

IFUSP/P 462  
B.L.F. - USP

**UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO**

**INSTITUTO DE FÍSICA  
CAIXA POSTAL 20516  
01498 - SÃO PAULO - SP  
BRASIL**

# publicações

IFUSP/P-462

FÍSICA FOTONUCLEAR EM ENERGIAS INTERMEDIÁRIAS

J.D.T. Arruda Neto

Instituto de Física, Universidade de São Paulo

TRABALHO APRESENTADO NO V ENCONTRO NACIONAL DE  
FÍSICA DE ENERGIAS INTERMEDIÁRIAS, GRAMADO, RS,  
7-9 DE MAIO DE 1984.

Maio/1984

# FÍSICA FOTONUCLEAR EM ENERGIAS INTERMEDIÁRIAS

J.D.T. ARRUDA NETO

LABORATÓRIO DO ACELERADOR LINEAR  
INSTITUTO DE FÍSICA  
UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

TRABALHO APRESENTADO NO V ENCONTRO NACIONAL DE  
FÍSICA DE ENERGIAS INTERMEDIÁRIAS, GRAMADO, RS,  
7-9 DE MAIO DE 1984.

## I - INTRODUÇÃO

O objetivo principal deste trabalho é motivar grupos de físicos experimentais e teóricos (principalmente estes últimos) para o estudo do que se convencionou chamar de Física de Energias Intermediárias com pontas de prova eletromagnéticas: Física Fotonuclear em Energias Intermediárias (FFEI).

A possibilidade de investigações sistemáticas e profícuas de FFEI, no Brasil, poderá materializar-se caso venhamos a ter um Laboratório Nacional de Radiação de Síncrotron. Existe consenso entre os responsáveis pelos estudos de viabilização desse projeto e a comunidade científica, de que o ideal seria ter um acelerador de elétrons de 200-300 MeV, à onda contínua, como injetor do Síncrotron<sup>1)</sup>. Desta forma, os físicos nucleares também contariam com uma máquina de primeira linha para a realização de estudos com reações eletro- e fotonucleares em coincidência (objetivo este que vem sendo perseguido por inúmeros outros laboratórios no exterior). No momento, apenas no Laboratório do Acelerador Linear da Universidade de São Paulo é possível realizar alguma FFEI interessante, dentro das limitações de energia e corrente da máquina, conforme discutiremos mais à frente.

Para finalizar esta breve introdução gostaria de parafrasear Jim O'Connell (do National Bureau of Standards): a região de energias intermediárias é um dos grandes continentes não explorados do mundo nuclear. A topologia da função resposta nuclear contém dois picos gêmeos: o do espalhamento

quase-livre e o da ressonância delta. Correntes de píons não mapeadas fluem através do vale entre os picos. Fenômenos coletivos nunca antes sonhados estão atocaiados no Mar de Fermi.

### O ESPECTRO DE FOTOABSORÇÃO NUCLEAR

As principais características da estrutura nuclear, disponíveis em um estudo com reações fotonucleares, dependem do comprimento de onda  $\lambda$  do fóton incidente e da sua relação com: o diâmetro do núcleo ( $D_A$ ), a distância internucleônica média no núcleo ( $D_{NN}$ ) e o diâmetro do nucleon ( $D_N$ ). Na Fig. 1 temos uma representação simbólica da seção de choque de fotoabsorção nuclear, onde podemos caracterizar as seguintes regiões:

- I)  $\lambda > D_A$  - corresponde à região de "espectroscopia nuclear" (excitação de níveis ligados);
- II)  $\lambda \approx D_A$  - aqui verifica-se a excitação de movimentos coletivos na forma de "Ressonâncias Gigantes";
- III)  $\lambda \approx D_{NN}$  - neste caso a interação fóton-núcleo deve depender de algumas correlações nucleon-nucleon;
- IV)  $\lambda \approx D_N$  - para fótons com comprimentos de onda da ordem das dimensões do nucleon observamos a excitação de ressonâncias nucleônicas.

A região I foi a mais intensa e extensivamente investigada desde os primórdios da Física Nuclear. Também as Ressonâncias Gigantes (região II), principalmente a de dipolo elétrico (RGD), foram investigadas para núcleos, ao longo de pra

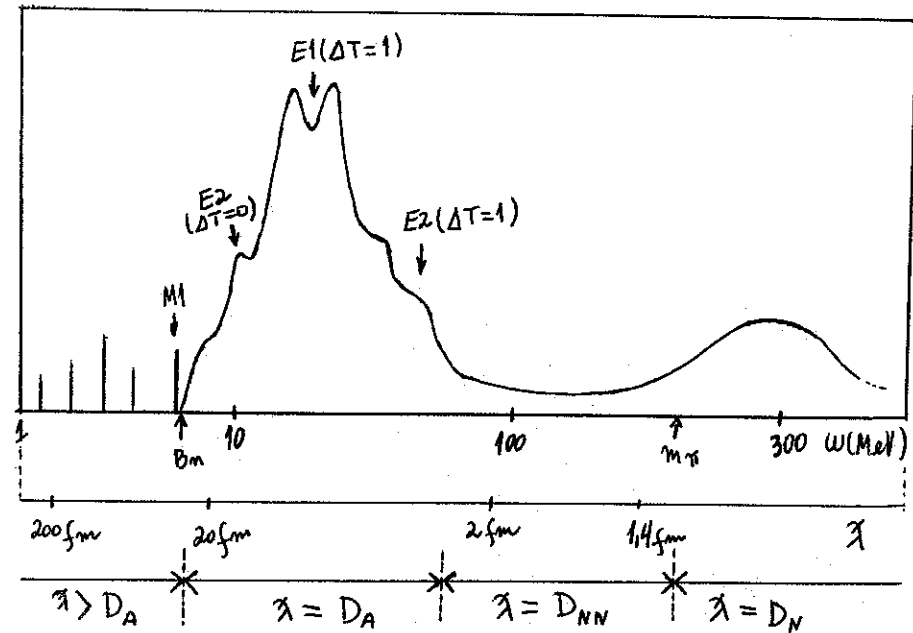


Fig. 1 - Representação pictórica de uma seção de choque de fotoabsorção nuclear típica. Detalhes no texto.

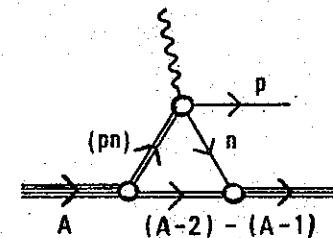


Fig. 2 - Diagrama do modelo do quase-déuteron para reações  $(\gamma, p)$  utilizado na Ref. 6.

ticamente toda a tabela periódica. As reações fotonucleares, na região da RGD, foram largamente investigadas nos últimos 40 anos, permitindo a obtenção de informações detalhadas e fundamentais sobre a estrutura nuclear, bem como sobre os vários modos de excitação em baixas energias<sup>2)</sup>. Essa profusão de informações pôde ser obtida devido: (i) a enorme quantidade de dados experimentais de grande precisão disponíveis, e (ii) a identificação do mecanismo correto de fotoabsorção, como sendo aquele que envolve, principalmente, os graus de liberdade que caracterizam a parte "convencional" da função de onda nuclear (os quais podem ser tratados com segurança pela física nuclear). A situação parece ser oposta na região de energias intermediárias devido a duas razões principais: (i) os dados experimentais ainda são bastante escassos e, (ii) além do mecanismo de reação ainda ser pouco conhecido, as evidências atuais mostram que esse mecanismo deveria estar relacionado, por um lado, com a parte "exótica" da função de onda nuclear (envolvendo, por exemplo, componentes com grande momento, correlações de curto-alcance, "clustering", etc.) ainda pouco conhecida e, por outro lado, com a excitação de graus de liberdade não nucleônicos (isôbaras do núcleon, troca de mésons, etc.). A segunda razão faz da interpretação de processos fotonucleares em energias intermediárias uma tarefa bastante difícil mas, ao mesmo tempo, torna esses processos muito interessantes e de importância fundamental para a compreensão dos detalhes finos das forças nucleares nos núcleos. Portanto, evidencia-se o porquê dos esforços continuados que es-

tão sendo feitos nas investigações experimentais e teóricas de processos fotonucleares em energias intermediárias.

#### FOTOABSORÇÃO NA REGIÃO DO QUASE-DEUTERON

As três principais questões formuladas em uma discussão preliminar sobre reações fotonucleares, em energias intermediárias, são: (1) qual é a importância relativa do processo de fotoabsorção em energias acima da RGD (regiões III e IV da Fig. 1); (2) como é a interação fóton-núcleo responsável pela seção de choque de absorção em altas energias; (3) que informações físicas, a respeito das forças nucleares e estrutura nuclear, são obtidas a partir da análise de experimentos fotonucleares em energias intermediárias.

Desde 1951 Levinger<sup>3)</sup> supôs que o canal de reação mais importante, para energias de fótons  $\omega > 100$  MeV, é o processo de "absorção por 2-corpos". Nessas energias o raio  $\gamma$  penetra no núcleo e interage com um "cluster" de dois núcleons; supondo que a interação é predominantemente absorção-E1, somente pares nêutron-próton (n-p) contribuem para a seção de choque e, desses pares, espera-se que aqueles em estados  $S^3$  ("quase-dêuterons" (QD)) sejam os responsáveis pela maior parte das interações. Se o estado de um par n-p no núcleo, a distâncias suficientemente pequenas, for parecido ao da função de onda do dêuteron livre, a seção de choque para o processo de fotoabsorção será dada por:

$$\sigma_{\text{QD}}(\omega) = L \left( \frac{NZ}{A} \right) \sigma_{\text{D}}(\omega) \quad (1)$$

onde,  $\sigma_D$  é a seção de choque de fotodesintegração do dêuteron;  $\frac{NZ}{A}$  representa o número de pares QD no núcleo por unidade de volume; L é uma constante de proporcionalidade, que se relaciona com a probabilidade de encontrar dois núcleons próximos o suficiente para que ocorra a absorção. Como se pode ver, por exemplo, através do modelo de Wilson<sup>4)</sup>, essa distância de interação deve ser da ordem do comprimento de onda Compton do pión.

O sucesso do modelo semifenomenológico de Levinger estimulou trabalhos mais elaborados tanto experimentais quanto teóricos. Assim, em 1958 Gottfried<sup>5)</sup> desenvolveu uma teoria bastante extensiva destinada à fotodesintegração de dois corpos. Nesse "approach" admite-se que a Hamiltoniana da interação fóton-núcleo é expressa por operadores de dois corpos; o estado fundamental do núcleo é descrito por uma função de onda correlacionada do tipo de Jastrow, e utiliza-se a aproximação de Born para as funções de onda finais dos núcleons.

A fórmula de Levinger (eq. 1) foi testada experimentalmente em núcleos leves como o Li, Be, C e O em especial; em energias entre 40 e 100 MeV verificou-se que a fórmula de Levinger explica a dependência com a energia e o valor absoluto das seções de choque, se L for igual a 8.

Mais recentemente, esse modelo "clássico" do quase-dêuteron<sup>3)</sup> foi objeto de mais alguns refinamentos<sup>6)</sup>, com o propósito de descrever emissão de um próton (nêutron) com a reabsorção de um nêutron (próton) no estado final (como esquematizado na Fig. 2). De acordo com esse modelo, a seção de

choque diferencial é dada por

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\gamma d} C(\vec{k}_\gamma, \theta_p) \quad (2)$$

onde  $(d\sigma/d\Omega)_{\gamma d}$  é a seção de choque diferencial para a fotodesintegração do dêuteron, e  $C(\vec{k}_\gamma, \theta_p)$  descreve o vértice  $n-(A-2) \rightarrow (A-1)$  no estado final. Na Fig. 3 temos alguns resultados obtidos com esse modelo usando ondas planas no estado final.

Resultados para núcleos mais pesados, notadamente com  $A > 100$ , são raros na literatura. Recentemente o grupo de Saclay iniciou uma investigação sistemática da fotoabsorção nuclear em núcleos pesados ( $^{140}\text{Ce}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{208}\text{Pb}$  e  $^{238}\text{U}$ ), com fótons monoenergéticos de energias entre 30 e 120 MeV<sup>8)</sup>. A seção de choque para fotoabsorção do Pb, medida em Saclay, é mostrada na Fig. 4. A curva tracejada ( $\sigma_{QD}$ ) foi obtida a partir do modelo original de Levinger (eq. 1); não foi possível conseguir um ajuste do modelo aos pontos experimentais, qualquer que fosse o valor escolhido para o parâmetro L (o mesmo ocorreu com os outros núcleos). Este fato levou Levinger e Danos a pensar na possibilidade de que algum efeito de "quenching", do efeito de quase-dêuteron, deveria ser levado em conta à medida que a energia  $\omega$  decresce. Neste sentido, Levinger propôs o seu "modelo de quase-dêuteron modificado" (MQD)<sup>9)</sup> segundo o qual, para energias de fóton comparáveis à energia de Fermi no núcleo, deveria haver um amortecimento da seção de choque  $\sigma_{QD}$  produzido por um "Pauli blocking" dos estados finais do próton ou nêutron, emitidos diretamente do quase-dêuteron.

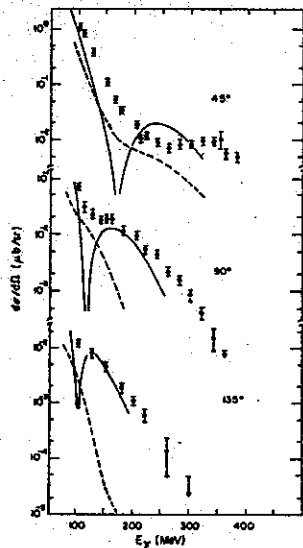


Fig. 3 - Seção de choque diferencial, em função da energia do fóton  $E_\gamma$ , para a reação  $^{16}\text{O}(\gamma, p)^{15}\text{N}$  em vários ângulos de espalhamento. A linha tracejada corresponde à DWIA e a linha cheia ao modelo do QD da Ref. 6. (Outros detalhes na Ref. 7, com relação aos dados experimentais e ao cálculo em DWIA).

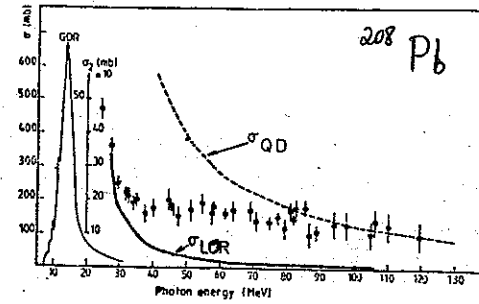


Fig. 4 - Seção de choque de fotoabsorção para o  $^{208}\text{Pb}$  medida em Saclay<sup>8)</sup> (pontos com barras de erro). A curva tracejada ( $\sigma_{\text{QD}}$ ) foi obtida a partir do modelo de quase-déuteron original<sup>3)</sup>.

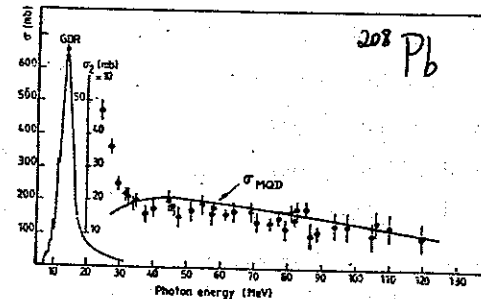


Fig. 5 - Idem Fig. 4. Agora, a curva cheia ( $\sigma_{\text{MQD}}$ ) foi obtida a partir do modelo de QD modificado<sup>9)</sup>, com parâmetro de "quenching"  $D = 60 \text{ MeV}$ <sup>8)</sup>.

Esse amortecimento foi introduzido fenomenologicamente através de um termo exponencial; então

$$\sigma_{MQD}(\omega) = L \left(\frac{NZ}{A}\right) \exp\left[-\frac{D}{\omega}\right] \sigma_D(\omega) \quad (3)$$

Agora, utilizando essa expressão modificada conseguiu-se um excelente ajuste para o Pb (e os outros núcleos) com  $D = 60$  MeV e  $L = 8$  (Fig. 5).

#### A REGIÃO DE FOTO-PRODUÇÃO DE MÉSONS E A RESSONÂNCIA- $\Delta$

A seção de choque de fotoabsorção nuclear é razoavelmente descrita pelo modelo do QD até energias próximas ao limiar de produção de píons  $m_\pi$  (~140 MeV); acima dessa energia o mecanismo de absorção por QD vai gradativamente dando lugar a outro processo mais intenso: a foto-produção de píons com a conseqüente reabsorção destes pelo núcleo.

A foto-produção de píons reais em núcleos pode ser descrita com base na "impulse approximation" (IA). O núcleo é considerado, na versão da física nuclear clássica, como um conjunto de prótons e nêutrons interagindo através de uma força de dois-corpos, sem alterar suas propriedades intrínsecas. O elemento de matriz de produção  $M_\pi$  é definido como a soma de amplitudes de transição de um-corpo, entre os estados nucleares inicial ( $|J_i M_i\rangle$ ) e final ( $|J_f M_f\rangle$ ). Para energias de fótons próximas a  $m_\pi$  (píons onda S) teremos:

$$M_\pi = \langle J_f M_f | \sum_{x=1}^A \tau_x^{++} \sigma_x \cdot \vec{\epsilon} \exp[-i\vec{k} \cdot \vec{r}_x] | J_i M_i \rangle \quad (4)$$

$\tau_x^\pm$  é o operador levantamento/abaixamento de isospin do núcleon;  $\sigma_x$  é a matriz de spin de Pauli;  $\vec{\epsilon}$  é o vetor polarização do fóton e  $\vec{k}$  o seu momentum. A validade da IA (eq. 4) é difícil de ser estabelecida em núcleos complexos devido às incertezas teóricas associadas à "escolha" das funções de onda nucleares e interações de estado final (DWIA).

As medidas de foto-produção de píons próximas ao limiar (quando envolvem transições entre estados ligados conhecidos) propiciam, portanto, um teste bastante consistente da "impulse approximation" (IA). Por outro lado, uma vez estabelecida claramente a validade da IA, a investigação experimental do elemento de matriz  $M_\pi$  pode fornecer informações espectroscópicas dos estados nucleares finais. Esse aspecto é particularmente importante para fótons de energias mais altas ( $\omega > 200$  MeV), quando estados de Ressonâncias Gigantes quase-ligados podem ser alcançados. A similaridade de  $M_\pi$  (eq. 4) com o elemento de matriz da fotoabsorção  $M_Y$ , onde

$$M_Y \propto \langle J_f M_f | \sum_A (1+\tau_3) \vec{\epsilon} \cdot \vec{p} \exp[i\vec{k} \cdot \vec{r}] | J_i M_i \rangle \quad (5)$$

sugere a possibilidade, na produção de píons, de excitação de estados vibracionais lp-lh semelhantes às Ressonâncias Gigantes Multipolares. Algumas evidências, quanto à ocorrência desse tipo de transição, foram obtidas em experimentos de captura- $\pi^-$  (11).

Além disso, acima de 200 MeV a ressonância bariônica  $N^*$  (1236), ( $J = 3/2$ ;  $T = 3/2$ ), passa a ser o canal de foto-produção de píons mais importante. Mais especificamente, a rea-

12.

ção ( $\gamma, \pi$ ) exibe um aspecto peculiar muito interessante: para energias- $\gamma$  em torno de 300 MeV o núcleon é freqüentemente convertido em uma  $\Delta$  (via um "spin-flip" de quark); essa ressonância é representada na Fig. 6. Dentro da estrutura da IA, e desprezando interações de estado final, a seção de choque total  $\sigma_{\gamma, \pi^+}$  em núcleos complexos pode ser expressa (na região da ressonância) em termos da seção de choque  $\sigma_{\gamma, \pi^+}^P$  (foto-produção num próton livre), ou seja<sup>12,13)</sup>

$$\sigma_{\gamma, \pi^+} = Z \sigma_{\gamma, \pi^+}^P \int \rho(\vec{K}) d\vec{K}, \text{ com } |\vec{v} + \vec{K}| \leq d \quad (6)$$

$$\vec{K} = \vec{n} + \vec{\mu} - \vec{v} \quad \text{e} \quad d = [2M(v_0 - \epsilon - \mu_0)]^{1/2}.$$

$\vec{\mu}, \vec{v}, \vec{n}$ , são os momenta do méson, fóton e nêutron, respectivamente;  $\vec{K}$  é o momentum de recuo;  $M$  e  $\mu_0$  são as massas de repouso do nêutron e do méson;  $\epsilon$  é a energia de ligação do nêutron, e  $\rho(\vec{K})$  é a distribuição de momentum do próton no núcleo. A comparação dos resultados numéricos com dados experimentais<sup>14)</sup> revela que existe acordo razoável, pelo menos no intervalo  $0 \leq K \leq 100$  MeV/c.

Outros efeitos interessantes, associados com a foto-produção de píons, relacionam-se com: a importância das interações eletromagnéticas e a corrente de troca de mésons (MEC); a existência de configurações isôbaras (IC) nas funções de onda nucleares; as interações das isôbaras produzidas com o restante do núcleo. Todos esses efeitos não são levados em conta, obviamente, num cálculo estilo IA e DWIA ordinário; desta forma, devem ser "detetados" experimentalmente como "desvios" das

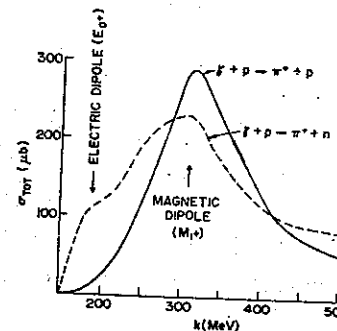


Fig. 6 - Seção de choque total (experimental) para a fotoprodução de píons (no próton), em função da energia do fóton.

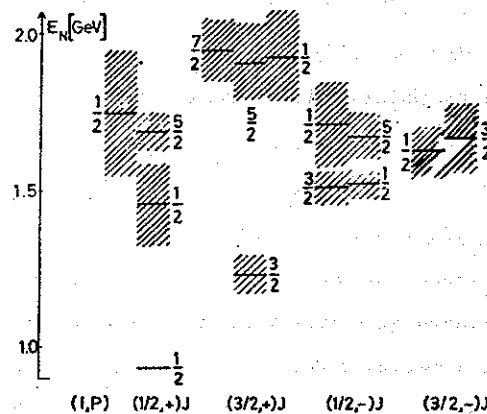


Fig. 7 - Espectro de isôbaras nucleônicas. I é o isospin, P a paridade e J o spin da isôbara. A região hachurada indica a largura.



14.

previsões de resultados em IA.

Não é demais frisar que, de acordo com o nosso atual entendimento das interações nucleares de longo e médio alcance, os graus de liberdade isóbaros e mesônicos são de importância vital para a existência dos núcleos e sua estrutura. Por exemplo, a parte de longo alcance da interação NN é determinada pela troca de um pión, porque o pión é o méson mais leve e acopla-se intensamente com o núcleon; assim, o pión é facilmente emitido ou absorvido por um núcleon. O espalhamento  $\pi$ -N, conforme já mencionamos, é dominado pela excitação de ressonâncias bariônicas (isóbaras), ou seja, excitação de graus de liberdade internos. Em decorrência, um núcleon ligado será excitado internamente ou polarizado, durante um determinado tempo, devido à presença do meio nuclear envolvente. Essa excitação interna, como por exemplo a  $\Delta(1236)$  (vide Fig. 7), leva a atração de médio alcance na interação NN. Para a região de curto alcance adota-se, usualmente, um "approach" fenômeno lógico; contudo, espera-se que para o futuro tenhamos uma descrição mais detalhada a partir da inclusão explícita dos graus de liberdade de quarks.

Para encerrar (finalmente!!) este parágrafo, chamo a atenção para a Fig. 8, que representa o caminho livre médio clássico para píons em função de sua energia cinética. A mensagem principal dessa figura é a seguinte: para píons de baixas energias a interação  $\pi$ -núcleo é relativamente fraca, enquanto que para altas energias essa interação torna-se bastante intensa (para píons entre 100 e 300 MeV a interação é extremamente intensa). Desta forma, costuma-se analisar as rea-

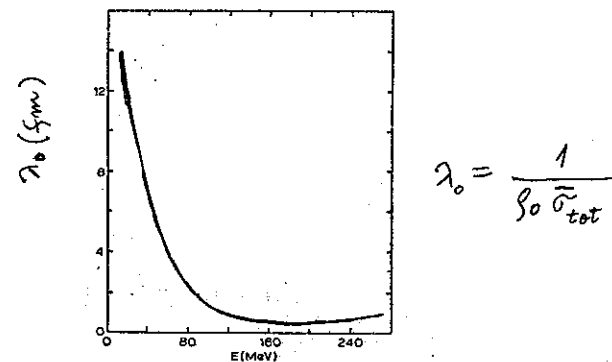


Fig. 8 - Caminho livre médio clássico  $\lambda_0$  para píons versus a energia cinética, na densidade nuclear central  $\rho_0$ .

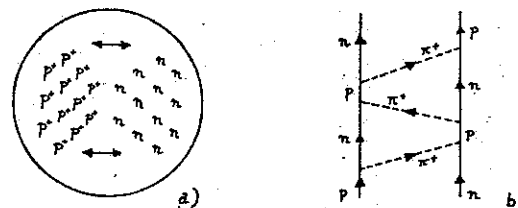


Fig. 9 - Ilustração dos mecanismos de oscilação de dipolo. a) modo gigante de dipolo: prótons vibrando coletivamente contra os nêutrons. b) oscilação de carga devida às correntes de troca de mésons.

ções ( $\gamma, \pi$ ) em três regiões de energia :

- 1<sup>a</sup>) A região do limiar (até ~ 10 MeV acima do limiar). Aqui os píons não são em geral energéticos o suficiente para escapar dos alvos e, portanto, podemos medir a seção de choque total. O caminho livre médio do píon é bastante grande e a "interação de estado final" (FSI) píon-núcleo é dominada por efeitos Coulombianos<sup>15</sup>.
- 2<sup>a</sup>) A região de energia intermediária (píons com energia entre 10 e 50 MeV). A FSI píon-núcleo é apreciável e foi bem estudada através de experiências de espalhamento de píons<sup>16</sup>.
- 3<sup>a</sup>) A região da  $\Delta$  (píons entre 70 e 200 MeV). Encontramos aqui pouquíssimos trabalhos teóricos e experimentais com ( $\gamma, \pi$ ) até o momento. Contudo, esta região é bastante interessante na medida em que a ressonância  $\Delta$  é um dos ingredientes principais da interação  $\pi N$ .

#### REGRAS DA SOMA E OS EFEITOS DE CORRELAÇÃO NÚCLEON-NÚCLEON

A investigação de regras da soma, para espalhamento de fótons, constitui um método para descrever as propriedades integrais da "resposta" de um sistema de muitos corpos a um campo eletromagnético. É instrutivo lembrar o caso atômico: o espalhamento de fótons pelos elétrons atômicos exaure a regra da soma clássica de Thomas-Reiche-Kuhn (TRK), que é dada por<sup>17</sup>

$$\int_0^{\infty} \sigma(\omega) d\omega = 2 \pi^2 \frac{e}{m} Q \quad (7)$$

onde  $Q = Ze$  e  $m$  é a massa do elétron. Em outras palavras: a integração da "resposta", na energia, é equivalente a uma mera contagem das cargas dos elétrons. Comparativamente ao núcleo, o átomo é um sistema bastante simples (o que não é novidade). Enquanto os elétrons são desprovidos de estrutura (até o momento, pelo menos, acredita-se nisso), os núcleons podem ser excitados em estados bem definidos (a ressonância- $\Delta$ , por exemplo), estão envoltos por uma nuvem de mésons, etc.. Pares de núcleons interagem via troca de mésons e, se tiverem carga, essa "corrente de troca de mésons" (MEC) somar-se-á à "corrente de convecção" usual dos núcleons (que é proporcional a  $\vec{p}/M$ ;  $\vec{p}, M$  representam momentum e massa dos núcleons).

Uma das questões básicas da Física Fotonuclear é a seguinte: em que medida essas correntes de troca tomam parte ativamente na "resposta eletromagnética nuclear". Em outras palavras: até que ponto a seção de choque fotonuclear integrada fornece informações além de uma simples contagem de cargas. Na Fig. 9 temos uma representação pictórica das correntes nucleares acima referidas.

Consideremos o efeito fotonuclear na aproximação de onda-longa, sendo basicamente constituído por transições de dipolo elétrico. Neste caso o vetor corrente será

$$\vec{J} = e [\vec{H}, \vec{D}] \quad (8)$$

onde  $\vec{D}$  é o operador de dipolo dado por (para um sistema constituído de núcleons puntiformes)

$$\vec{D} = \sum_{i=1}^A t_3(i) \vec{r}_i \quad (9)$$

$t_3$  é a componente-z de isospin,  $\vec{r}_i$  é o vetor posição do  $i$ -ésimo núcleon e  $H$  é a Hamiltoniana nuclear. A partir dessas considerações é trivial mostrar que

$$\int_0^{m\pi} \sigma(\omega) d\omega = 2 \pi^2 e^2 \langle 0 | [D_z, [H, D_z]] | 0 \rangle = 60 \frac{NZ}{A} (1+K_D) \text{ (MeV-mb)} \quad (10)$$

e

$$K_D = \frac{A}{NZ} M \langle 0 | [D_z, [V, D_z]] | 0 \rangle \quad (11)$$

onde  $V = \frac{1}{2} \sum_{ij} V_{ij}$ , e  $V_{ij}$  é o potencial núcleon-núcleon. O valor  $60 \frac{NZ}{A}$  (MeV-mb) corresponde à regra da soma clássica; é obtido com as mesmas técnicas da física atômica (TRK). Se for considerado apenas o termo  $V_0(r)$  do potencial  $V$  (potencial central médio), teremos  $K_D = 0$ . Qualquer potencial núcleon-núcleon que não comute com  $D_z$  e for considerado na expressão 11, implicará na obtenção de  $K_D \neq 0$ ; por exemplo, potenciais dependentes da velocidade e/ou que contenham termos do tipo  $t_+(i)t_-(j)$  não comutam com o operador de dipolo. Desta forma, qualquer diferença entre a seção de choque integrada, medida experimentalmente, e a regra da soma clássica  $60 \frac{NZ}{A}$  (MeV-mb) deve ser interpretada como evidência da presença de termos não centrais, consideráveis, na Hamiltoniana nuclear. Resultados experimentais recentes (Fig. 10) obtidos em Mainz e Saclay<sup>8)</sup> indicam que, na média,  $K_D \approx 1$ . Forças de troca do tipo de Majorana fornecem apenas uma parte do valor observado experimentalmente ( $K_D = 0,4$ ); portanto, as contribuições provenientes

de outras interações não-comutantes, como por exemplo a parte tensorial das forças nucleares<sup>18)</sup>, devem ser levadas em conta de forma adequada (na Tabela I temos alguns dos termos que podem ser considerados para o cálculo de  $K_D$ ). Vale a pena mencionar de passagem que existe uma correspondência entre o modelo do quase-dêuteron e o comutador  $[V, D_z]$  da expressão 11; os elementos de matriz de  $[V, D_z]$  são diferentes de zero, somente para estados de nêutron-próton, ou seja

$$[V, D_z] |pn\rangle \sim |np\rangle, \quad [V, D_z] |pp\rangle = 0, \quad [V, D_z] |nn\rangle = 0.$$

É importante observar, neste ponto de nossa discussão, que os graus de liberdade mesônicos surgem somente através da troca de mésons com carga no potencial  $V$  (em geral estático). Logo, não existe nenhuma razão a priori para esperarmos que o  $K_D$ , definido pela eq. 11, deva coincidir com o fator  $K$ -experimental (que mede quanto a seção de choque integrada é maior que a previsão clássica, ou seja,  $60 \frac{NZ}{A}$ ; ver eq. 10). Considerar apenas as propriedades estáticas dos termos de troca, na força núcleon-núcleon, é uma simplificação drástica da dinâmica dos mésons no núcleo. A situação "cálculos teóricos" ( $K_D$ ) versus "resultados experimentais" ( $K$ ) não é satisfatória.

As primeiras estimativas para  $K_D$  estão relatadas nas Refs. 18 e 19. Por exemplo, Arima *et al.*<sup>18)</sup> utilizaram o potencial de troca de um pión (OPE) para  $V$ , e um esquema simples para construir a função de onda do estado fundamental nuclear; obtiveram  $K_D \sim 1,4$  e verificaram que a maior parte desse valor era devida ao termo tensorial do OPE. Além disso, também verificaram que  $K_D$  é bastante insensível ao comporta-

TABELA I

Termo	$\bar{H}$	$K_D$
Potencial central	$\sum_{i=1}^A \frac{P_i^2}{2M} + V_0$	0
+		
Troca (Majorana)	$\sum_{i>j} \chi V_0^E P_{ij}^M$	0,8 $\chi$
+		
Spin-órbita	$c\vec{l} \cdot \vec{s}$	0,8 $\chi$
+		
termo de Nilsson	$-Dl^2$	0,8 $\chi$ - (termos pequenos)
+		
Potencial dependente da velocidade	$\sum \frac{\lambda}{M} (P^2 W(r) + W(r) P^2)$	0,8 $\chi$ + 0,37
+		
Correlações n-p de curto alcance		0,67 + 0,78 $\chi$ + 0,06 $\chi^2$

fração de forças de troca  $\equiv \chi \approx 0,5$

TABELA II

Resultados teóricos para o fator  $K_D$ , utilizando dois tipos de potencial núcleon-núcleon: Hamada-Johnston (HJ) e Reid Soft Core (RSC). Detalhes na Ref. 20.

Núcleo	HJ	RSC
$^4\text{He}$	0,42	0,54
$^{12}\text{C}$	0,50	0,51
$^{16}\text{O}$	0,64	0,62
$^{28}\text{Si}$	0,57	0,53
$^{32}\text{S}$	0,60	0,55
$^{40}\text{Ca}$	0,68	0,60

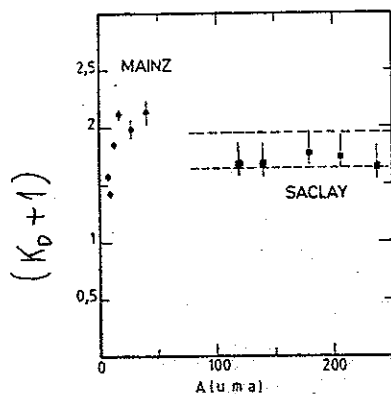


Fig. 10 - Parâmetro  $K_D + 1$  (definido no texto) em função do número de massa  $A$  dos núcleos.

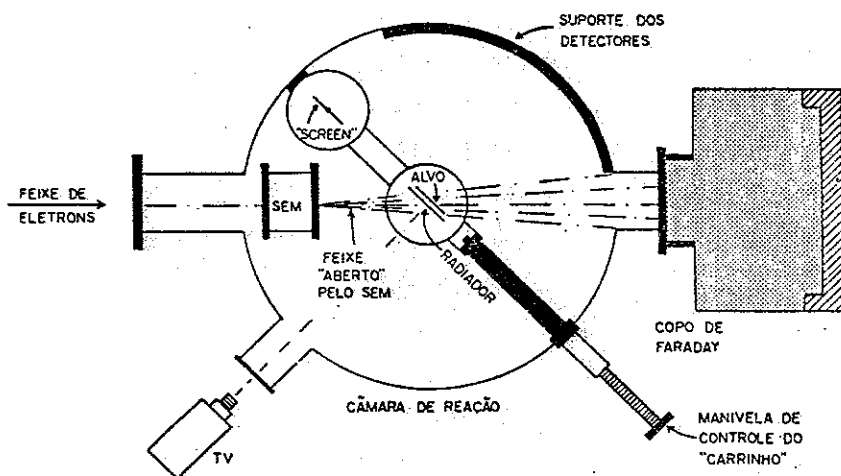


Fig. 11 - Arranjo experimental utilizado no Laboratório do Acelerador Linear da USP, para a investigação do  $^{237}\text{Np}$ .

mento da dinâmica núcleon-núcleon em distâncias bem curtas ( $r < 1 \text{ fm}$ ).

Os cálculos mais elaborados foram feitos por Fink *et al.*<sup>20)</sup>; combinaram equações de Brueckner-Hartree-Fock e Bethe-Goldstone para gerar as funções de onda do estado fundamental e, desta maneira, analisaram  $K_D$  para alguns potenciais núcleon-núcleon (Tabela II). É interessante observar que os valores teóricos ( $K_D$ ) infraestimam os experimentais (Fig. 10) de um fator  $\sim 2$ , para a maioria dos núcleos. [Somente os cálculos de Weng *et al.*<sup>19)</sup>, para o  $^{16}\text{O}$  e  $^{40}\text{Ca}$ , reproduzem razoavelmente os resultados experimentais ( $K \approx 1$ ).] Além disso, os  $K_D$  calculados (Tabela II) são praticamente independentes de  $A$ , o que não é verdade para os núcleos mais leves. Na região dos núcleos mais pesados ( $100 < A \leq 238$ ) os resultados experimentais (mais recentemente obtidos<sup>8)</sup>) indicam que  $K$  é menor do que 1; especificamente:  $K = 0,75 \pm 0,15$  (Fig. 10). Inexistem estimativas teóricas nessa região de massas. Portanto, os resultados experimentais carecem ainda de uma explicação. Parece que uma maior elaboração dos cálculos teóricos revelou-se infrutífera. Pessoalmente, acredito que talvez o problema tenha origens mais fundamentais (de primeiros princípios, quem sabe!).

#### TRABALHOS EM ANDAMENTO NO LABORATÓRIO DO ACELERADOR LINEAR DA USP

(Co-autores: S.B. Herdade, S.L. Paschoal e M.C.P. Martins)

O Acelerador Linear de Elétrons (LINAC) do Instituto de Física da USP é uma máquina convencional pulsada, com uma

corrente analisada média de  $\sim 0,3 \mu\text{A}$ . Recentemente a energia do acelerador foi duplicada (com a instalação de uma segunda válvula Klystron), podendo agora operar em energias até  $\sim 70 \text{ MeV}$ .

No momento estamos empenhados na investigação experimental do efeito das correlações núcleon-núcleon em núcleos actinídeos, através de medidas da seção de choque de fotofissão, utilizando bremsstrahlung de elétrons. O procedimento experimental consiste basicamente da irradiação de alvos com bremsstrahlung produzido pelo feixe de elétrons do LINAC em lâminas de cobre (com  $\sim 400 \text{ mg/cm}^2$ ); os fragmentos de fissão são detetados em folhas de mica, e os elétrons são monitorados com um medidor de emissão secundária (SEM) - o arranjo experimental pode ser visto na Fig. 11. Outros detalhes referentes ao arranjo e procedimentos experimentais estão relatados nas referências 21 e 22. Então, obtém-se a seção de choque de fissão induzida por bremsstrahlung  $\sigma_{B,f}(E_e)$ , para energias de elétrons incidentes  $E_e$ , compreendidas entre 8 e 70 MeV. Essa seção de choque integrada relaciona-se com a seção de choque de fotofissão  $\sigma_{\gamma,f}(\omega)$  através da expressão

$$\sigma_{B,f}(E_e) = \int_0^{E_e} \sigma_{\gamma,f}(\omega) N^B(E_e; \omega) d\omega \quad (12)$$

$N^B(E_e; \omega)$  é o espectro de bremsstrahlung (número de fótons de energia  $\omega$  por unidade de intervalo de energia) produzido por elétrons de energia  $E_e$ . Na Fig. 12 estão esquematizadas as três grandezas envolvidas na equação 12. A grandeza física que nos interessa é a "seção de choque total de fotoabsorção

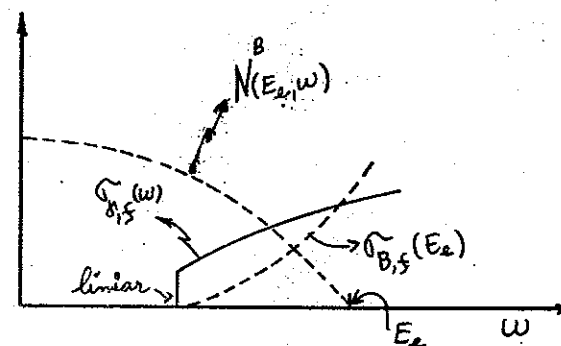


Fig. 12 - Diagrama esquemático das funções que compõem a equação 12: espectro de bremsstrahlung  $N^B(E_e, \omega)$ , seção de choque fotonuclear  $\sigma_{\gamma,f}(\omega)$  e a correspondente seção de choque integral de bremsstrahlung  $\sigma_{B,f}(E_e)$ .

nuclear"  $\sigma_{\gamma,a}$ ; lembremos que

$$\sigma_{\gamma,f}(\omega) = P_f(\omega) \cdot \sigma_{\gamma,a}(\omega) \quad (13)$$

onde  $P_f(\omega)$  é a probabilidade de fissão; esta pode ser estimada com razoável precisão, notadamente para os núcleos actinídeos<sup>23-25</sup>). Para esses núcleos os limiares dos vários canais de reação (emissão de nêutrons e prótons, e fissão, entre os mais relevantes) são conhecidos e/ou trivialmente calculáveis, particularmente na região de energias que investigamos. Portanto,

$$\sigma_{B,f}(E_e) = \int_0^{E_e} \sigma_{\gamma,a}(\omega) [P_f(\omega) N^B(E_e; \omega)] d\omega \quad (14)$$

A seção de choque  $\sigma_{\gamma,a}(\omega)$  poderá, então, ser obtida através da resolução numérica da equação integral 14 (utilizando técnicas de "unfolding"), ou por ajuste de curvas que representem  $\sigma_{\gamma,a}(\omega)$  com base em algum modelo particular. Antes de discutir alguns casos específicos, gostaria de fazer algumas observações com relação às reações induzidas por bremsstrahlung.

A maior parte do acervo de dados em energias intermédias foi obtida com bremsstrahlung. Os feixes de bremsstrahlung são muito mais intensos do que os feixes de fótons monocromáticos ou de fótons "tagged"; desta maneira, consegue-se uma estatística de contagens muito melhor. Esta vantagem compensa grandemente o inconveniente de se ter de lidar com seções de choque integrais. Além disso, para energias acima

da Ressonância Gigante de Dipolo (ver Fig. 1), e abaixo de  $m_\pi$ , a seção de choque  $\sigma_{\gamma,a}$  não exhibe ressonâncias ou estruturas finas; esse comportamento suave da seção de choque permite a sua determinação, a partir do "yield" integrado (eq. 14), de forma bastante precisa.

Pretendemos, inicialmente, investigar os seguintes actinídeos:  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$  e  $^{237}\text{Np}$ , e num estudo posterior alguns núcleos de massas intermediárias (Bi, Au, Pb, etc.). Começamos com o  $^{237}\text{Np}$  e já temos dados preliminares (Fig. 13), bem como uma análise também preliminar desses dados, a seguir relatada. A seção de choque de fotoabsorção pode ser dividida em duas partes (para  $\omega < m_\pi$ ):

$$\sigma_{\gamma,a}(\omega) = \sigma_{\gamma,a}^{\text{RGD}}(\omega) + \sigma_{\gamma,a}^{\text{CNN}}(\omega); \text{ ver também a Fig. 1} \quad (15)$$

onde  $\sigma_{\gamma,a}^{\text{RGD}}$  é a seção de choque de fotoabsorção na região de excitação de modos coletivos do núcleo (a Ressonância Gigante de Dipolo, neste caso), e  $\sigma_{\gamma,a}^{\text{CNN}}$  corresponde à região de energias ( $30 \text{ MeV} < \omega < m_\pi$ ), onde as correlações de curto-alcance constituem o efeito mais importante no mecanismo de fotoabsorção. Assim, podemos reescrever a eq. 14 da seguinte maneira

$$\begin{aligned} \sigma_{B,f}(E_e) &= \int_0^{E_e} \sigma_{\gamma,f}^{\text{RGD}}(\omega) N^B(E_e; \omega) d\omega + \int_0^{E_e} \sigma_{\gamma,a}^{\text{CNN}}(\omega) [P_f(\omega) N^B(E_e; \omega)] d\omega \equiv \\ &\equiv \sigma_{B,f}^{\text{RGD}}(E_e) + \sigma_{B,f}^{\text{CNN}}(E_e) \end{aligned} \quad (16)$$

O termo  $\sigma_{B,f}^{RGD}(E_e)$ , da eq. 16, pode ser calculado com bastante precisão; para tanto, integramos numericamente a seção de choque de fotofissão  $\sigma_{\gamma,f}^{RGD}(\omega)$  (medida com fótons monoenergéticos no Lawrence Laboratory<sup>26</sup>) no espectro de bremsstrahlung (o resultado dessa integração está representado pela curva "RGD" da Fig. 13). Portanto, a diferença entre a seção de choque experimental  $\sigma_{B,f}^{exp}$  e a curva  $\sigma_{B,f}^{RGD}$  permite "assessar"  $\sigma_{\gamma,a}^{CNN}$  (Fig. 13). Em uma análise preliminar representamos  $\sigma_{\gamma,a}^{CNN}$  pela fórmula de Levinger do modelo do quase-déuteron modificado (eq. 3); então,

$$\sigma_{B,f}^{exp}(E_e) - \sigma_{B,f}^{RGD}(E_e) = \langle P_f \rangle L \left( \frac{NZ}{A} \right) \int_0^{E_e} \exp \left[ - \frac{D}{\omega} \right] \sigma_D(\omega) N^B(E_e; \omega) d\omega \quad (17)$$

As curvas "MQD" da Fig. 13 foram obtidas a partir da expressão integral 17, para  $L = 8$  e  $D = 60$  MeV (os mesmos parâmetros utilizados para ajustar os dados de Saclay - Fig. 5 e Ref. 8), considerando dois valores para a probabilidade de fissão média  $\langle P_f \rangle$ : 0,5 e 1. O segundo valor,  $\langle P_f \rangle = 1$ , representa um limite superior. Apesar das grandes incertezas experimentais verificamos que, pelo menos na região de 50 a 60 MeV (onde a diferença é maior), o modelo do quase-déuteron modificado (MQD) de Levinger<sup>9</sup> descreve razoavelmente bem os resultados experimentais. A seção de choque que ajustou nossos dados (eq. 3, com  $L = 8$  e  $D = 60$  MeV),  $\sigma_{\gamma,a}^{CNN}$  (MQD), está representada na Fig. 14 com uma extrapolação até  $m_\pi$ . Lembrando que (ver eq. 10):

Fig. 13 - Seção de choque de fissão induzida por bremsstrahlung para o  $^{237}\text{Np}(\bar{\nu})$ , medida neste Laboratório. A curva "RGD" corresponde apenas às contribuições provenientes da Ressonância Gigante de Dipolo (detalhes no texto). A diferença entre os pontos e a curva "RGD" representa a seção de choque originada das correlações nêutron-nêutron (CNN), integrada no espectro de bremsstrahlung ( $\bar{\nu}$ ). A curva teórica "MQD" é discutida no texto.



Fig. 14 - Seção de choque de fotoabsorção nuclear do  $^{237}\text{Np}$  entre 0 e 140 MeV ( $\approx m_\pi$ ). A curva cheia entre 20 e 60 MeV foi delineada a partir dos resultados experimentais obtidos no Laboratório do Acelerador Linear do IFUSP. Curva "RGD" da Ref. 26.





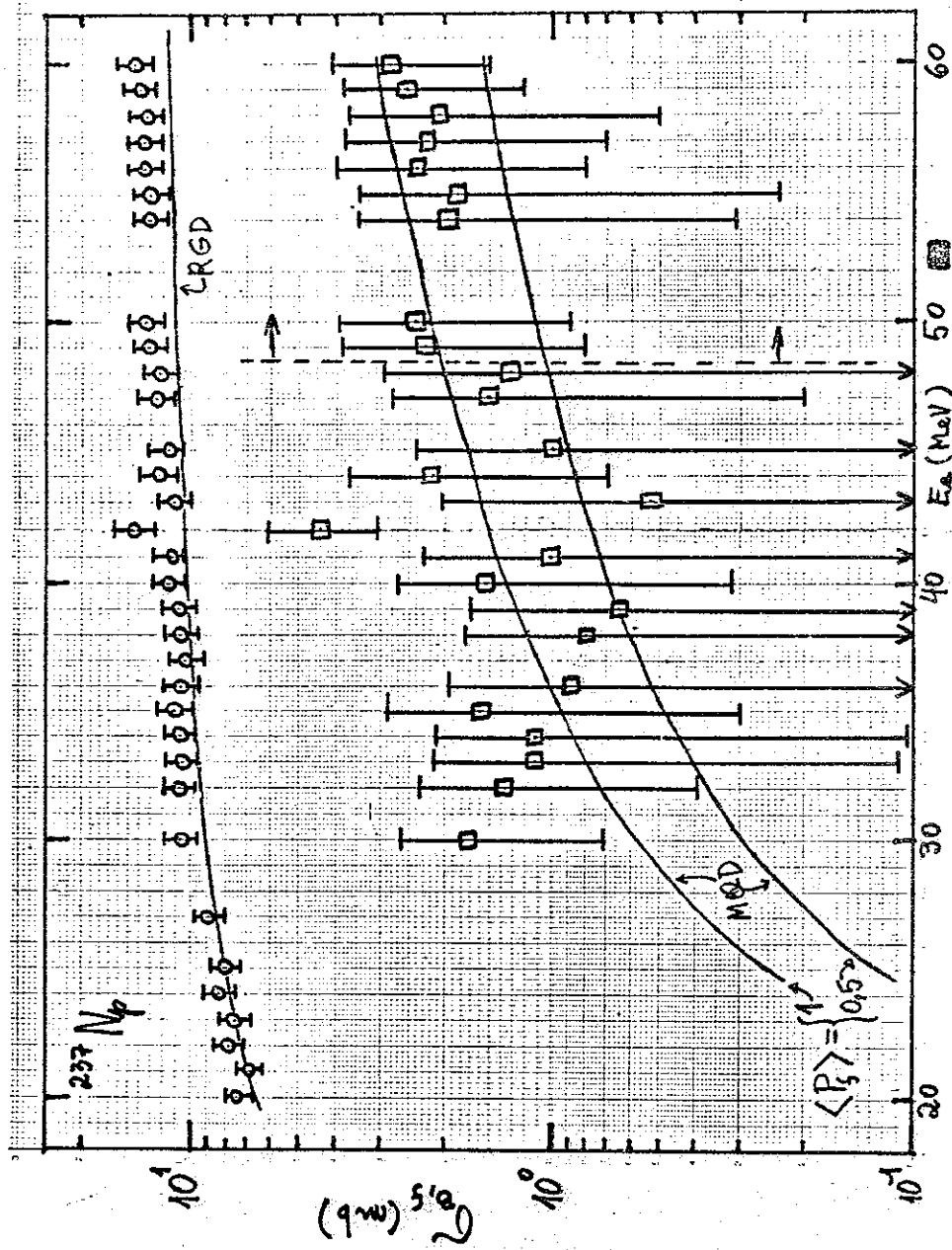


Fig. 13

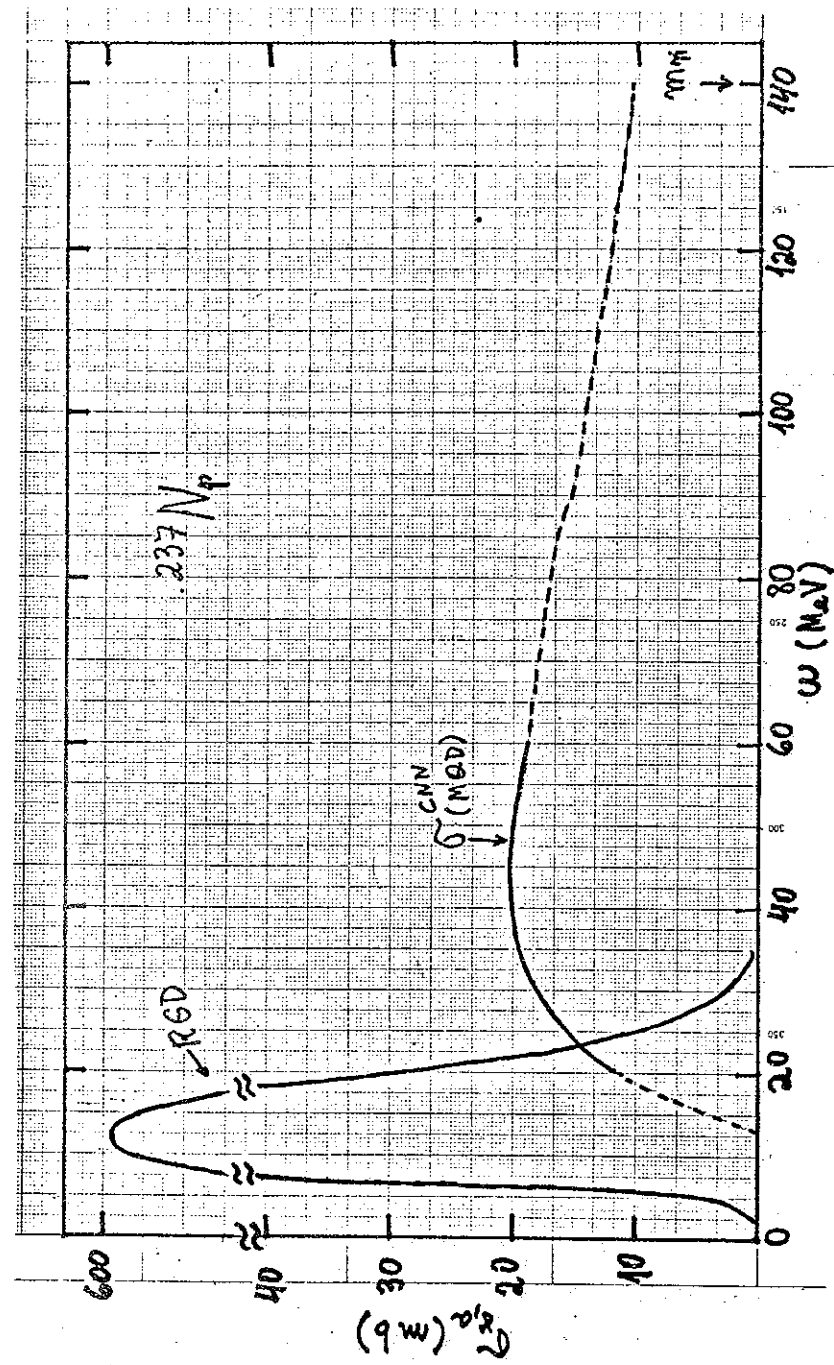


Fig. 14

$$\int_{\sigma_{\gamma,a}}^{\sigma_{\pi}} \text{CNN}(\omega) d\omega = 60 \frac{NZ}{A} K_D$$

estimamos para o  $^{237}\text{Np}$  que  $K_D \leq 0,65$ ; este valor concorda com os resultados de Saclay<sup>8)</sup> ( $K_D = 0,75 \pm 0,15$ ), e aproxima-se muito dos valores teóricos obtidos para o  $^{40}\text{Ca}$  (Tabela II) e  $^{16}\text{O}$ . Por outro lado, seria interessante que grupos de físicos teóricos estendessem esses cálculos até a região dos núcleos actínideos (que ora investigamos), bem como procurassem uma interpretação microscópica para o efeito de "quenching" do mecanismo de fotoabsorção via QD.

#### REFERÊNCIAS

1. G. Moscati, 1984 - comunicação particular.
2. B.L. Berman e S.C. Fultz, Rev. Mod. Phys. 47, 713 (1975).
3. J.S. Levinger, Phys. Rev. 84, 43 (1951).
4. R.W. Wilson, Phys. Rev. 104, 218 (1956).
5. K. Gottfried, Nucl. Phys. 5, 557 (1958).
6. B. Schoch, Phys. Rev. Lett. 41, 80 (1978).
7. J.L. Matthews, in "Nuclear Physics with Electromagnetic Interactions", Lecture Notes in Physics, vol. 108 (Springer-

Verlag, 1979), pg. 369.

8. R. Bergère, idem Ref. 7, pg. 138.
9. J.S. Levinger, Phys. Lett. 82B, 181 (1979).
10. Proc. Int. School of Intermediate Energy Nucl. Phys., Verona (1981); World Scientific Singapore (1982).
11. H.W. Baer et al., Phys. Rev. C12, 921 (1975).
12. J.M. Laget, Nucl. Phys. A194, 81 (1972).
13. M. Lax e H. Feshbach, Phys. Rev. 81, 189 (1951).
14. P.E. Argan et al., Phys. Rev. Lett. 29, 1191 (1972).
15. C. Tzara, Nucl. Phys. B18, 246 (1970).
16. R. Redwine, Second International Conference on Meson-Nuclear Interactions, Houston (1978), AIP Conference Proceedings 54, 501 (1979).
17. J.S. Levinger, "Nuclear Photo-Disintegration", Oxford Univ. Press (1960).
18. A Arima et al., Nucl. Phys. A205, 27 (1973).
19. W.T. Weng et al., Phys. Lett. 46B, 329 (1973).

20. M. Fink et al., Phys. Lett. 49B, 20 (1974).
21. J.D.T. Arruda Neto et al., Phys. Rev. C22, 1996 (1980).
22. J.D.T. Arruda Neto et al., Nucl. Phys. A389, 378 (1982).
23. J.D.T. Arruda Neto e B.L. Berman, Nucl. Phys. A349, 483 (1980).
24. J.R. Nix e E. Sassi, Nucl. Phys. 81, 61 (1966).
25. R. Vandenbosch e J.R. Huizenga, "Nuclear Fission", Academic Press, NY (1973).
26. B.L. Berman, "Atlas of Photoneutron cross sections obtained with monoenergetic photons". Preprint UCRL-78482 (1976), Lawrence Livermore National Laboratory.

IFUSP/P 462  
B.L.F. - USP

**UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO**

**INSTITUTO DE FÍSICA  
CAIXA POSTAL 20516  
01498 - SÃO PAULO - SP  
BRASIL**

# publicações

IFUSP/P-462

FÍSICA FOTONUCLEAR EM ENERGIAS INTERMEDIÁRIAS

J.D.T. Arruda Neto

Instituto de Física, Universidade de São Paulo

TRABALHO APRESENTADO NO V ENCONTRO NACIONAL DE  
FÍSICA DE ENERGIAS INTERMEDIÁRIAS, GRAMADO, RS,  
7-9 DE MAIO DE 1984.

Maio/1984

# FÍSICA FOTONUCLEAR EM ENERGIAS INTERMEDIÁRIAS

J.D.T. ARRUDA NETO

LABORATÓRIO DO ACELERADOR LINEAR  
INSTITUTO DE FÍSICA  
UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

TRABALHO APRESENTADO NO V ENCONTRO NACIONAL DE  
FÍSICA DE ENERGIAS INTERMEDIÁRIAS, GRAMADO, RS,  
7-9 DE MAIO DE 1984.

## I - INTRODUÇÃO

O objetivo principal deste trabalho é motivar grupos de físicos experimentais e teóricos (principalmente estes últimos) para o estudo do que se convencionou chamar de Física de Energias Intermediárias com pontas de prova eletromagnéticas: Física Fotonuclear em Energias Intermediárias (FFEI).

A possibilidade de investigações sistemáticas e profícuas de FFEI, no Brasil, poderá materializar-se caso venhamos a ter um Laboratório Nacional de Radiação de Síncrotron. Existe consenso entre os responsáveis pelos estudos de viabilização desse projeto e a comunidade científica, de que o ideal seria ter um acelerador de elétrons de 200-300 MeV, à onda contínua, como injetor do Síncrotron<sup>1)</sup>. Desta forma, os físicos nucleares também contariam com uma máquina de primeira linha para a realização de estudos com reações eletro- e fotonucleares em coincidência (objetivo este que vem sendo perseguido por inúmeros outros laboratórios no exterior). No momento, apenas no Laboratório do Acelerador Linear da Universidade de São Paulo é possível realizar alguma FFEI interessante, dentro das limitações de energia e corrente da máquina, conforme discutiremos mais à frente.

Para finalizar esta breve introdução gostaria de parafrasear Jim O'Connell (do National Bureau of Standards): a região de energias intermediárias é um dos grandes continentes não explorados do mundo nuclear. A topologia da função resposta nuclear contém dois picos gêmeos: o do espalhamento

quase-livre e o da ressonância delta. Correntes de píons não mapeadas fluem através do vale entre os picos. Fenômenos coletivos nunca antes sonhados estão atocaiados no Mar de Fermi.

### O ESPECTRO DE FOTOABSORÇÃO NUCLEAR

As principais características da estrutura nuclear, disponíveis em um estudo com reações fotonucleares, dependem do comprimento de onda  $\lambda$  do fóton incidente e da sua relação com: o diâmetro do núcleo ( $D_A$ ), a distância internucleônica média no núcleo ( $D_{NN}$ ) e o diâmetro do nucleon ( $D_N$ ). Na Fig. 1 temos uma representação simbólica da seção de choque de fotoabsorção nuclear, onde podemos caracterizar as seguintes regiões:

- I)  $\lambda > D_A$  - corresponde à região de "espectroscopia nuclear" (excitação de níveis ligados);
- II)  $\lambda \approx D_A$  - aqui verifica-se a excitação de movimentos coletivos na forma de "Ressonâncias Gigantes";
- III)  $\lambda \approx D_{NN}$  - neste caso a interação fóton-núcleo deve depender de algumas correlações nucleon-nucleon;
- IV)  $\lambda \approx D_N$  - para fótons com comprimentos de onda da ordem das dimensões do nucleon observamos a excitação de ressonâncias nucleônicas.

A região I foi a mais intensa e extensivamente investigada desde os primórdios da Física Nuclear. Também as Ressonâncias Gigantes (região II), principalmente a de dipolo elétrico (RGD), foram investigadas para núcleos, ao longo de pra

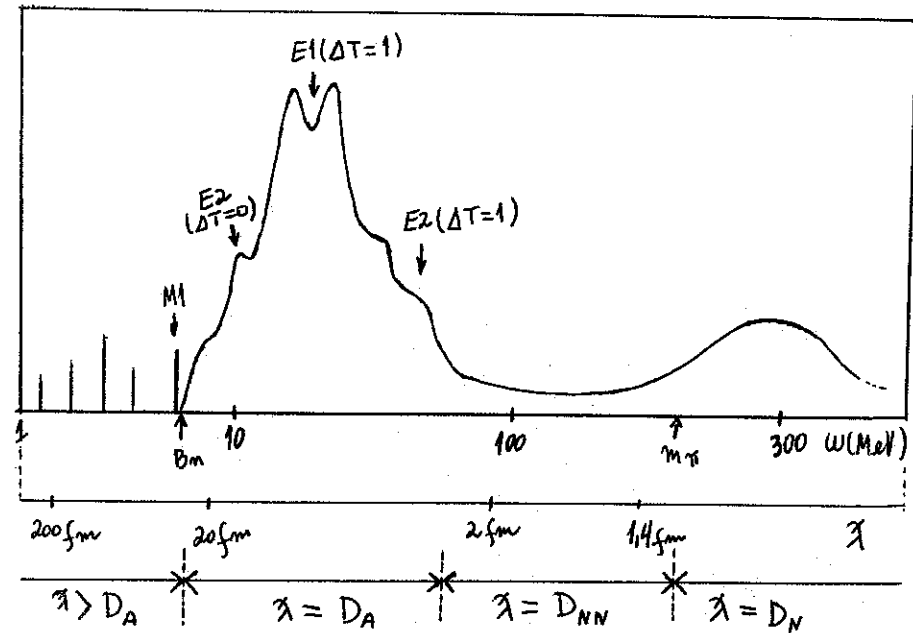


Fig. 1 - Representação pictórica de uma seção de choque de fotoabsorção nuclear típica. Detalhes no texto.

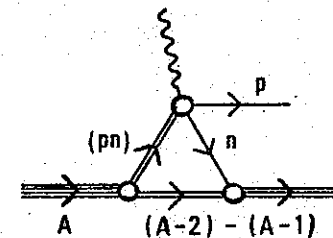


Fig. 2 - Diagrama do modelo do quase-déuteron para reações  $(\gamma, p)$  utilizado na Ref. 6.

ticamente toda a tabela periódica. As reações fotonucleares, na região da RGD, foram largamente investigadas nos últimos 40 anos, permitindo a obtenção de informações detalhadas e fundamentais sobre a estrutura nuclear, bem como sobre os vários modos de excitação em baixas energias<sup>2)</sup>. Essa profusão de informações pôde ser obtida devido: (i) a enorme quantidade de dados experimentais de grande precisão disponíveis, e (ii) a identificação do mecanismo correto de fotoabsorção, como sendo aquele que envolve, principalmente, os graus de liberdade que caracterizam a parte "convencional" da função de onda nuclear (os quais podem ser tratados com segurança pela física nuclear). A situação parece ser oposta na região de energias intermediárias devido a duas razões principais: (i) os dados experimentais ainda são bastante escassos e, (ii) além do mecanismo de reação ainda ser pouco conhecido, as evidências atuais mostram que esse mecanismo deveria estar relacionado, por um lado, com a parte "exótica" da função de onda nuclear (envolvendo, por exemplo, componentes com grande momento, correlações de curto-alcance, "clustering", etc.) ainda pouco conhecida e, por outro lado, com a excitação de graus de liberdade não nucleônicos (isôbaras do núcleon, troca de mésons, etc.). A segunda razão faz da interpretação de processos fotonucleares em energias intermediárias uma tarefa bastante difícil mas, ao mesmo tempo, torna esses processos muito interessantes e de importância fundamental para a compreensão dos detalhes finos das forças nucleares nos núcleos. Portanto, evidencia-se o porquê dos esforços continuados que es-

tão sendo feitos nas investigações experimentais e teóricas de processos fotonucleares em energias intermediárias.

#### FOTOABSORÇÃO NA REGIÃO DO QUASE-DEUTERON

As três principais questões formuladas em uma discussão preliminar sobre reações fotonucleares, em energias intermediárias, são: (1) qual é a importância relativa do processo de fotoabsorção em energias acima da RGD (regiões III e IV da Fig. 1); (2) como é a interação fóton-núcleo responsável pela seção de choque de absorção em altas energias; (3) que informações físicas, a respeito das forças nucleares e estrutura nuclear, são obtidas a partir da análise de experimentos fotonucleares em energias intermediárias.

Desde 1951 Levinger<sup>3)</sup> supôs que o canal de reação mais importante, para energias de fótons  $\omega > 100$  MeV, é o processo de "absorção por 2-corpos". Nessas energias o raio  $\gamma$  penetra no núcleo e interage com um "cluster" de dois núcleons; supondo que a interação é predominantemente absorção-E1, somente pares nêutron-próton (n-p) contribuem para a seção de choque e, desses pares, espera-se que aqueles em estados  $S^3$  ("quase-dêuterons" (QD)) sejam os responsáveis pela maior parte das interações. Se o estado de um par n-p no núcleo, a distâncias suficientemente pequenas, for parecido ao da função de onda do dêuteron livre, a seção de choque para o processo de fotoabsorção será dada por:

$$\sigma_{QD}(\omega) = L \left( \frac{NZ}{A} \right) \sigma_D(\omega) \quad (1)$$

onde,  $\sigma_D$  é a seção de choque de fotodesintegração do dêuteron;  $\frac{NZ}{A}$  representa o número de pares QD no núcleo por unidade de volume; L é uma constante de proporcionalidade, que se relaciona com a probabilidade de encontrar dois núcleons próximos o suficiente para que ocorra a absorção. Como se pode ver, por exemplo, através do modelo de Wilson<sup>4)</sup>, essa distância de interação deve ser da ordem do comprimento de onda Compton do pión.

O sucesso do modelo semifenomenológico de Levinger estimulou trabalhos mais elaborados tanto experimentais quanto teóricos. Assim, em 1958 Gottfried<sup>5)</sup> desenvolveu uma teoria bastante extensiva destinada à fotodesintegração de dois corpos. Nesse "approach" admite-se que a hamiltoniana da interação fóton-núcleo é expressa por operadores de dois corpos; o estado fundamental do núcleo é descrito por uma função de onda correlacionada do tipo de Jastrow, e utiliza-se a aproximação de Born para as funções de onda finais dos núcleons.

A fórmula de Levinger (eq. 1) foi testada experimentalmente em núcleos leves como o Li, Be, C e O em especial; em energias entre 40 e 100 MeV verificou-se que a fórmula de Levinger explica a dependência com a energia e o valor absoluto das seções de choque, se L for igual a 8.

Mais recentemente, esse modelo "clássico" do quase-dêuteron<sup>3)</sup> foi objeto de mais alguns refinamentos<sup>6)</sup>, com o propósito de descrever emissão de um próton (nêutron) com a reabsorção de um nêutron (próton) no estado final (como esquematizado na Fig. 2). De acordo com esse modelo, a seção de

choque diferencial é dada por

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\gamma d} C(\vec{k}_\gamma, \theta_p) \quad (2)$$

onde  $(d\sigma/d\Omega)_{\gamma d}$  é a seção de choque diferencial para a fotodesintegração do dêuteron, e  $C(\vec{k}_\gamma, \theta_p)$  descreve o vértice  $n-(A-2) \rightarrow (A-1)$  no estado final. Na Fig. 3 temos alguns resultados obtidos com esse modelo usando ondas planas no estado final.

Resultados para núcleos mais pesados, notadamente com  $A > 100$ , são raros na literatura. Recentemente o grupo de Saclay iniciou uma investigação sistemática da fotoabsorção nuclear em núcleos pesados ( $^{140}\text{Ce}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{208}\text{Pb}$  e  $^{238}\text{U}$ ), com fótons monoenergéticos de energias entre 30 e 120 MeV<sup>8)</sup>. A seção de choque para fotoabsorção do Pb, medida em Saclay, é mostrada na Fig. 4. A curva tracejada ( $\sigma_{QD}$ ) foi obtida a partir do modelo original de Levinger (eq. 1); não foi possível conseguir um ajuste do modelo aos pontos experimentais, qualquer que fosse o valor escolhido para o parâmetro L (o mesmo ocorreu com os outros núcleos). Este fato levou Levinger e Danos a pensar na possibilidade de que algum efeito de "quenching", do efeito de quase-dêuteron, deveria ser levado em conta à medida que a energia  $\omega$  decresce. Neste sentido, Levinger propôs o seu "modelo de quase-dêuteron modificado" (MQD)<sup>9)</sup> segundo o qual, para energias de fóton comparáveis à energia de Fermi no núcleo, deveria haver um amortecimento da seção de choque  $\sigma_{QD}$  produzido por um "Pauli blocking" dos estados finais do próton ou nêutron, emitidos diretamente do quase-dêuteron.



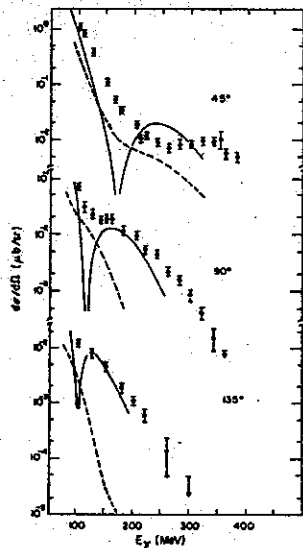


Fig. 3 - Seção de choque diferencial, em função da energia do fóton  $E_\gamma$ , para a reação  $^{16}\text{O}(\gamma, p)^{15}\text{N}$  em vários ângulos de espalhamento. A linha tracejada corresponde à DWIA e a linha cheia ao modelo do QD da Ref. 6. (Outros detalhes na Ref. 7, com relação aos dados experimentais e ao cálculo em DWIA).

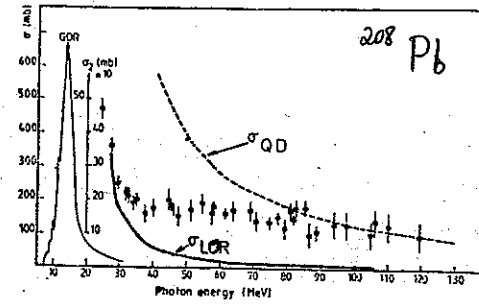


Fig. 4 - Seção de choque de fotoabsorção para o  $^{208}\text{Pb}$  medida em Saclay<sup>8)</sup> (pontos com barras de erro). A curva tracejada ( $\sigma_{\text{QD}}$ ) foi obtida a partir do modelo de quase-déuteron original<sup>3)</sup>.

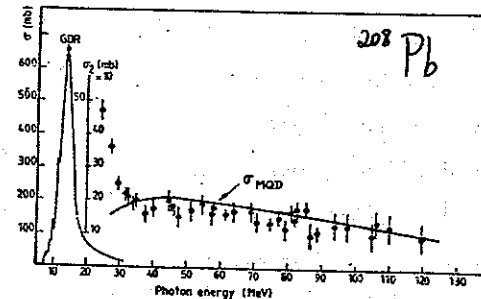


Fig. 5 - Idem Fig. 4. Agora, a curva cheia ( $\sigma_{\text{MQD}}$ ) foi obtida a partir do modelo de QD modificado<sup>9)</sup>, com parâmetro de "quenching"  $D = 60 \text{ MeV}$ <sup>8)</sup>.

Esse amortecimento foi introduzido fenomenologicamente através de um termo exponencial; então

$$\sigma_{MQD}(\omega) = L \left( \frac{NZ}{A} \right) \exp \left[ -\frac{D}{\omega} \right] \sigma_D(\omega) \quad (3)$$

Agora, utilizando essa expressão modificada conseguiu-se um excelente ajuste para o Pb (e os outros núcleos) com  $D = 60$  MeV e  $L = 8$  (Fig. 5).

#### A REGIÃO DE FOTO-PRODUÇÃO DE MÉSONS E A RESSONÂNCIA- $\Delta$

A seção de choque de fotoabsorção nuclear é razoavelmente descrita pelo modelo do QD até energias próximas ao limiar de produção de píons  $m_\pi$  (~140 MeV); acima dessa energia o mecanismo de absorção por QD vai gradativamente dando lugar a outro processo mais intenso: a foto-produção de píons com a conseqüente reabsorção destes pelo núcleo.

A foto-produção de píons reais em núcleos pode ser descrita com base na "impulse approximation" (IA). O núcleo é considerado, na versão da física nuclear clássica, como um conjunto de prótons e nêutrons interagindo através de uma força de dois-corpos, sem alterar suas propriedades intrínsecas. O elemento de matriz de produção  $M_\pi$  é definido como a soma de amplitudes de transição de um-corpo, entre os estados nucleares inicial ( $|J_i M_i\rangle$ ) e final ( $|J_f M_f\rangle$ ). Para energias de fótons próximas a  $m_\pi$  (píons onda S) teremos:

$$M_\pi = \langle J_f M_f | \sum_{x=1}^A \tau_x^{++} \sigma_x \cdot \vec{\epsilon} \exp[-i\vec{k} \cdot \vec{r}_x] | J_i M_i \rangle \quad (4)$$

$\tau_x^\pm$  é o operador levantamento/abaixamento de isospin do núcleon;  $\sigma_x$  é a matriz de spin de Pauli;  $\vec{\epsilon}$  é o vetor polarização do fóton e  $\vec{k}$  o seu momentum. A validade da IA (eq. 4) é difícil de ser estabelecida em núcleos complexos devido às incertezas teóricas associadas à "escolha" das funções de onda nucleares e interações de estado final (DWIA).

As medidas de foto-produção de píons próximas ao limiar (quando envolvem transições entre estados ligados conhecidos) propiciam, portanto, um teste bastante consistente da "impulse approximation" (IA). Por outro lado, uma vez estabelecida claramente a validade da IA, a investigação experimental do elemento de matriz  $M_\pi$  pode fornecer informações espectroscópicas dos estados nucleares finais. Esse aspecto é particularmente importante para fótons de energias mais altas ( $\omega > 200$  MeV), quando estados de Ressonâncias Gigantes quase-ligados podem ser alcançados. A similaridade de  $M_\pi$  (eq. 4) com o elemento de matriz da fotoabsorção  $M_Y$ , onde

$$M_Y \propto \langle J_f M_f | \sum_A (1+\tau_3) \vec{\epsilon} \cdot \vec{p} \exp[i\vec{k} \cdot \vec{r}] | J_i M_i \rangle \quad (5)$$

sugere a possibilidade, na produção de píons, de excitação de estados vibracionais lp-lh semelhantes às Ressonâncias Gigantes Multipolares. Algumas evidências, quanto à ocorrência desse tipo de transição, foram obtidas em experimentos de captura- $\pi^-$  (11).

Além disso, acima de 200 MeV a ressonância bariônica  $N^*$  (1236), ( $J = 3/2$ ;  $T = 3/2$ ), passa a ser o canal de foto-produção de píons mais importante. Mais especificamente, a rea-

12.

ção ( $\gamma, \pi$ ) exibe um aspecto peculiar muito interessante: para energias- $\gamma$  em torno de 300 MeV o núcleon é freqüentemente convertido em uma  $\Delta$  (via um "spin-flip" de quark); essa ressonância é representada na Fig. 6. Dentro da estrutura da IA, e desprezando interações de estado final, a seção de choque total  $\sigma_{\gamma, \pi^+}$  em núcleos complexos pode ser expressa (na região da ressonância) em termos da seção de choque  $\sigma_{\gamma, \pi^+}^P$  (foto-produção num próton livre), ou seja<sup>12,13)</sup>

$$\sigma_{\gamma, \pi^+} = Z \sigma_{\gamma, \pi^+}^P \int \rho(\vec{K}) d\vec{K}, \text{ com } |\vec{v} + \vec{K}| \leq d \quad (6)$$

$$\vec{K} = \vec{n} + \vec{\mu} - \vec{v} \quad \text{e} \quad d = [2M(v_0 - \epsilon - \mu_0)]^{1/2}.$$

$\vec{\mu}, \vec{v}, \vec{n}$ , são os momenta do méson, fóton e nêutron, respectivamente;  $\vec{K}$  é o momentum de recuo;  $M$  e  $\mu_0$  são as massas de repouso do nêutron e do méson;  $\epsilon$  é a energia de ligação do nêutron, e  $\rho(\vec{K})$  é a distribuição de momentum do próton no núcleo. A comparação dos resultados numéricos com dados experimentais<sup>14)</sup> revela que existe acordo razoável, pelo menos no intervalo  $0 \leq K \leq 100$  MeV/c.

Outros efeitos interessantes, associados com a foto-produção de pions, relacionam-se com: a importância das interações eletromagnéticas e a corrente de troca de mésons (MEC); a existência de configurações isôbaras (IC) nas funções de onda nucleares; as interações das isôbaras produzidas com o restante do núcleo. Todos esses efeitos não são levados em conta, obviamente, num cálculo estilo IA e DWIA ordinário; desta forma, devem ser "detetados" experimentalmente como "desvios" das

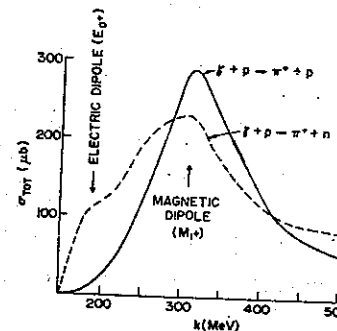


Fig. 6 - Seção de choque total (experimental) para a fotoprodução de pions (no próton), em função da energia do fóton.

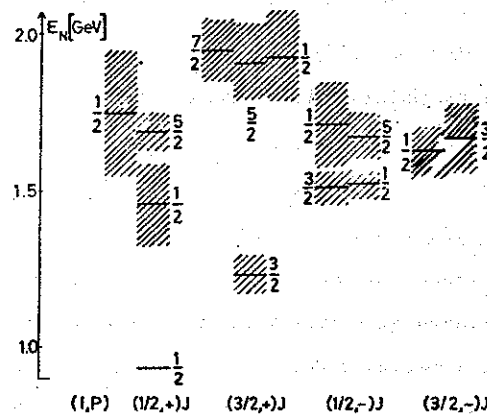


Fig. 7 - Espectro de isôbaras nucleônicas. I é o isospin, P a paridade e J o spin da isôbara. A região hachurada indica a largura.

14.

previsões de resultados em IA.

Não é demais frisar que, de acordo com o nosso atual entendimento das interações nucleares de longo e médio alcance, os graus de liberdade isóbaros e mesônicos são de importância vital para a existência dos núcleos e sua estrutura. Por exemplo, a parte de longo alcance da interação NN é determinada pela troca de um pión, porque o pión é o méson mais leve e acopla-se intensamente com o núcleon; assim, o pión é facilmente emitido ou absorvido por um núcleon. O espalhamento  $\pi$ -N, conforme já mencionamos, é dominado pela excitação de ressonâncias bariônicas (isóbaras), ou seja, excitação de graus de liberdade internos. Em decorrência, um núcleon ligado será excitado internamente ou polarizado, durante um determinado tempo, devido à presença do meio nuclear envolvente. Essa excitação interna, como por exemplo a  $\Delta(1236)$  (vide Fig. 7), leva a atração de médio alcance na interação NN. Para a região de curto alcance adota-se, usualmente, um "approach" fenômeno lógico; contudo, espera-se que para o futuro tenhamos uma descrição mais detalhada a partir da inclusão explícita dos graus de liberdade de quarks.

Para encerrar (finalmente!!) este parágrafo, chamo a atenção para a Fig. 8, que representa o caminho livre médio clássico para píons em função de sua energia cinética. A mensagem principal dessa figura é a seguinte: para píons de baixas energias a interação  $\pi$ -núcleo é relativamente fraca, enquanto que para altas energias essa interação torna-se bastante intensa (para píons entre 100 e 300 MeV a interação é extremamente intensa). Desta forma, costuma-se analisar as rea-

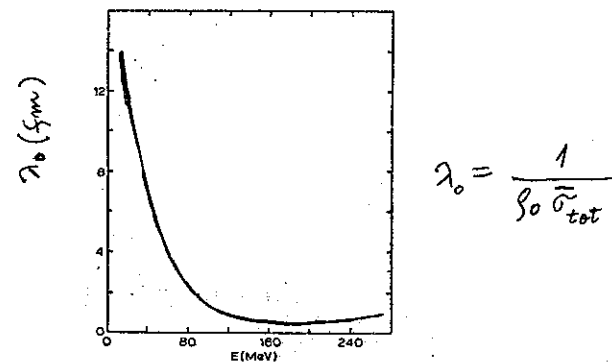


Fig. 8 - Caminho livre médio clássico  $\lambda_0$  para píons versus a energia cinética, na densidade nuclear central  $\rho_0$ .

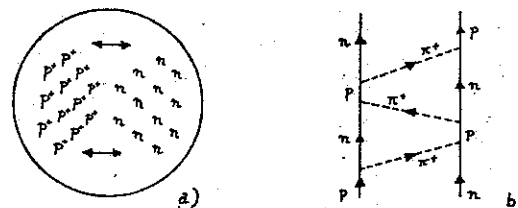


Fig. 9 - Ilustração dos mecanismos de oscilação de dipolo. a) modo gigante de dipolo: prótons vibrando coletivamente contra os nêutrons. b) oscilação de carga devida às correntes de troca de mésons.

ções ( $\gamma, \pi$ ) em três regiões de energia :

- 1<sup>a</sup>) A região do limiar (até ~ 10 MeV acima do limiar). Aqui os píons não são em geral energéticos o suficiente para escapar dos alvos e, portanto, podemos medir a seção de choque total. O caminho livre médio do píon é bastante grande e a "interação de estado final" (FSI) píon-núcleo é dominada por efeitos Coulombianos<sup>15</sup>.
- 2<sup>a</sup>) A região de energia intermediária (píons com energia entre 10 e 50 MeV). A FSI píon-núcleo é apreciável e foi bem estudada através de experiências de espalhamento de píons<sup>16</sup>.
- 3<sup>a</sup>) A região da  $\Delta$  (píons entre 70 e 200 MeV). Encontramos aqui pouquíssimos trabalhos teóricos e experimentais com ( $\gamma, \pi$ ) até o momento. Contudo, esta região é bastante interessante na medida em que a ressonância  $\Delta$  é um dos ingredientes principais da interação  $\pi N$ .

#### REGRAS DA SOMA E OS EFEITOS DE CORRELAÇÃO NÚCLEON-NÚCLEON

A investigação de regras da soma, para espalhamento de fótons, constitui um método para descrever as propriedades integrais da "resposta" de um sistema de muitos corpos a um campo eletromagnético. É instrutivo lembrar o caso atômico: o espalhamento de fótons pelos elétrons atômicos exaure a regra da soma clássica de Thomas-Reiche-Kuhn (TRK), que é dada por<sup>17)</sup>

$$\int_0^{\infty} \sigma(\omega) d\omega = 2 \pi^2 \frac{e}{m} Q \quad (7)$$

onde  $Q = Ze$  e  $m$  é a massa do elétron. Em outras palavras: a integração da "resposta", na energia, é equivalente a uma mera contagem das cargas dos elétrons. Comparativamente ao núcleo, o átomo é um sistema bastante simples (o que não é novidade). Enquanto os elétrons são desprovidos de estrutura (até o momento, pelo menos, acredita-se nisso), os núcleons podem ser excitados em estados bem definidos (a ressonância- $\Delta$ , por exemplo), estão envoltos por uma nuvem de mésons, etc.. Pares de núcleons interagem via troca de mésons e, se tiverem carga, essa "corrente de troca de mésons" (MEC) somar-se-á à "corrente de convecção" usual dos núcleons (que é proporcional a  $\vec{p}/M$ ;  $\vec{p}, M$  representam momentum e massa dos núcleons).

Uma das questões básicas da Física Fotonuclear é a seguinte: em que medida essas correntes de troca tomam parte ativamente na "resposta eletromagnética nuclear". Em outras palavras: até que ponto a seção de choque fotonuclear integrada fornece informações além de uma simples contagem de cargas. Na Fig. 9 temos uma representação pictórica das correntes nucleares acima referidas.

Consideremos o efeito fotonuclear na aproximação de onda-longa, sendo basicamente constituído por transições de dipolo elétrico. Neste caso o vetor corrente será

$$\vec{J} = e [\vec{H}, \vec{D}] \quad (8)$$

onde  $\vec{D}$  é o operador de dipolo dado por (para um sistema constituído de núcleons puntiformes)

$$\vec{D} = \sum_{i=1}^A t_3(i) \vec{r}_i \quad (9)$$

$t_3$  é a componente-z de isospin,  $\vec{r}_i$  é o vetor posição do  $i$ -ésimo núcleon e  $H$  é a Hamiltoniana nuclear. A partir dessas considerações é trivial mostrar que

$$\int_0^{m\pi} \sigma(\omega) d\omega = 2 \pi^2 e^2 \langle 0 | [D_z, [H, D_z]] | 0 \rangle = 60 \frac{NZ}{A} (1+K_D) \text{ (MeV-mb)} \quad (10)$$

e

$$K_D = \frac{A}{NZ} M \langle 0 | [D_z, [V, D_z]] | 0 \rangle \quad (11)$$

onde  $V = \frac{1}{2} \sum_{ij} V_{ij}$ , e  $V_{ij}$  é o potencial núcleon-núcleon. O valor  $60 \frac{NZ}{A}$  (MeV-mb) corresponde à regra da soma clássica; é obtido com as mesmas técnicas da física atômica (TRK). Se for considerado apenas o termo  $V_0(r)$  do potencial  $V$  (potencial central médio), teremos  $K_D = 0$ . Qualquer potencial núcleon-núcleon que não comute com  $D_z$  e for considerado na expressão 11, implicará na obtenção de  $K_D \neq 0$ ; por exemplo, potenciais dependentes da velocidade e/ou que contenham termos do tipo  $t_+(i)t_-(j)$  não comutam com o operador de dipolo. Desta forma, qualquer diferença entre a seção de choque integrada, medida experimentalmente, e a regra da soma clássica  $60 \frac{NZ}{A}$  (MeV-mb) deve ser interpretada como evidência da presença de termos não centrais, consideráveis, na Hamiltoniana nuclear. Resultados experimentais recentes (Fig. 10) obtidos em Mainz e Saclay<sup>8)</sup> indicam que, na média,  $K_D \approx 1$ . Forças de troca do tipo de Majorana fornecem apenas uma parte do valor observado experimentalmente ( $K_D = 0,4$ ); portanto, as contribuições provenientes

de outras interações não-comutantes, como por exemplo a parte tensorial das forças nucleares<sup>18)</sup>, devem ser levadas em conta de forma adequada (na Tabela I temos alguns dos termos que podem ser considerados para o cálculo de  $K_D$ ). Vale a pena mencionar de passagem que existe uma correspondência entre o modelo do quase-dêuteron e o comutador  $[V, D_z]$  da expressão 11; os elementos de matriz de  $[V, D_z]$  são diferentes de zero, somente para estados de nêutron-próton, ou seja

$$[V, D_z] |pn\rangle \sim |np\rangle, \quad [V, D_z] |pp\rangle = 0, \quad [V, D_z] |nn\rangle = 0.$$

É importante observar, neste ponto de nossa discussão, que os graus de liberdade mesônicos surgem somente através da troca de mésons com carga no potencial  $V$  (em geral estático). Logo, não existe nenhuma razão a priori para esperarmos que o  $K_D$ , definido pela eq. 11, deva coincidir com o fator  $K$ -experimental (que mede quanto a seção de choque integrada é maior que a previsão clássica, ou seja,  $60 \frac{NZ}{A}$ ; ver eq. 10). Considerar apenas as propriedades estáticas dos termos de troca, na força núcleon-núcleon, é uma simplificação drástica da dinâmica dos mésons no núcleo. A situação "cálculos teóricos" ( $K_D$ ) versus "resultados experimentais" ( $K$ ) não é satisfatória.

As primeiras estimativas para  $K_D$  estão relatadas nas Refs. 18 e 19. Por exemplo, Arima *et al.*<sup>18)</sup> utilizaram o potencial de troca de um pión (OPE) para  $V$ , e um esquema simples para construir a função de onda do estado fundamental nuclear; obtiveram  $K_D \sim 1,4$  e verificaram que a maior parte desse valor era devida ao termo tensorial do OPE. Além disso, também verificaram que  $K_D$  é bastante insensível ao comporta-

TABELA I

Termo	$\bar{H}$	$K_D$
Potencial central	$\sum_{i=1}^A \frac{P_i^2}{2M} + V_0$	0
+		
Troca (Majorana)	$\sum_{i>j} \chi V_0^E P_{ij}^M$	0,8 $\chi$
+		
Spin-órbita	$c\vec{l} \cdot \vec{s}$	0,8 $\chi$
+		
termo de Nilsson	$-Dl^2$	0,8 $\chi$ - (termos pequenos)
+		
Potencial dependente da velocidade	$\sum \frac{\lambda}{M} (P^2 W(r) + W(r) P^2)$	0,8 $\chi$ + 0,37
+		
Correlações n-p de curto alcance		0,67 + 0,78 $\chi$ + 0,06 $\chi^2$

fração de forças de troca  $\equiv \chi \approx 0,5$

TABELA II

Resultados teóricos para o fator  $K_D$ , utilizando dois tipos de potencial núcleon-núcleon: Hamada-Johnston (HJ) e Reid Soft Core (RSC). Detalhes na Ref. 20.

Núcleo	HJ	RSC
${}^4\text{He}$	0,42	0,54
${}^{12}\text{C}$	0,50	0,51
${}^{16}\text{O}$	0,64	0,62
${}^{28}\text{Si}$	0,57	0,53
${}^{32}\text{S}$	0,60	0,55
${}^{40}\text{Ca}$	0,68	0,60

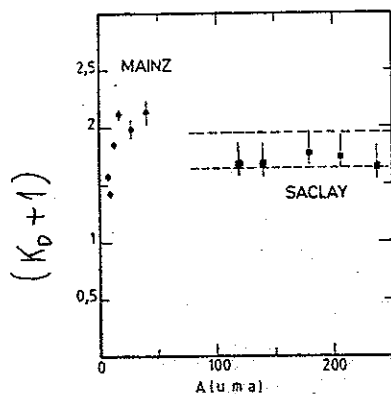


Fig. 10 - Parâmetro  $K_D + 1$  (definido no texto) em função do número de massa  $A$  dos núcleos.

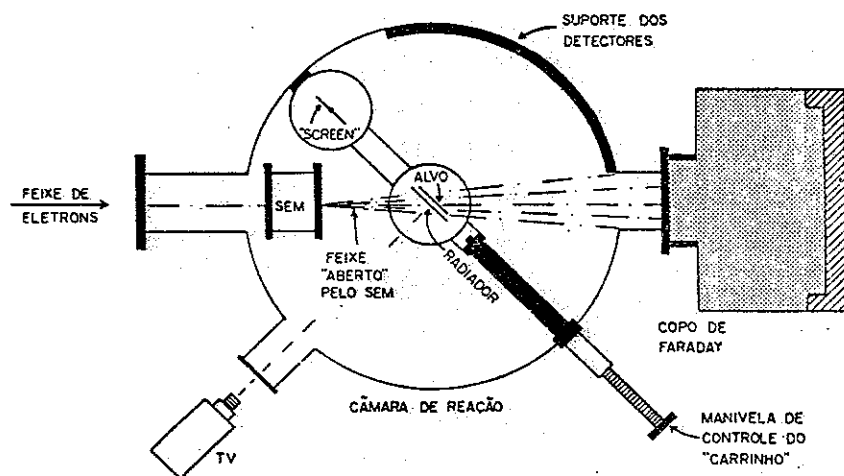


Fig. 11 - Arranjo experimental utilizado no Laboratório do Acelerador Linear da USP, para a investigação do  $^{237}\text{Np}$ .

mento da dinâmica núcleon-núcleon em distâncias bem curtas ( $r < 1 \text{ fm}$ ).

Os cálculos mais elaborados foram feitos por Fink *et al.*<sup>20)</sup>; combinaram equações de Brueckner-Hartree-Fock e Bethe-Goldstone para gerar as funções de onda do estado fundamental e, desta maneira, analisaram  $K_D$  para alguns potenciais núcleon-núcleon (Tabela II). É interessante observar que os valores teóricos ( $K_D$ ) infraestimam os experimentais (Fig. 10) de um fator  $\sim 2$ , para a maioria dos núcleos. [Somente os cálculos de Weng *et al.*<sup>19)</sup>, para o  $^{16}\text{O}$  e  $^{40}\text{Ca}$ , reproduzem razoavelmente os resultados experimentais ( $K \approx 1$ ).] Além disso, os  $K_D$  calculados (Tabela II) são praticamente independentes de  $A$ , o que não é verdade para os núcleos mais leves. Na região dos núcleos mais pesados ( $100 < A \leq 238$ ) os resultados experimentais (mais recentemente obtidos<sup>8)</sup>) indicam que  $K$  é menor do que 1; especificamente:  $K = 0,75 \pm 0,15$  (Fig. 10). Inexistem estimativas teóricas nessa região de massas. Portanto, os resultados experimentais carecem ainda de uma explicação. Parece que uma maior elaboração dos cálculos teóricos revelou-se infrutífera. Pessoalmente, acredito que talvez o problema tenha origens mais fundamentais (de primeiros princípios, quem sabe!).

#### TRABALHOS EM ANDAMENTO NO LABORATÓRIO DO ACELERADOR LINEAR DA USP

(Co-autores: S.B. Herdade, S.L. Paschoal e M.C.P. Martins)

O Acelerador Linear de Elétrons (LINAC) do Instituto de Física da USP é uma máquina convencional pulsada, com uma



corrente analisada média de  $\sim 0,3\mu\text{A}$ . Recentemente a energia do acelerador foi duplicada (com a instalação de uma segunda válvula Klystron), podendo agora operar em energias até  $\sim 70$  MeV.

No momento estamos empenhados na investigação experimental do efeito das correlações núcleon-núcleon em núcleos actinídeos, através de medidas da seção de choque de fotofissão, utilizando bremsstrahlung de elétrons. O procedimento experimental consiste basicamente da irradiação de alvos com bremsstrahlung produzido pelo feixe de elétrons do LINAC em lâminas de cobre (com  $\sim 400\text{mg}/\text{cm}^2$ ); os fragmentos de fissão são detetados em folhas de mica, e os elétrons são monitorados com um medidor de emissão secundária (SEM) - o arranjo experimental pode ser visto na Fig. 11. Outros detalhes referentes ao arranjo e procedimentos experimentais estão relatados nas referências 21 e 22. Então, obtém-se a seção de choque de fissão induzida por bremsstrahlung  $\sigma_{B,f}(E_e)$ , para energias de elétrons incidentes  $E_e$ , compreendidas entre 8 e 70 MeV. Essa seção de choque integrada relaciona-se com a seção de choque de fotofissão  $\sigma_{\gamma,f}(\omega)$  através da expressão

$$\sigma_{B,f}(E_e) = \int_0^{E_e} \sigma_{\gamma,f}(\omega) N^B(E_e; \omega) d\omega \quad (12)$$

$N^B(E_e; \omega)$  é o espectro de bremsstrahlung (número de fótons de energia  $\omega$  por unidade de intervalo de energia) produzido por elétrons de energia  $E_e$ . Na Fig. 12 estão esquematizadas as três grandezas envolvidas na equação 12. A grandeza física que nos interessa é a "seção de choque total de fotoabsorção

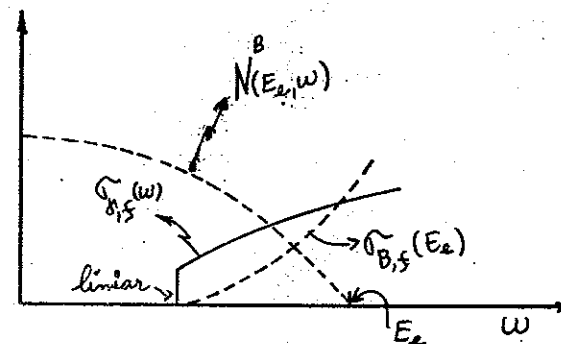


Fig. 12 - Diagrama esquemático das funções que compõem a equação 12: espectro de bremsstrahlung  $N^B(E_e, \omega)$ , seção de choque fotonuclear  $\sigma_{\gamma,f}(\omega)$  e a correspondente seção de choque integral de bremsstrahlung  $\sigma_{B,f}(E_e)$ .

nuclear"  $\sigma_{\gamma,a}$ ; lembremos que

$$\sigma_{\gamma,f}(\omega) = P_f(\omega) \cdot \sigma_{\gamma,a}(\omega) \quad (13)$$

onde  $P_f(\omega)$  é a probabilidade de fissão; esta pode ser estimada com razoável precisão, notadamente para os núcleos actinídeos<sup>23-25</sup>). Para esses núcleos os limiares dos vários canais de reação (emissão de nêutrons e prótons, e fissão, entre os mais relevantes) são conhecidos e/ou trivialmente calculáveis, particularmente na região de energias que investigamos. Portanto,

$$\sigma_{B,f}(E_e) = \int_0^{E_e} \sigma_{\gamma,a}(\omega) [P_f(\omega) N^B(E_e; \omega)] d\omega \quad (14)$$

A seção de choque  $\sigma_{\gamma,a}(\omega)$  poderá, então, ser obtida através da resolução numérica da equação integral 14 (utilizando técnicas de "unfolding"), ou por ajuste de curvas que representem  $\sigma_{\gamma,a}(\omega)$  com base em algum modelo particular. Antes de discutir alguns casos específicos, gostaria de fazer algumas observações com relação às reações induzidas por bremsstrahlung.

A maior parte do acervo de dados em energias intermédias foi obtida com bremsstrahlung. Os feixes de bremsstrahlung são muito mais intensos do que os feixes de fótons monocromáticos ou de fótons "tagged"; desta maneira, consegue-se uma estatística de contagens muito melhor. Esta vantagem compensa grandemente o inconveniente de se ter de lidar com seções de choque integrais. Além disso, para energias acima

da Ressonância Gigante de Dipolo (ver Fig. 1), e abaixo de  $m_\pi$ , a seção de choque  $\sigma_{\gamma,a}$  não exhibe ressonâncias ou estruturas finas; esse comportamento suave da seção de choque permite a sua determinação, a partir do "yield" integrado (eq. 14), de forma bastante precisa.

Pretendemos, inicialmente, investigar os seguintes actinídeos:  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$  e  $^{237}\text{Np}$ , e num estudo posterior alguns núcleos de massas intermediárias (Bi, Au, Pb, etc.). Começamos com o  $^{237}\text{Np}$  e já temos dados preliminares (Fig. 13), bem como uma análise também preliminar desses dados, a seguir relatada. A seção de choque de fotoabsorção pode ser dividida em duas partes (para  $\omega < m_\pi$ ):

$$\sigma_{\gamma,a}(\omega) = \sigma_{\gamma,a}^{\text{RGD}}(\omega) + \sigma_{\gamma,a}^{\text{CNN}}(\omega); \text{ ver também a Fig. 1} \quad (15)$$

onde  $\sigma_{\gamma,a}^{\text{RGD}}$  é a seção de choque de fotoabsorção na região de excitação de modos coletivos do núcleo (a Ressonância Gigante de Dipolo, neste caso), e  $\sigma_{\gamma,a}^{\text{CNN}}$  corresponde à região de energias ( $30 \text{ MeV} < \omega < m_\pi$ ), onde as correlações de curto-alcance constituem o efeito mais importante no mecanismo de fotoabsorção. Assim, podemos reescrever a eq. 14 da seguinte maneira

$$\begin{aligned} \sigma_{B,f}(E_e) &= \int_0^{E_e} \sigma_{\gamma,f}^{\text{RGD}}(\omega) N^B(E_e; \omega) d\omega + \int_0^{E_e} \sigma_{\gamma,a}^{\text{CNN}}(\omega) [P_f(\omega) N^B(E_e; \omega)] d\omega \equiv \\ &\equiv \sigma_{B,f}^{\text{RGD}}(E_e) + \sigma_{B,f}^{\text{CNN}}(E_e) \end{aligned} \quad (16)$$

O termo  $\sigma_{B,f}^{RGD}(E_e)$ , da eq. 16, pode ser calculado com bastante precisão; para tanto, integramos numericamente a seção de choque de fotofissão  $\sigma_{\gamma,f}^{RGD}(\omega)$  (medida com fótons monoenergéticos no Lawrence Laboratory<sup>26</sup>) no espectro de bremsstrahlung (o resultado dessa integração está representado pela curva "RGD" da Fig. 13). Portanto, a diferença entre a seção de choque experimental  $\sigma_{B,f}^{exp}$  e a curva  $\sigma_{B,f}^{RGD}$  permite "assessar"  $\sigma_{\gamma,a}^{CNN}$  (Fig. 13). Em uma análise preliminar representamos  $\sigma_{\gamma,a}^{CNN}$  pela fórmula de Levinger do modelo do quase-déuteron modificado (eq. 3); então,

$$\sigma_{B,f}^{exp}(E_e) - \sigma_{B,f}^{RGD}(E_e) = \langle P_f \rangle L \left( \frac{NZ}{A} \right) \int_0^{E_e} \exp \left[ - \frac{D}{\omega} \right] \sigma_D(\omega) N^B(E_e; \omega) d\omega \quad (17)$$

As curvas "MQD" da Fig. 13 foram obtidas a partir da expressão integral 17, para  $L = 8$  e  $D = 60$  MeV (os mesmos parâmetros utilizados para ajustar os dados de Saclay - Fig. 5 e Ref. 8), considerando dois valores para a probabilidade de fissão média  $\langle P_f \rangle$ : 0,5 e 1. O segundo valor,  $\langle P_f \rangle = 1$ , representa um limite superior. Apesar das grandes incertezas experimentais verificamos que, pelo menos na região de 50 a 60 MeV (onde a diferença é maior), o modelo do quase-déuteron modificado (MQD) de Levinger<sup>9</sup> descreve razoavelmente bem os resultados experimentais. A seção de choque que ajustou nossos dados (eq. 3, com  $L = 8$  e  $D = 60$  MeV),  $\sigma_{\gamma,a}^{CNN}$  (MQD), está representada na Fig. 14 com uma extrapolação até  $m_\pi$ . Lembrando que (ver eq. 10):

Fig. 13 - Seção de choque de fissão induzida por bremsstrahlung para o  $^{237}\text{Np}(\bar{\nu})$ , medida neste Laboratório. A curva "RGD" corresponde apenas às contribuições provenientes da Ressonância Gigante de Dipolo (detalhes no texto). A diferença entre os pontos e a curva "RGD" representa a seção de choque originada das correlações nêutron-nêutron (CNN), integrada no espectro de bremsstrahlung ( $\bar{\nu}$ ). A curva teórica "MQD" é discutida no texto.

L →

Fig. 14 - Seção de choque de fotoabsorção nuclear do  $^{237}\text{Np}$  entre 0 e 140 MeV ( $\approx m_\pi$ ). A curva cheia entre 20 e 60 MeV foi delineada a partir dos resultados experimentais obtidos no Laboratório do Acelerador Linear do IFUSP. Curva "RGD" da Ref. 26.

Y →

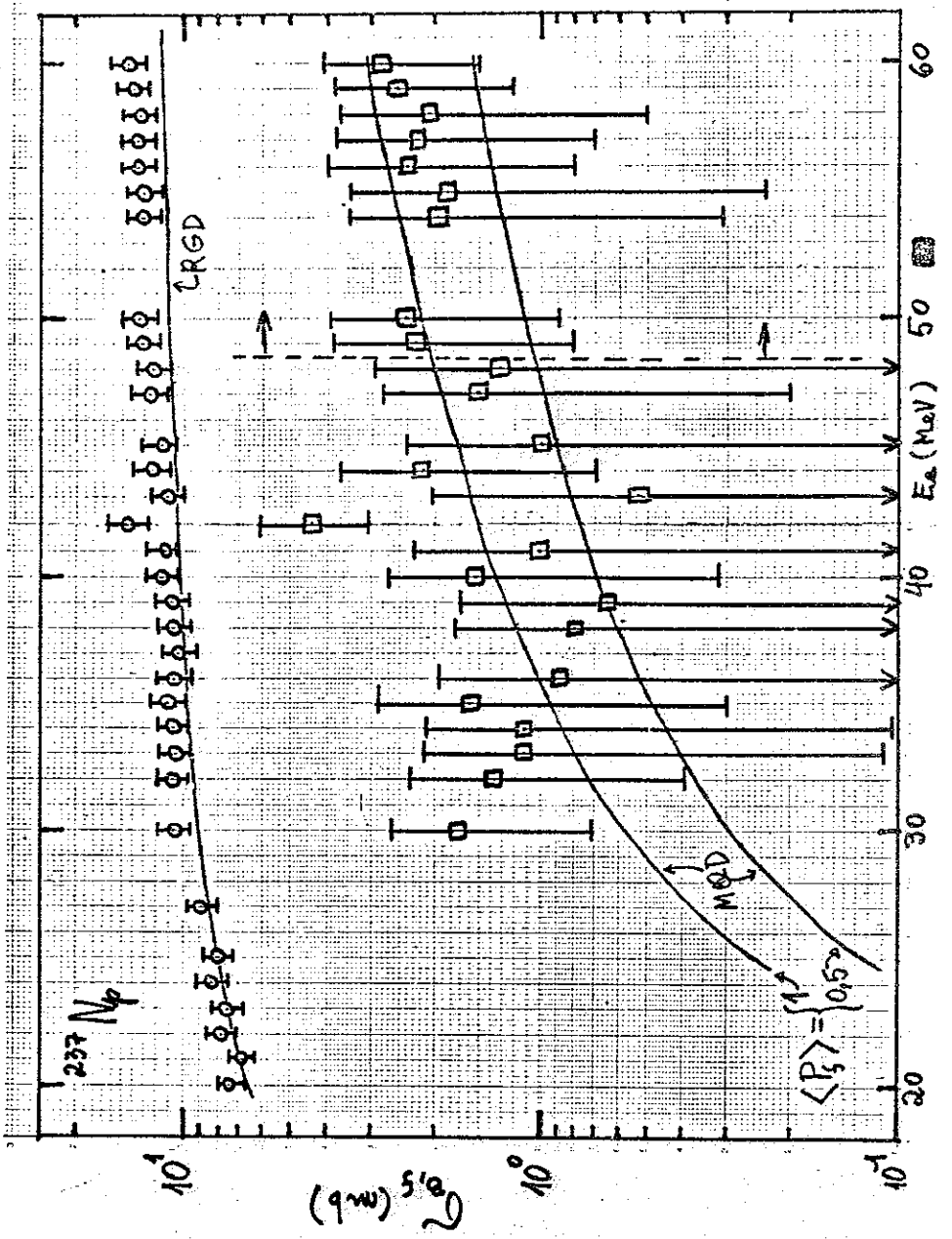


Fig. 13

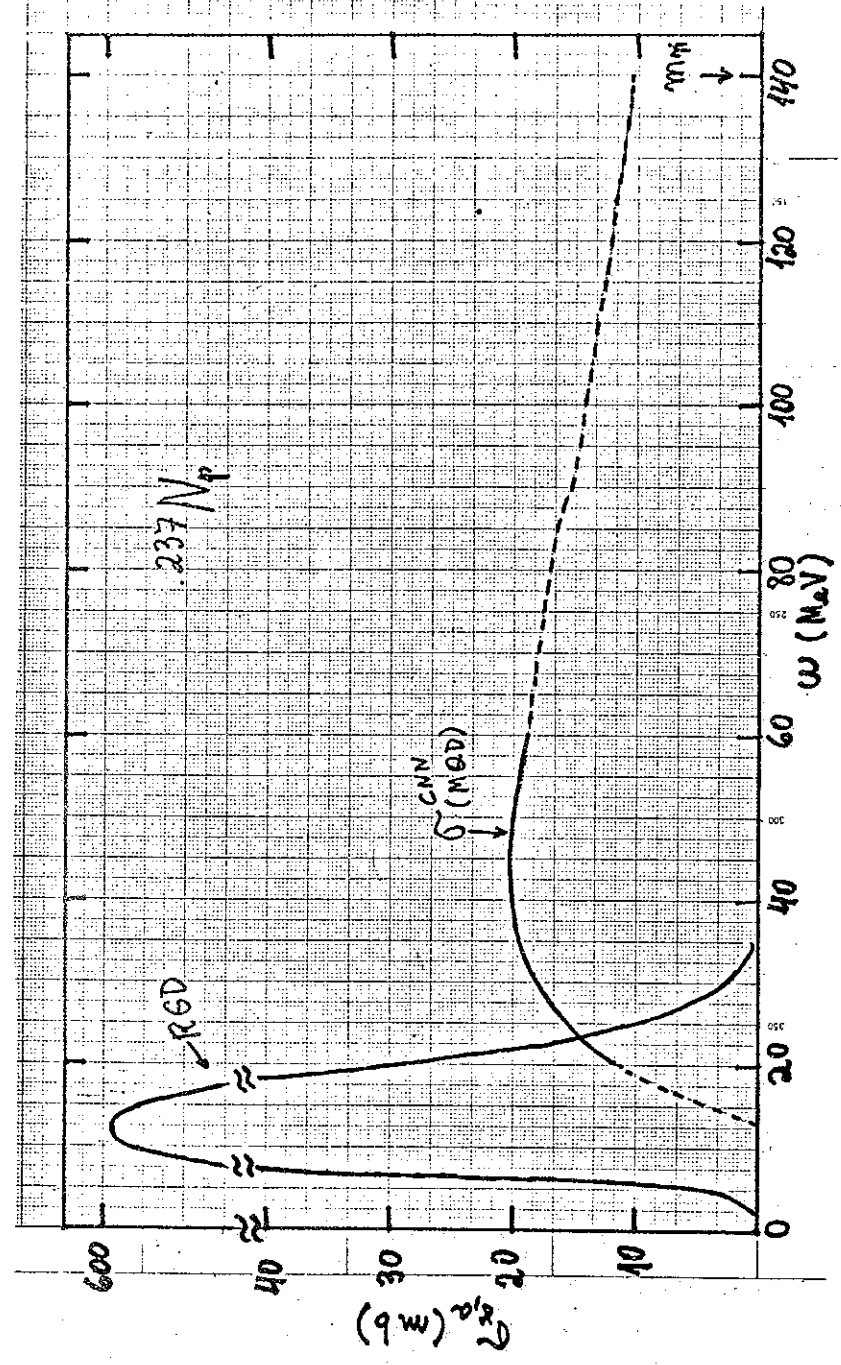


Fig. 14

$$\int_{\sigma_{\gamma,a}}^{\sigma_{\pi}} \text{CNN}(\omega) d\omega = 60 \frac{NZ}{A} K_D$$

estimamos para o  $^{237}\text{Np}$  que  $K_D \leq 0,65$ ; este valor concorda com os resultados de Saclay<sup>8)</sup> ( $K_D = 0,75 \pm 0,15$ ), e aproxima-se muito dos valores teóricos obtidos para o  $^{40}\text{Ca}$  (Tabela II) e  $^{16}\text{O}$ . Por outro lado, seria interessante que grupos de físicos teóricos estendessem esses cálculos até a região dos núcleos actínideos (que ora investigamos), bem como procurassem uma interpretação microscópica para o efeito de "quenching" do mecanismo de fotoabsorção via QD.

#### REFERÊNCIAS

1. G. Moscati, 1984 - comunicação particular.
2. B.L. Berman e S.C. Fultz, Rev. Mod. Phys. 47, 713 (1975).
3. J.S. Levinger, Phys. Rev. 84, 43 (1951).
4. R.W. Wilson, Phys. Rev. 104, 218 (1956).
5. K. Gottfried, Nucl. Phys. 5, 557 (1958).
6. B. Schoch, Phys. Rev. Lett. 41, 80 (1978).
7. J.L. Matthews, in "Nuclear Physics with Electromagnetic Interactions", Lecture Notes in Physics, vol. 108 (Springer-

Verlag, 1979), pg. 369.

8. R. Bergère, idem Ref. 7, pg. 138.
9. J.S. Levinger, Phys. Lett. 82B, 181 (1979).
10. Proc. Int. School of Intermediate Energy Nucl. Phys., Verona (1981); World Scientific Singapore (1982).
11. H.W. Baer et al., Phys. Rev. C12, 921 (1975).
12. J.M. Laget, Nucl. Phys. A194, 81 (1972).
13. M. Lax e H. Feshbach, Phys. Rev. 81, 189 (1951).
14. P.E. Argan et al., Phys. Rev. Lett. 29, 1191 (1972).
15. C. Tzara, Nucl. Phys. B18, 246 (1970).
16. R. Redwine, Second International Conference on Meson-Nuclear Interactions, Houston (1978), AIP Conference Proceedings 54, 501 (1979).
17. J.S. Levinger, "Nuclear Photo-Disintegration", Oxford Univ. Press (1960).
18. A Arima et al., Nucl. Phys. A205, 27 (1973).
19. W.T. Weng et al., Phys. Lett. 46B, 329 (1973).

20. M. Fink et al., Phys. Lett. 49B, 20 (1974).
21. J.D.T. Arruda Neto et al., Phys. Rev. C22, 1996 (1980).
22. J.D.T. Arruda Neto et al., Nucl. Phys. A389, 378 (1982).
23. J.D.T. Arruda Neto e B.L. Berman, Nucl. Phys. A349, 483 (1980).
24. J.R. Nix e E. Sassi, Nucl. Phys. 81, 61 (1966).
25. R. Vandenbosch e J.R. Huizenga, "Nuclear Fission", Academic Press, NY (1973).
26. B.L. Berman, "Atlas of Photoneutron cross sections obtained with monoenergetic photons". Preprint UCRL-78482 (1976), Lawrence Livermore National Laboratory.