Goufan	IFUSP-SP	COMP.
84	Ricardo Martineli	IFUSP-SP	FN
85	Ricardo R. P. de Oliveira	IFUSP-SP	FN
86	Roberto M. dos Anjos	IFUSP-SP	FN
87	Roberto V. Ribas	IFUSP-SP	FN
88	Rosa M. V. Piva	IFUSP-SP	INST.
89	Sebastiao Simionato	IFUSP-SP	FN
90	Sidney dos S. Avancini	IFUSP-SP	FN
91	Silvia Sirota	IFUSP-SP	FN
92	Silvio B. Herdade	IFUSP-SP	FN
93	Sortelano A. Diniz	IFUSP-SP	FN
94	Suzana B. Brandao	IFUSP-SP	FN
95	Thereza B. Levin	IFUSP-SP	FN
96	Valdir Guimaraes	IFUSP-SP	FN
97	Vito R. Vanin	IFUSP-SP	FN
98	Wayne A. Seale	IFUSP-SP	FN
99	Zulmira Cavalheiro	IFUSP-SP	FN
100	Andre L. Lapelli	IPEN/CNEN-SP	FN
101	Brigite R. S. Pecequilo	IPEN/CNEN-SP	FN
102	Cibele B. Zamboni	IPEN/CNEN-SP	FN
103	Luiz P. Geraldo	IPEN/CNEN-SP	FN
104	Marco A. P. V. de Moraes	IPEN/CNEN-SP	FN
105	Marilia T. F. C) Khouri	IPEN/CNEN-SP	FN
106	Marina F. Koskinas	IPEN/CNEN-SP	FNA.
107	Mauro S. Dias	IPEN/CNEN-SP	FNA.
108	Ragendra N. Saxena	IPEN/CNEN-SP	FNA.
109	Domingos D. Cardoso	IRD/CNEN-RJ	INST.
110	Evaldo S. da Fonseca	IRD/CNEN-RJ	FN
111	Geraldo M. Sigaud	IRD/CNEN-RJ	FNA.
112	Manoel M. D. Ramos	IRD/CNEN-RJ	INST.
113	Joao da Providencia	PORTUGAL-COIMBRA	FN
114	Alceu de Pinho	PUC-RJ	FAT.
115	Anselmo S. Paschoa	PUC-RJ	FNA.
116	Bijoy K. Patnaik	PUC-RJ	FAT.
117	Carmen C. B. Tobias	PUC-RJ	INST.
118	Eduardo C. Montenegro	PUC-RJ	FAT.

119	Enio F. da Silveira	PUC-RJ	FNA.
120	Fernando L. Freire Jr.	PUC-RJ	FAT.
121	Gilson B. Batista	PUC-RJ	FAT.
122	Joaquim J. de Moura Filho	PUC-RJ	
123	Marisa A. Cavalcante	PUC-RJ	INST.
124	Nelson de C. Faria	PUC-RJ	FAT.
125	Ricardo A. Terini	PUC-SP	INST.
126	Carlos R. Apolloni	U. LONDRINA	FN
127	Feliz R. A. Revalo	U. LONDRINA	FN
128	Marcos de C. Falleiros	U. LONDRINA	FN
129	Otávio Portezan Filho	U. LONDRINA	FN
130	Santosh S. Sharma	U. LONDRINA	FN
131	Djalr A. de Lima	UF PARAIBA	FN
132	Elias V. de Sousa	UF PARAIBA	FN
133	Laercio Losano	UF PARAIBA	FN
134	Maria L. Cescato	UF PARAIBA	FN
135	Mauro Kiotoku	UF PARAIBA	FN
136	Nilson F. T. da Silva	UF PARAIBA	FN
137	Vera S. de O. Farias	UF PARAIBA	FNA.
138	Orimar A. Battistel	UF PERNAMBUCO	FN
139	Francisco L. Viana	UF PIAUI	FNA.
140	Ismael F. Dantas	UF PIAUI	FNA.
141	Liberatino de S. Meneses	UF PIAUI	FNA.
142	Gastao I. Krain	UF SANTA MARIA-RGS	
143	Thadeu J. P. Penna	UFF-RJ	FN
144	Alfredo Salvetti	UFMS	FN
145	Fernando Zawislak	UFRGS-RS	FAPL.
146	Israel J. R. Baumvol	UFRGS-RS	FAPL.
147	Livio Amaral	UFRGS-RS	FAPL.
148	Pedro L. Grande	UFRGS-RS	FAPL.
149	Rogério Livi	UFRGS-RS	FAPL.
150	Carlos A. Acheta	UFRJ-RJ	
151	Carlos A. Lucas	UFRJ-RJ	FAT.
152	Carlos E. Aguiar	UFRJ-RJ	FAT.
153	Carlos E. Bielschowsky	UFRJ-RJ	FAT.
154	Eduardo Hollauer	UFRJ-RJ	FAT.
155	Heloisa M. B. Roberly	UFRJ-RJ	FAT.
156	Iraci D. de Sousa	UFRJ-RJ	
157	Leandro S. de Paula	UFRJ-RJ	
158	Luiz F. Canto	UFRJ-RJ	FN
159	Luiz F. S. Coelho	UFRJ-RJ	FN
160	Marcio S. da Costa	UFRJ-RJ	INST.
161	Marco A. C. Nascimento	UFRJ-RJ	FAT.
162	Maria H. P. Martins	UFRJ-RJ	FN
163	Maria L. M. Rocco	UFRJ-RJ	FAT.
164	Marta F. Barroso	UFRJ-RJ	FN
165	Nadya M. P. D. Ferreira	UFRJ-RJ	FN
166	Paschoal Rizzo	UFRJ-RJ	
167	Paulo C. Soares Filho	UFRJ-RJ	FN
168	Raphael de Haro Jr.	UFRJ-RJ	FN
169	Raul J. Donangelo	UFRJ-RJ	FN
170	Roseli S. Wedemann	UFRJ-RJ	FN
171	Rui A. M. S. Nazareth	UFRJ-RJ	FN
172	Stenio D. de Magalhaes	UFRJ-RJ	FNA.
173	Suely Melh	UFRJ-RJ	FAT.
174	Tania S. Cabral	UFRJ-RJ	FN
175	Valmar C. Barbosa	UFRJ-RJ	FN
176	Verginia R. Crispim	UFRJ-RJ	
177	Vitor Brasil	UFRJ-RJ	
178	Wilma M. S. Santos	UFRJ-RJ	INST.

179	Wolfgang H. P. Losch	UFRJ-RJ	
180	Marilena S. Watanabe	UFSC-SC	FN
181	IDNE IGA	UFSC-SP	FAT.
182	Lee Mu Tao	UFSC-SP	FAT.
183	Luiz C. G. Freitas	UFSC-SP	FAT.
184	Maristela O. M. D. de Souza	UFSC-SP	FNA.
185	Silvio D. de Souza	UFSC-SP	FNA.
186	Alfredo P. N. R. Galeao	UNESP-SP	FN
187	Julio C. Hadler	UNICAMP-SP	FAPL.
188	Ross A. Douglas	UNICAMP-SP	FAPL.
189	Jose C. Rossi	USP/S. CARLOS-SP	INST.