

IFUSP/P 587
B.L.F. - USP

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

PUBLICAÇÕES

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

IFUSP/P-587

ESTUDO DOS MECANISMOS DE FOTOEXCITAÇÃO NUCLEAR
NA REGIÃO DA $\Delta(3,3)$ ATRAVÉS DA FISSÃO

07 JUL 1986



J.D.T. ARRUDA-NETO

Laboratório do Acelerador Linear
Instituto de Física - USP

TRABALHO APRESENTADO NO VI ENCONTRO NACIONAL DE
FÍSICA DE ENERGIAS INTERMEDIÁRIAS

Poços de Caldas, MG, 5-7/Maio/1986

ESTUDO DOS MECANISMOS DE FOTOEXCITAÇÃO NUCLEAR
NA REGIÃO DA $\Delta(3,3)$ ATRAVÉS DA FISSÃO

J.D.T. Arruda-Neto

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

I. INTRODUÇÃO

Antes de abordar o tema "Fotoexcitação Nuclear" em energias intermediárias, gostaria de fazer uma pequena digressão motivado pela seguinte pergunta: afinal, quais são os limites da Física de Energias Intermediárias (FEI)? Esta questão me parece importante tendo em vista o largo e diversificado espectro de temas que são incluídos nestes encontros bi-anuais. Apesar de no último encontro, em Gramado (1984), a ênfase ter sido em QCD e nos "bag models", observei a apresentação de alguns trabalhos que, aparentemente, afastavam-se bastante da "moda". Assim, procurei uma definição consensual para FEI. Com uma sorte bem maior que a de Diógenes "achei", num trabalho de Max Hubber e do Klaus Klingenberg¹⁾, a seguinte definição: "...a Física de Energias Intermediárias (FEI) é aquele domínio da Pesquisa Nuclear onde o núcleo pode ser considerado como um sistema ligado de bárions: cada constituinte exibe, individualmente, uma estrutura interna e, conseqüentemente, um espectro de excitação interno. É neste sentido que devemos considerar o núcleo como uma rede de A osciladores degenerados, os quais se acoplam e amortecem entre si através da interação forte. Um dos mais fascinantes objetivos da FEI é, certamente, descobrir os automodos desse sistema..."

I.A. PORQUE PONTAS DE PROVA ELETROMAGNÉTICAS? (Reações Fotonucleares)

A investigação de "manifestações" de novos graus de liberdade nucleares requer experimentos de alta precisão para se determinar, de um lado, propriedades das funções de onda de esta dos nucleares relativamente próximos do estado fundamental e, por outro lado, para se explorar estados altamente excitados da matéria nuclear. As pontas de prova eletromagnéticas são particularmente "limpas" e de muitos recursos, notadamente para estudos de estrutura. A interação fundamental dos elétrons com os núcleos é muito bem conhecida; além disso, o elétron é sensível não apenas à densidade de carga nuclear mas também às densidades de correntes de convecção e magnetização. De fato, vale a pena lembrar que os trabalhos de espalhamento de elétrons, com feixes de baixa emitância, detetores com alta resolução em energia, e uma grande versatilidade cinemática (graças à variação independente de energia e momento transferido), propiciaram as mais precisas informações a respeito de estruturas nuclear e nucleônica. O acervo de informações obtido com espalhamento de elétrons abrange: distribuições de densidades de carga e magnetização do estado fundamental; estruturas de partícula-única, buraco-único e estados coletivos; e, sem completar esta relação, evidências quanto à existência de correntes de troca mesônicas e estrutura nucleônica.

Alguns aspectos de estrutura (como distribuições de densidades de bárions e o "gluon content"), que são inacessíveis a elétrons, podem ser estudados com feixes de hádrons leves (prótons, antiprótons, píons e kaons). Contudo, é muito complicado analisar dados obtidos com hádrons pelo simples fato de que a interação hadrônica básica é muito pouco conhecida (comparativamente à interação eletromagnética).

I.B. O QUE ESTUDAR COM REAÇÕES FOTONUCLEARES EM ENERGIAS INTERMEDIÁRIAS?

Entre as várias questões que podem ser elucidadas através do estudo de reações fotonucleares em energias intermediárias, destacaríamos uma bastante atual e fundamental: qual é a interação fóton-núcleo responsável pela seção de choque de absorção observada em energias abaixo e acima do limiar de produção de píons m_π (~ 140 MeV). Enquanto que abaixo de m_π as correlações de curto alcance nucleon-nucleon e os processos de excitação coletivos desempenham um papel importante, acima de m_π o acoplamento fóton-nucleon (γN) é dominado pela transição ao primeiro estado excitado do nucleon (localizado a 300 MeV acima do estado fundamental nucleônico - é a ressonância (3,3) ou, simplesmente, ressonância Δ). Agora surge uma questão natural: de que maneira o processo elementar $\gamma N \rightarrow \Delta$ (e $\gamma N \rightarrow N\pi$, de uma maneira geral) é modificado pelo meio nuclear? A formação de deltas na superfície nuclear foi estudada usando píons como ponta de prova. Contudo, somente fótons e elétrons (via fótons virtuais) permitem o estudo da formação de deltas no interior do núcleo pois, como a matéria nuclear é muito transparente a fótons, a fotoprodução de píons ocorre, em princípio, com a mesma probabilidade em todo o volume nuclear com os nucleons atuando como irradiadores de píons.

Recentemente ficou bastante óbvio que a região de energias da ressonância Δ é extremamente interessante do ponto de vista de se estudar produção- Δ , interação Δ -núcleo, reabsorção de píons, etc.. Inúmeros trabalhos teóricos^{2,3)} e experimentais⁴⁻⁸⁾, publicados nos últimos 5-6 anos, mostram que a partir da seção de choque de fotoabsorção em núcleos complexos é possível extrair

informações importantes a respeito dos efeitos da matéria nuclear na fotoprodução de píons, bem como entender o papel desempenhado pela dinâmica da propagação- Δ no núcleo.

Apesar dos esforços no sentido de se entender essas questões pode-se dizer que, até o momento, o sucesso é parcial. Por exemplo, cálculos no estilo "modelo isóbara-buraco"³⁾, entre outros²⁾, em geral reproduzem razoavelmente bem o pico e a largura da seção de choque de fotoabsorção na região da ressonância Δ ; contudo, esses cálculos infraestimam a seção de choque no lado de baixas energias da ressonância (esta questão é criticamente comentada na Ref. 8). Portanto, está claro que a região de energias abaixo do pico da Δ (300 MeV) carece de novos estudos e, principalmente, mais medidas. Com relação a medidas, cumpre ressaltar que essa região foi pouco investigada tanto com fótons reais como com fótons virtuais (eletroexcitação). Neste trabalho relatamos resultados e conclusões de um estudo experimental em um núcleo pesado, na região próxima ao pico da delta, via excitação por fótons virtuais.

II. FOTOPRODUÇÃO DE PÍONS E FISSÃO NA REGIÃO DA Δ

Na Fig. 1 mostramos a cinemática de eletroprodução "exclusiva" de uma partícula x; em uma reação $(e, e'x)$, dita "exclusiva", a partícula produzida x é detetada em coincidência com o elétron espalhado e' . A área hachurada na Fig. 1(c) determina o limite (teórico) energia-momento do fóton virtual, para um elétron incidente de energia E_0 ; contudo, restrições técnicas limitam a máxima energia transferida ($\omega_{\max} < E_0$).

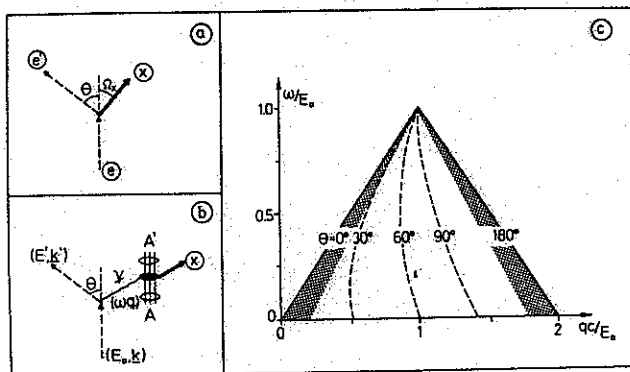


Fig. 1

Em uma reação de eletroprodução inclusiva (e, x) apenas o canal x (produção de uma partícula ou fissão) é observado; portanto, a seção de choque medida é integrada em ω (energia do fóton) e q (momento transferido ao núcleo). Uma reação (e, x), para elétrons incidentes com energias acima de 140 MeV, pode ser vista como eletroprodução inclusiva de píons seguida pelo decaimento do núcleo residual por emissão de x , ou seja,



onde π pode ser emitido ou reabsorvido por A' (dependendo do caminho livre médio do pión na matéria nuclear - retomaremos esta questão mais a frente). Finalmente, A' , ou $A' + \pi$ (no caso de reabsorção do pión), decai por emissão de x (ou fissiona); e é somente este produto do decaimento que é detectado.

Se o decaimento observado for a fissão do núcleo residual é possível, através da análise da probabilidade de fissão como função da energia de excitação nuclear, obter informações a respeito do mecanismo de fotoexcitação (via fótons virtuais) nuclear. Para essa finalidade desenvolvemos um método de análise para a eletrofissão, (e, f); esse método é apresentado com detalhes na Ref. 9. Para núcleos pré-actinídeos (Bi, Pb, Au, etc.) o método é bastante poderoso pois, nesses núcleos, a barreira de fissão localiza-se acima da Ressonância Gigante de Dipolo Elétrico (RGD) - assim, esse mecanismo de excitação coletiva, que mascara dados de reações inclusivas em energias mais altas, é removido naturalmente.

Neste trabalho apresentaremos resultados experimentais e conclusões obtidos para a eletrofissão do ^{209}Bi , em uma região de energias entre a barreira de fissão (~ 25 MeV) e proximidades do pico da Δ .

III. APARATO E PROCEDIMENTOS EXPERIMENTAIS

A seção de choque absoluta de eletrofissão $\sigma_{e,f}(E_e)$ do ^{209}Bi foi medida com o feixe de elétrons do acelerador linear da Universidade de Tohoku (Japão), para elétrons com energias E_e de 43 a 90 MeV em passos de 5 MeV, e de 90 a 250 MeV em passos de 10 MeV, com resolução fixada em 2,0%.

Os fragmentos de fissão foram detetados em lâminas de mica muscovita, e com uma geometria de detecção muito bem determinada.

Utilizamos alvo auto-sustentado de ^{209}Bi (pureza de 99,999%) com espessura de $3,25 \pm 0,10 \text{ mg/cm}^2$, determinada pelo método de atenuação de raio-X. A presença e quantidade de contaminantes no alvo (principalmente actinídeos) foram determinadas através de irradiações com elétrons de energia abaixo da barreira de fissão do ^{209}Bi ($\sim 25 \text{ MeV}$), e bem acima da barreira dos actinídeos ($\sim 6 \text{ MeV}$); obteve-se uma fração de contaminantes de $(0,05 \pm 0,01)$ partes por milhão, a qual foi descontada das contagens totais.

A corrente de elétrons foi monitorada com uma bobina toroidal com núcleo de ferrite, calibrada absolutamente dentro de 1%.

IV. RESULTADOS E ANÁLISE DOS DADOS

Na Fig. 2 temos nossos resultados para a seção de choque (e,f) do ^{209}Bi juntamente com inúmeros outros dados de diferentes laboratórios¹⁰⁻¹³; observa-se, no geral, um bom acordo entre todos os conjuntos de dados, exceto para os pontos de energia mais baixa.

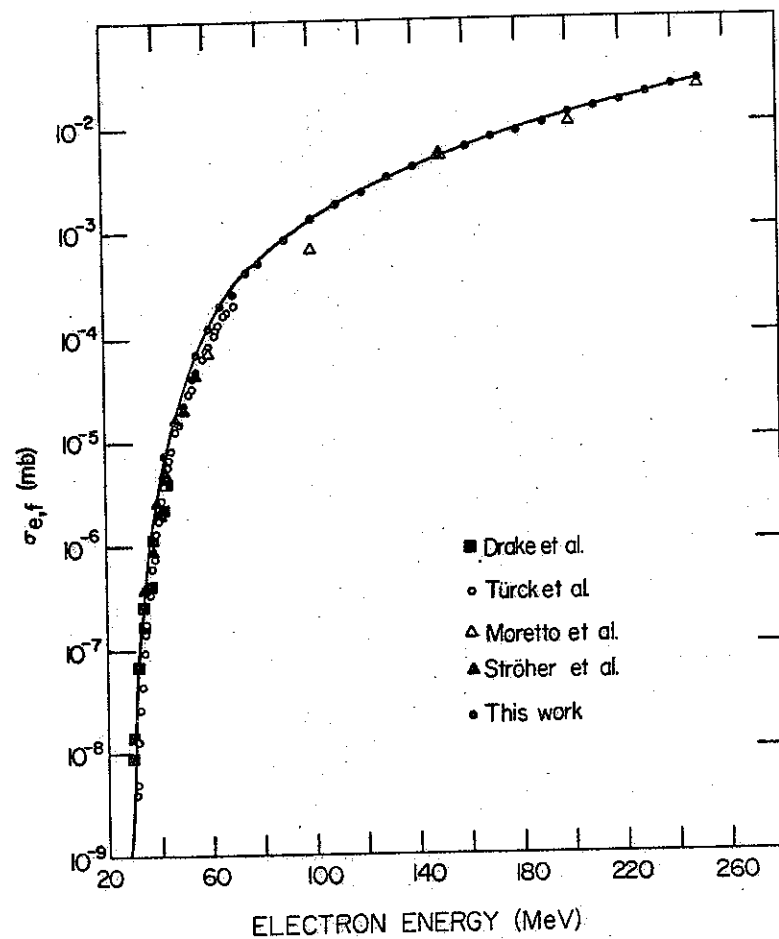


Fig. 2

Seção de choque absoluta de eletrofissão do ^{209}Bi obtida neste Laboratório. Outros resultados da literatura também são mostrados.

A seção de choque de fotofissão $\sigma_{\gamma,f}(\omega)$ relaciona-se com a seção de choque de eletrofissão através da bem conhecida teoria dos fótons virtuais, ou seja,

$$\sigma_{e,f}(E_e) = \int_0^{E_e} \sigma_{\gamma,f}(\omega) N^{E1}(\omega, E_e) \frac{d\omega}{\omega} \quad (1)$$

onde ω é a energia do fóton real (ou virtual), e N^{E1} é o espectro de fótons virtuais de E1, calculado em DWBA com a inclusão de efeitos relacionados ao tamanho finito do núcleo¹⁴).

A seção de choque $\sigma_{\gamma,f}$ foi delineada via "unfolding" da seção de choque experimental de eletrofissão (mostrada na Fig. 2); o resultado do "unfolding" está na Fig. 3, juntamente com dois outros conjuntos de dados da literatura^{15,16}.

Conforme discutido na Introdução, a análise da probabilidade de fissão dos pré-actinídeos, em função da energia de excitação, permite a obtenção de informações a respeito dos mecanismos de fotoexcitação nuclear "não-coletivos" (acima da região de energias da Ressonância Gigante de Dipolo Elétrico).

A probabilidade relativa de fissão P_f é dada por

$$P_f(\omega) = \frac{\sigma_{\gamma,f}(\omega)}{\sigma_{\gamma,a}(\omega)} \quad (2)$$

onde a seção de choque total de fotoabsorção $\sigma_{\gamma,a}$ pode ser obtida a partir dos mecanismos de fotoexcitação que estão competindo na região de energias em questão (~25 MeV a ~300 MeV).

Por outro lado, é trivial mostrar a partir de considerações estatísticas simples, e para núcleos de Z elevado, que¹³

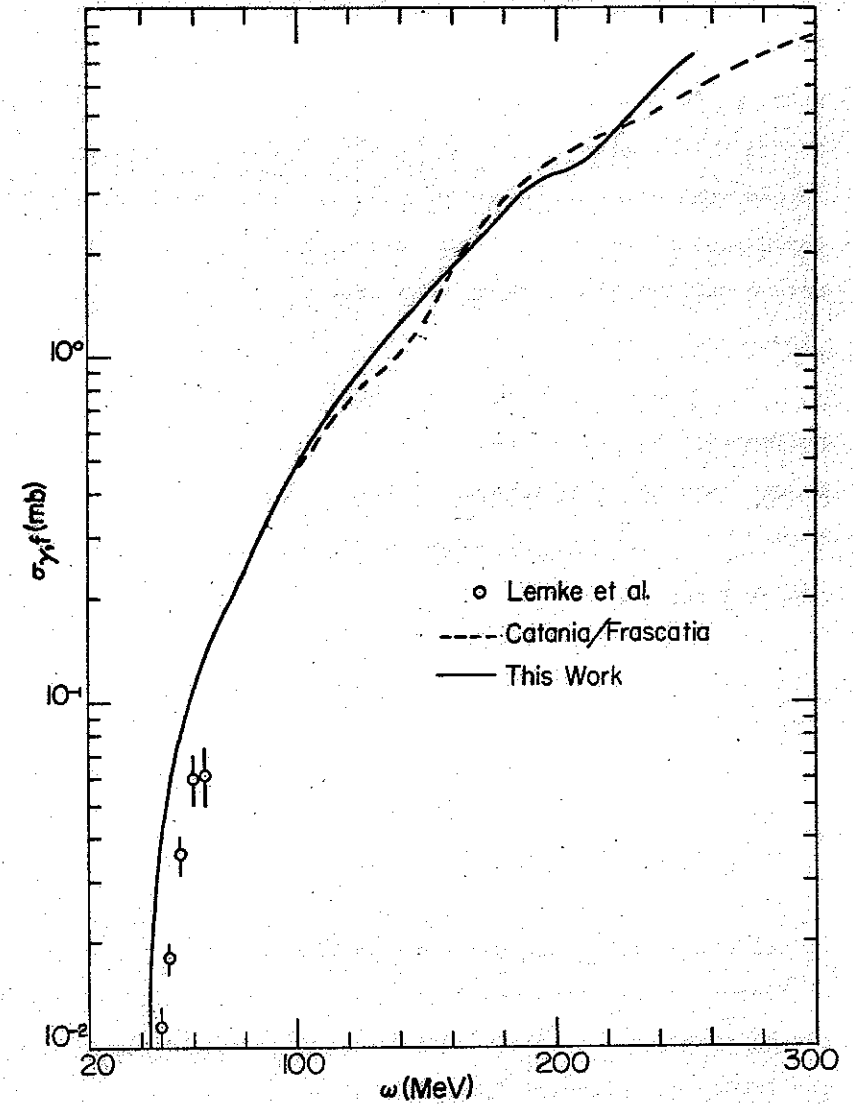


Fig. 3

Seção de choque de fotofissão do ^{209}Bi deduzida neste trabalho (linha cheia), mais os resultados relatados nas Refs. 16 (curva tracejada) e 15 (círculos).

$$\ln P_f = -CE_x^{-\frac{1}{2}} + D \quad (3)$$

onde E_x é a energia de excitação nuclear, e C e D são constantes. A linearidade de $\ln P_f \times E_x^{-\frac{1}{2}}$ é um fato experimental muito bem estabelecido através de estudos sistemáticos de fissão induzida por elétrons e hádrons (ver Fig. 4). Assim, nossa técnica para a delineação dos mecanismos de fotoexcitação nuclear consiste de:

(1º) calcular $P_f(\omega)$ a partir da seção de choque experimental $\sigma_{Y,f}(\omega)$ e de $\sigma_{Y,a}(\omega)$ calculada para um determinado processo de fotoexcitação nuclear;

(2º) graficar $\ln P_f \times E_x^{-\frac{1}{2}}$ e examinar a obtenção ou não de linearidade.

Em nosso estudo consideramos dois mecanismos de fotoexcitação:

(I) acima da região de energias da Ressonância Gigante de Dipolo Elétrico ($\omega \geq 30$ MeV), e estendendo-se até a região da ressonância Δ (~ 300 MeV), a fotoabsorção nuclear se processa através da interação do fóton incidente com um par correlacionado do próton-nêutron, onde esses nucleons compartilham da energia do fóton; a cinemática desse processo é similar à fotodesintegração do deuteron. A versão modificada do modelo do quase-deuteron (MQD), de Levinger¹⁷⁾, provou ser muito satisfatória na descrição de um considerável acervo de dados experimentais¹⁸⁾, notadamente entre 30 MeV e o limiar de fotoprodução de píons (~ 140 MeV), a partir do qual o MQD compete com a fotoexcitação nucleônica.

A seção de choque do MQD é dada por¹⁷⁾

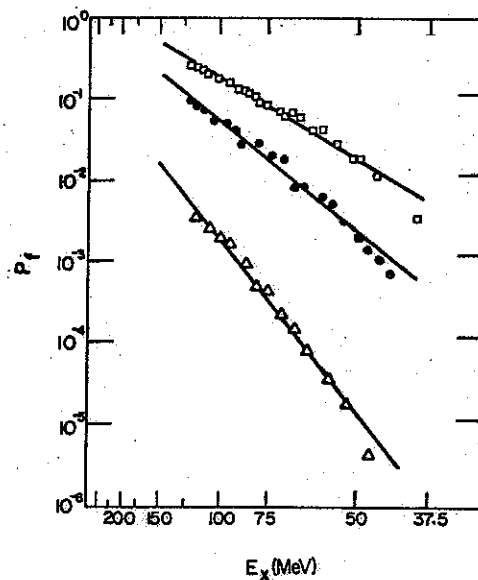


Fig. 4

Probabilidade de fissão como função de $E_x^{-\frac{1}{2}}$ (E_x é a energia de excitação) para as reações $^{206}\text{Pb}(^4\text{He}, f)$, $^{197}\text{Au}(^4\text{He}, f)$ e $^{184}\text{W}(^4\text{He}, f)$ - adaptado da Fig. 13 da Ref. 13.

$$\sigma_{\gamma,a}^{MQD}(\omega) = L \frac{NZ}{A} \sigma_D(\omega) e^{-D/\omega} \quad (4)$$

onde σ_D é a seção de choque de fotodesintegração do deuteron; NZ/A representa o número de pares n-p (quase-dêuterons) 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 Wilson¹⁹⁾, essa distância de interação deve ser da ordem do comprimento de onda Compton do pión. O termo exponencial (onde D é uma constante) foi introduzido fenomenologicamente, a fim de se levar em conta algum "quenching" do efeito de quase-dêuteron à medida que a energia ω decresce. De fato, para energias de fótons comparáveis à energia de Fermi no núcleo, deve haver um amortecimento da seção de choque $\sigma_{\gamma,a}^{MQD}$ produzido por um "Pauli blocking" dos estados finais do próton ou nêutron, emitidos diretamente do quase-dêuteron. A sistemática experimental¹⁸⁾ fornece: $L = 8$ e $D = 60$ MeV. Calculamos com esses parâmetros $\sigma_{\gamma,a}^{MQD}$ do ^{209}Bi (Fig. 5).

(II) para energias acima de ~ 140 MeV entra em cena um segundo mecanismo de fotoexcitação: a fotoprodução de píons com a provável reabsorção destes ($\gamma + N \rightarrow \Delta + N + \pi + N$); a seção de choque para esse processo exibe um pico largo em ~ 300 MeV (ver Fig. 5).

IV.A. ANÁLISE DE P_f : MECANISMOS DE FOTOEXCITAÇÃO

Calculamos a probabilidade de fissão do ^{209}Bi (Eq. 2), a partir da $\sigma_{\gamma,f}$ obtida neste trabalho (Fig. 3) e, de $\sigma_{\gamma,a}$

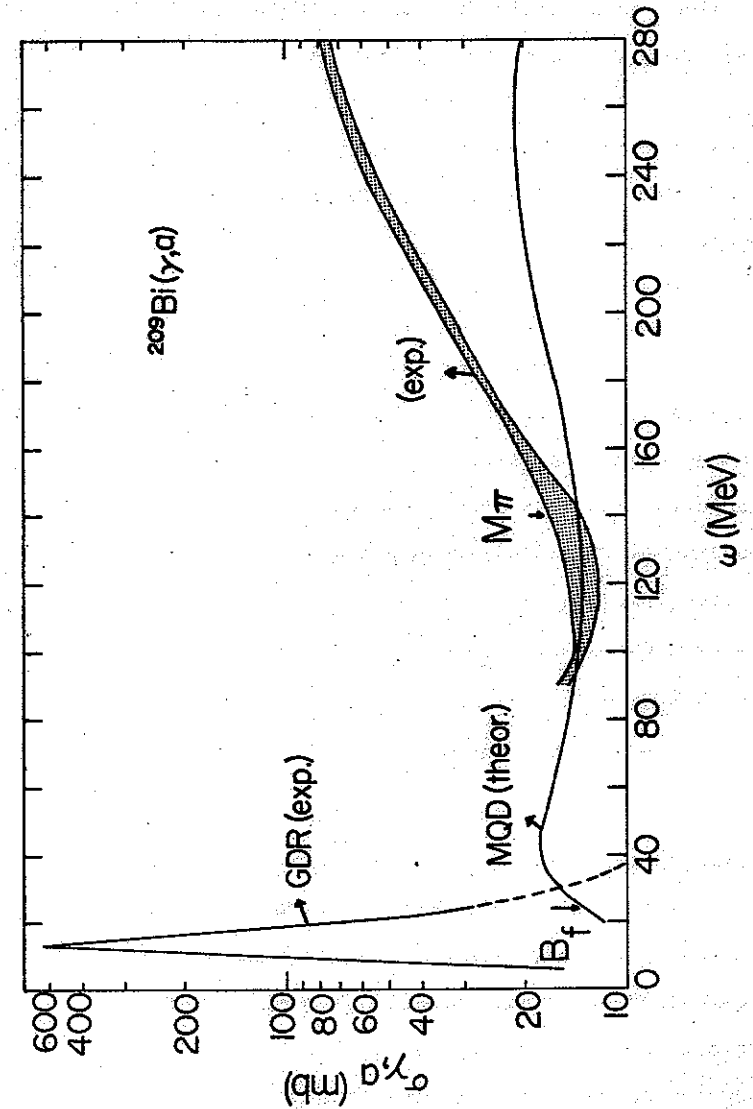


Fig. 5

Seção de choque de fotoabsorção nuclear do ^{209}Bi nas regiões de energias correspondentes à Ressonância Gigante de Dipolo (GDR), quase-dêuteron modificado (MQD) e fotoprodução de píons (banda ha churada).

(a) calculada a partir do modelo de quase-dêuteron (Eq. 4), (b) $\sigma_{\gamma,a}$ obtida experimentalmente a partir de 140 MeV ($\approx m_\pi$). Essas duas versões para a probabilidade de fissão são mostradas na Fig. 6. As conclusões ensejadas por essa figura podem ser separadas segundo as regiões de energia abaixo e acima de 140 MeV (limiar dos fotopíons):

(19) 30 MeV ($\approx B_f$) a 140 MeV ($\approx m_\pi$) -

A linearidade obtida para $\ln P_f^{MQD} \times \omega^{-\frac{1}{2}}$ indica, inicialmente, que a fissão do ^{209}Bi se processa estatisticamente via formação de núcleo composto, e que $\sim 100\%$ do processo de fotoexcitação por quase-dêuteron conduz à formação de núcleo composto. Lembrando que na abscissa do gráfico da Fig. 6 temos a energia do fóton incidente ω , a linearidade também indica que praticamente toda a energia do fóton incidente é convertida em energia de excitação nuclear.

(29) 140 MeV ($\approx m_\pi$) a 250 MeV (perto do pico da Δ) -

Notamos aqui um resultado muito interessante. A linearidade de $\ln P_f \times \omega^{-\frac{1}{2}}$ é verificada apenas para os pontos calculados a partir da fotoabsorção via mecanismo de quase-dêuteron; em outras palavras, também nessa região de energias é esse mecanismo responsável pela formação de núcleo composto. Esse resultado é de certa forma inesperado, visto que acima de 140 MeV a fotoprodução de píons é o mecanismo dominante (ver Fig. 5); assim, era de se esperar que pelo menos uma parte da seção de choque $\sigma(\gamma N \rightarrow \Delta \rightarrow N\pi \rightarrow N)$ desse origem a um núcleo equilibrado evoluindo para a fissão. A explicação mais plausível para que isso não ocorra seria a seguinte: o fotopíon não é reabsorvido e escapa do núcleo; assim, a energia depositada no núcleo seria bem

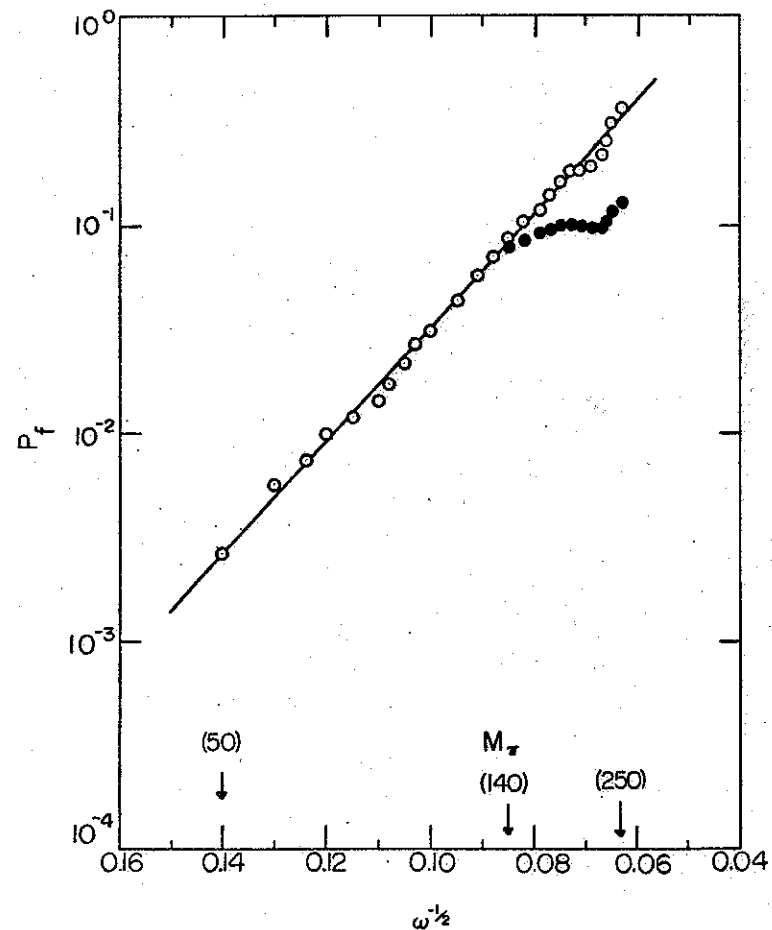


Fig. 6

Probabilidade de fissão do ^{209}Bi como função do $\omega^{-\frac{1}{2}}$, calculada a partir da seção de choque $\sigma_{\gamma,f}$ obtida neste trabalho (ver Fig. 3), e utilizando as seções de choque de fotoabsorção $\sigma_{\gamma,a}^{MQD}$ e $\sigma_{\gamma,a}^\pi$ (definições no texto).

Círculos abertos: $P_f^{MQD} = \sigma_{\gamma,f} / \sigma_{\gamma,a}^{MQD}$.

Círculos cheios: $P_f^\pi = \sigma_{\gamma,f} / \sigma_{\gamma,a}^\pi$.

menor do que a do fóton absorvido, reduzindo drasticamente a taxa de reação por fissão - nessas condições, o mecanismo de fotoexcitação via produção de píons não seria eficiente, comparativamente ao quase-déuteron, para fissurar o ^{209}Bi . Retomamos esta discussão a seguir.

IV.B. O CAMINHO LIVRE MÉDIO DO PÍON E A FISSÃO DO ^{209}Bi

O caminho livre médio do pión (λ_π) depende fortemente de sua energia cinética (T_π), notadamente para T_π entre 0 e ~ 80 MeV; na tabela abaixo temos alguns números. O raio nuclear

T_π (MeV)	0 - 10	10 - 60	10 - 400
λ_π (fm)	≥ 15	$\sim 15 - 4$	$4 - \sim 1$

do ^{209}Bi é ~ 7 fm; então, todos os píons fotoproduzidos com T_π de 0 a ~ 40 MeV (correspondendo a λ_π de ~ 15 a 7 fm) apresentam uma grande probabilidade de escapar do núcleo. Píons com essas energias cinéticas são produzidos em processos $\gamma N \rightarrow \Delta$ envolvendo fótons com energias entre 140 e ~ 190 MeV, enquanto que para fótons de 200 a 250 MeV são produzidos píons de ~ 50 a ~ 100 MeV; neste último caso, os píons têm $\lambda_\pi < 7$ fm e, portanto, são reabsorvidos.

Isto posto, fica fácil entender o porque da inefetividade do mecanismo de excitação nuclear via fotoprodução de píons na indução de fissão do ^{209}Bi , para fótons de $\omega \lesssim 200$ MeV. Conforme discutido acima, nessa região de energias o pión fotoproduzido escapa do núcleo e, em decorrência, energias muito menores são depositadas no núcleo (energias de excitação nuclear). Para

um núcleo com uma barreira de fissão grande (~ 25 MeV), como o ^{209}Bi , é necessário haver uma deposição de energia no núcleo da ordem de várias dezenas de MeV maior do que a barreira de fissão para que se obtenha, experimentalmente, uma taxa de fissão detectável. É importante lembrar que, por exemplo, de 160 a ~ 30 MeV a seção de choque (γ, f) do ^{209}Bi diminui de pelo menos cinco ordens de grandeza (Fig. 3).

Por outro lado, para $\omega \geq 200$ MeV o pión fotoproduzido é reabsorvido (ver discussão anterior) conferindo ao núcleo, em princípio, suficiente energia de excitação para fissurar. Contudo, nossos resultados experimentais indicam que também para energias acima de 200 MeV o mecanismo fotopiônico não conduz o núcleo à fissão. Uma explanação conciliatória seria a seguinte: como o pión é reabsorvido nas proximidades do pico da Δ , cerca de 200 a 250 MeV são liberados como energia de excitação nuclear; assim, inúmeras partículas (principalmente nêutrons) seriam emitidas antes da termalização e, dessa forma, a fissão ocorreria em um núcleo composto bem mais frio ($E_x \ll 200-250$ MeV). Até aí tudo bem, mas resta ainda uma questão: que tipo de efeito previne a ocorrência desse "esfriamento nuclear" (emissão de pré-equilíbrio) na fotoexcitação nuclear via quase-déuteron em $\sim 200-250$ MeV? Provavelmente, o processo $\gamma NN \rightarrow NN$ conduz o núcleo a uma termalização muito mais rápida, inibindo emissões de pré-equilíbrio, enquanto que o processo $\gamma N \rightarrow \Delta \rightarrow \pi N \rightarrow N$ (reabsorção do pión) seria mais lento. Essa última conjectura precisaria ser analisada em maior profundidade, e foge do âmbito de um trabalho experimental como este. Por exemplo, precisaria ser estudada, do ponto de vista teórico, a relação entre a interação pión-núcleo (e

a propagação do pión) e o processo $\gamma NN \rightarrow NN$ como mecanismos alternativos, e/ou competitivos, para a fotoexcitação nuclear seguida pela fissão do núcleo.

REFERÊNCIAS

- (1) Max Huber e Klaus Klingenberg, Nucl. Phys. A358, 243c (1981).
- (2) J.M. Laget, Nucl. Phys. A358, 273c (1981).
- (3) J.H. Koch et al., Ann. Phys. 154, 99 (1984).
- (4) J. Ahrens et al., Phys. Lett. B146, 303 (1984).
- (5) J. Ahrens et al., in "Photopion Nuclear Physics", ed. P. Stoler (Plenum, New York, 1979) p. 385.
- (6) J. Arends et al., Phys. Lett. B98, 423 (1981).
- (7) C. Chollet et al., Phys. Lett. B127, 331 (1983).
- (8) J. Ahrens e J.S. O'Connell, Comm. Nucl. Part. Phys. 14, 245 (1985).
- (9) J.D.T. Arruda-Neto et al., Phys. Rev. C31, 2321 (1985).
- (10) T.E. Drake et al., Nucl. Phys. A259, 317 (1976).
- (11) D. Türck et al., Phys. Lett. B63, 283 (1976).
- (12) H. Ströher et al., Nucl. Phys. A419, 295 (1984).
- (13) Moretto et al., Phys. Rev. 179, 1176 (1969).
- (14) D.S. Onley, comunicação particular (1985).
- (15) H.D. Lemke et al., Nucl. Phys. A342, 37 (1980).
- (16) V. Bellini et al., Lett. Nuovo Cimento 36, 587 (1983).
- (17) J.S. Levinger, Phys. Lett. B82, 181 (1979).
- (18) A. Leprêtre et al., Nucl. Phys. A367, 237 (1981).
- (19) R.W. Wilson, Phys. Rev. 104, 218 (1956).