UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

Handwritten signatures and initials in blue ink, including "AFIP" and "G. M."

SBI-IFUSP

305M810T0350

RESSONÂNCIAS GIGANTES DE QUADRUPOLO
ELÉTRICO NA FOTOFISSÃO DO ^{236}U E ^{238}U

JOÃO DIAS DE TOLEDO ARRUDA NETO

Tese submetida ao Instituto de Física da
Universidade de São Paulo para a obtenção
do Título de DOUTOR EM CIÊNCIAS.

Orientador: *Prof. Dr. Ivan Cunha Nascimento*

SÃO PAULO
1977

A Cristina e Flōra Cristina

A memōria de meus pais.

AGRADECIMENTOS

Com o risco de incorrer em imperdoáveis omissões, lavramos nosso profundo e sincero agradecimento:

ao Prof. Dr. Ivan Cunha Nascimento, orientador -- desta tese, pelas valiosas discussões e sugestões que conferiram a este trabalho maior objetividade e clareza;

ao Prof. Dr. Sílvio Bruni Herdade, colaborador - diuturno na árdua maratona de obtenção dos dados experimentais;

aos Profs. Drs. B.S.Bhandari e D.S.Onley, pela maneira criteriosa e eficiente com que discutiram os aspectos teóricos deste trabalho;

ao Prof. Aluísio Neves Fagundes, pela grande ajuda prestada na parte de computação, principalmente na utilização do programa SABRE de sua autoria;

ao Dr. Barry L. Berman, do Lawrence Livermore -- Laboratory, pelo empréstimo dos alvos de isótopos do Urânio e colaboração prestada na parte experimental;

ao Prof. Dr. José Roberto Moreira, pelo interesse com que leu e comentou os manuscritos;

aos bolsistas Rosana Hermann e Alvaro Vanucci, pelo eficiente auxílio na manipulação dos dados experimentais;

às microscopistas Márcia I.Gomes e Lúcia Richard, eficientes nas intermináveis contagens dos traços de fissão;

a todo pessoal técnico do Laboratório do Acelerador Linear do IFUSP, e em particular aos srs. Antonio F. dos Reis e Juarez R. Arruda, pelas "noitadas" e fins de semana dedicados à tomada de dados;

à srta. Margareth Robertson, datilógrafa deste trabalho, pela sua eficiência e dedicação;

à Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de S. Paulo, Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico e FINEP pelo auxílio parcial concedido a este trabalho;

à Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro, por intermédio do Prof. Dr. Alceu Pinho Filho, por possibilitar o uso do computador do Rio Datacentro, com o qual foram calculados os espectros de ftons virtuais utilizados neste trabalho.

RESUMO

Foram medidos os "yields" de eletrofissão do ^{236}U e ^{238}U na faixa de 5 a 30 MeV, bem como as distribuições angulares dos fragmentos de eletrofissão, utilizando o feixe de elétrons do Acelerador Linear do Instituto de Física da Universidade de São Paulo.

É apresentado um formalismo para análise das distribuições angulares dos fragmentos de foto e eletrofissão, a partir do qual é estudada a competição entre os canais de quadrupolo na fotofissão do ^{238}U .

Desenvolveu-se um novo método de análise - para a obtenção de contribuições multipolares, diferentes de E1, no processo da fotofissão, que permite obter o "yield" integrado dos multipolos adicionais a partir da análise simultânea da foto e eletrofissão, mais o formalismo dos ftons virtuais em DWBA. Através do "unfolding" das secções de choque dos multipolos adicionais foram obtidas ressonâncias gigantes de E2 para ^{236}U e ^{238}U , com picos em $(10,7 \pm 0,2)$ MeV e $(9,9 \pm 0,2)$ MeV, e larguras de $(7,8 \pm 0,2)$ MeV e $(8,7 \pm 0,2)$ MeV, respectivamente. As posições das ressonâncias E2 estão em razoável acordo com as previsões de Bohr e Mottelson: $E_p = 60.A^{-1/3}$ MeV. As larguras são compatíveis com um possível "splitting" triplo das ressonâncias.

Foram mostradas evidências quanto a uma mistura de M1 na faixa 6-7 MeV.

ABSTRACT

Measurements of electrofission yields of ^{236}U and ^{238}U were performed in the energy range of 5 to 30 MeV, as well as angular distribution of electrofission fragments, using the electron beam of the Linear Accelerator of the Physics Institute of the University of São Paulo.

A formalism for the analysis of angular distribution of photo and electrofission fragments is presented, from which a competition between the quadrupole channels in the photo-fission of ^{238}U is studied.

A new method of analysis to obtain the multipole contribution, other than E1, in the process of photofission was developed, which allows the obtainment of the integrated yield on the additional multipoles, from the simultaneous analysis of photo and electrofission using the formalism of virtual photons in DWBA. Through the unfolding of the additional multipoles cross sections the E2 giant resonances were obtained for the ^{236}U and ^{238}U , presenting peaks at (10.7 ± 0.2) MeV and (9.9 ± 0.2) MeV, and widths of (7.8 ± 0.2) MeV and (8.7 ± 0.2) MeV, respectively. The positions of these E2 resonances are in reasonable agreement with the predictions of Bohr and Mottelson: $E_p = 60 A^{-1/3}$ MeV. The widths are compatible with a possible triple splitting of the resonances.

Evidences of a M1 mixture were shown in the energy range of 6 to 7 MeV.

INDICE

CAPITULO I	- INTRODUÇÃO	pg. 1
I.1	- Reações utilizadas no estudo das ressonâncias	pg. 2
I.2	- Vantagens do canal (e,e',f) para estudo das GQR	pg. 4
I.3	- Resultados da literatura para o Urânio	pg. 4
CAPITULO II	- OBJETIVOS DESTE TRABALHO	pg. 7
CAPITULO III	- TEORIA RELEVANTE	
III.1	- Movimento Nuclear Coletivo	pg. 9
III.2	- Vibrações Coletivas	pg. 9
III.3	- O modo fissão	pg. 16
III.4	- Ressonância Gigante e sua caracterização	pg. 17
CAPITULO IV	- DESCRIÇÃO DO METODO PARA A OBTENÇÃO DE CONTRIBUIÇÕES MULTIPOLARES NAS REAÇÕES FOTONUCLEARES	
IV.1	- O formalismo dos ftons virtuais	pg. 20
IV.2	- O método em si	pg. 22
CAPITULO V	- DISTRIBUIÇÕES ANGULARES DOS FRAGMENTOS DE FOTO E ELETROFISSÃO	
V.1	- A função distribuição angular	pg. 25
V.2	- Distribuição angular dos fragmentos de fotofissão	pg. 27
V.3	- Distribuição angular dos fragmentos de eletrofissão	pg. 30
CAPITULO VI	- ARRANJO EXPERIMENTAL E COLETA DE DADOS	
VI.1	- Descrição do arranjo experimental	pg. 38
VI.2	- Obtenção dos dados e cuidados experimentais	pg. 39

CAPITULO VII	- APRESENTAÇÃO E ANALISE DOS RESULTADOS	
VII.1	- Determinação experimental das seções de choque e dos parâmetros das distribuições angulares	pg. 41
VII-2	- Resultados obtidos	pg. 43
CAPITULO VIII	- DISCUSSÃO DOS RESULTADOS E CONCLUSÕES	
VIII.1	- A GQR do ^{236}U e ^{238}U	pg. 51
VIII.2	- Comparação com resultados existentes na literatura	pg. 53
VIII.3	- A questão do Dipolo Magnético (M1)	pg. 55
VIII.4	- Conclusões finais	pg. 57
VIII.5	- Questões em aberto e perspectivas futuras	pg. 58
APENDICE		pg. 63

C A P Í T U L O

I

INTRODUÇÃO

Menos de 2 anos após a previsão de Bohr e Wheeler⁽¹⁾, em 1939, a respeito da fissão nuclear de elementos pesados induzida pela absorção de energia eletromagnética (fotofissão), Haxby et al⁽²⁾ conseguiram a primeira evidência desse processo no Urânio e Tório.

Hã exatamente 30 anos, então com o advento dos bétatrons, Baldwin e Klaiber⁽³⁾ estudaram a fotofissão do Urânio e Tório com "bremsstrahlung" na região de 5 a 30 MeV; o resultado evidenciou um caráter "ressonante" para o processo.

Desde então foram estudadas reações fotonucleares com praticamente todos os elementos da tabela periódica, observando-se uma pronunciada ressonância na secção de choque conhecida como "Ressonância Gigante de Dipolo" (GDR).

O intensivo estudo das GDR mostrou três importantes propriedades que as caracterizam⁽⁴⁾:

- 1a.) ocorrência universal em energias $E_x = 77.A^{-\frac{1}{3}}$ (MeV) para núcleos médios e pesados;
- 2a.) o "strength" exaure a regra da soma clássica para E1 (dipolo elétrico): $60.NZ.A^{-\frac{1}{3}}$ (mb.MeV);
- 3a.) e também a mais interessante, é a sua "natureza localizada" apesar de ocorrer no "continuum" onde muitos canais estão abertos. A largura, desde os núcleos mais leves até os pesados, é dada por: $\Gamma \approx 0,2.E_x$.

Durante os últimos 20 anos, vários "review papers"

foram publicados a respeito das reações fotonucleares na região da GDR, sendo mais recentes os de Bramblett et al.⁽⁵⁾ e Berman e Fultz⁽⁶⁾.

A GDR tem sido explicada com razoável sucesso através de modelos coletivos, mesmo os mais simples como os hidrodinâmicos⁽⁷⁻⁸⁾, (prótons movendo-se fora de fase em relação aos neutrons).

Por outro lado, outros modos coletivos de oscilação nuclear foram previstos por Bohr e Mottelson⁽⁹⁾; em particular, uma ressonância gigante de quadrupolo elétrico (GQR) isoescalar localizada logo abaixo da GDR em aproximadamente $58.A^{-\frac{1}{3}}$ (MeV), e uma isovetorial em $135.A^{-\frac{1}{3}}$ (MeV).

Realmente, nos últimos 5 anos uma grande quantidade de evidências experimentais foram obtidas⁽¹⁰⁾ através de vários canais de reação mostrando a existência de outras oscilações predominantemente coletivas. Portanto, outras "ressonâncias gigantes" são atualmente conhecidas e dentre elas, depois da GDR, a GQR é a mais estudada.

O recente interesse no estudo dos "strength" de E2 originou-se nas observações de compactas ressonâncias isoescalares situadas abaixo da GDR através de espalhamento inelástico de elétrons, prótons e alfas, e em reações de captura de prótons e alfas⁽¹¹⁾.

Atualmente está bem estabelecido que, em núcleos mais leves, grande parte do "strength" de E2 encontra-se espalhado em uma larga faixa de energia, enquanto que nos núcleos mais pesados foram observadas compactas ressonâncias isoescalares E2, mas os "strength" observados são bem menores que os previstos pela regra da soma para E2; são relatados na literatura valores que exaurem de 10% a 100% da regra da soma. Portanto, enquanto tais resultados não forem convenientemente interpretados, exis-

te ainda a possibilidade que o "strength" de E2 também seja espalhado em núcleos pesados.

Quanto à posição da GQR, os resultados experimentais mostram que para núcleos leves situa-se em torno de $60.A^{-\frac{1}{3}}$ (MeV), e $65.A^{-\frac{1}{3}}$ (MeV) para os mais pesados (Fig.1), e com uma largura de alguns MeV em todos os núcleos estudados.

I-1 - Reações utilizadas no estudo das ressonâncias

Os vários canais de reação usados para excitar as ressonâncias gigantes são:

- 1- reações induzidas por fotons reais;
- 2- espalhamento inelástico de elétrons (e, e');
- 3- espalhamento inelástico de hadrons;
- 4- captura radiativa: (p, γ_0) , $(\alpha, \gamma_0) \dots$;
- 5- captura $-\mu$;
- 6- captura radiativa de mesons π^- ,
- 7- excitações virtuais de ressonâncias nos núcleos.

Os resultados experimentais envolvendo a excitação de ressonâncias gigantes foram, na sua maioria, obtidos através de espalhamento inelástico de elétrons e hadrons. No primeiro caso, o maior inconveniente experimental é a subtração do "back-ground" contínuo da secção de choque, mas, o espalhamento de elétrons envolve uma interação conhecida e, de uma certa forma, seus resultados são menos ambíguos.

Na análise dos resultados com hadrons é utilizado um potencial de transição que é obtido a partir da deformação do potencial óptico que descreve o espalhamento elástico pelo alvo⁽¹²⁾; para os elétrons, o modelo hidrodinâmico de Tassie⁽¹³⁾

FIG.1 - Resumo das energias de excitação das GQR isoescares em função do número de massa $A(10, 44)$.

é o mais frequentemente usado para a obtenção da densidade de transição.

Tais modelos são bastante fenomenológicos e há incertezas associadas com a sua utilização, principalmente no que diz respeito à comparação dos "strength" de transição medidos com elétrons e hadrons.

A tabela 1 apresenta um conjunto dos vários núcleos com $A \geq 40$ para os quais foram observadas evidências de ressonâncias gigantes que não a GDR.

Na figura 2 temos, esquematicamente, o status atual dos "strength" de E2, onde os 15% referem-se às transições que são dominantes no espectro nuclear de baixas energias, e as demais porcentagens às excitações em energias mais altas; observa-se para os núcleos mais pesados ($A > 40$) uma "ausência" de parte do "strength". De acordo com Hanna⁽¹¹⁾, esse "strength" ausente poderá estar nas próprias ressonâncias E2 observadas e é apenas uma questão de melhores medidas a sua determinação correta.

Finalmente, a questão de maior importância atualmente (10) é a obtenção de seções de choque para E2 com razoável precisão, e ainda, a idealização de métodos que eliminem a ambiguidade quanto à identificação da ressonância (E2 ou E0) porque, embora as evidências conduzam à escolha de E2, a dependência angular do fator de forma não distingue E2 de E0.

Quanto à excitação de ressonâncias do tipo "magnético" (M1) as evidências são em menor quantidade, comparativamente à GQR, sendo verificada principalmente em núcleos mais leves; para núcleos médios e pesados os resultados são bastante conflitantes⁽¹¹⁾. Os resultados até agora obtidos sugerem a ocorrência de ressonâncias -M1 em energias na faixa de $30 \text{ a } 45.A^{-\frac{1}{3}}$ (MeV). Uma maior sistemática na obtenção de dados ainda será

T A B E L A - 1

Alvo	E_x (MeV)	Spin, paridade	% EWSR	Reação	Energia (MeV)
^{40}Ca	~17	2^+ ou 0^+	~75 ≥ 100	(p,p')	182
^{40}Ca	~13.5	3^-	~30		
^{40}Ca	10-25	2^+ ou 0^+	66 102	(e,e')	150-250
^{40}Ca	10-25	3^-	37		
^{40}Ca	~18	2^+ ou 0^+	32 120	(α, α')	115
^{40}Ca	~17			($^3\text{He}, ^3\text{He}'$)	71
^{44}Ca	~17	2^+ ou 0^+	148 240	(e,e')	124-250
Fe	16.4			(p,p')	155
^{54}Fe	~16			(p,p')	62
^{54}Fe	~16			($^3\text{He}, ^3\text{He}'$)	71
^{56}Fe	~16	2^+ ou 0^+		(p,p')	61
^{56}Fe	13.3	(3^-)		(e,e')	124-250
	16.1	2^+ ou 0^+	80 143		
	~32	(2^+ ou 0^+)			
^{58}Ni	16.4	2^+	~60	($\bar{p}, p'$)	60
^{58}Ni	~16			($^3\text{He}, ^3\text{He}'$)	71
^{60}Ni	~16	2^+ ou 0^+	~70 ~100	(p,p')	62
nat Cu	15.5			(p,p')	66
Y	13.5			(p,p')	155

Alvo	E_x (MeV)	Spin, paridade	% EWSR	Reação	Energia (MeV)
^{90}Zr	14.0	2^+	75	(e, e')	150-250
		ou 0^+	111		
	27.0	2^+ ou 0^+			
^{90}Zr	9.1	1^+		(e, e')	37-61
^{90}Zr	~14			$(^3\text{He}, ^3\text{He}')$	71
^{106}Pd	~13			(e, e')	183
^{114}Cd	~13			(e, e')	183
$^{\text{nat}}\text{In}$	13.7			(p, p')	66
^{116}Sn	~13			(e, e')	183
^{120}Sn	~13.5	2^+	~70	(p, p')	62
		ou 0^+	~100		
^{120}Sn	~13.5			$(^3\text{He}, ^3\text{He}')$	71
^{122}Sn	~13.5			$(^3\text{He}, ^3\text{He}')$	71
^{139}La	~9	1^+		(e, e')	50, 65
	~12	2^+ ou 0^+			
$^{\text{nat}}\text{Ce}$	8.7	1^+		(e, e')	50, 65
	12.0	2^+	70		
		ou 0^+			
^{141}Pr	~9	1^+		(e, e')	50, 65
	~12	2^+ ou 0^+			
^{144}Sm	12.8	2^+		(p, p')	67
^{152}Sm	11.5	2^+ ou 0^+		(e, e')	150-250
^{154}Sm	12.5	2^+		(p, p')	67
Ho	11.3			(p, p')	155
Ta	11.6			(p, p')	155
^{197}Au	7.1	1^+		(e, e')	50, 65
	10.8	2^+ ou 0^+	>50		

Alvo	E_x (MeV)	Spin, paridade	% EWSR	Reação	Energia (MeV)
^{197}Au	~11	2^+	~90	$(^3\text{He}, ^3\text{He}')$	75
^{197}Au	~11	2^+	~90	$(^3\text{He}, ^3\text{He}')$	71
Pb	10.9			(p, p')	155
^{208}Pb	7.3, 7.9	$1^+?$		(e, e')	50, 65
	8.9-11.2	2^+ ou 0^+	~33		
^{208}Pb	8.9-11.2	2^+	47	(e, e')	124-250
		ou 0^+	100		
	~19	3^-	44		
	~22	2^+	60		
^{208}Pb	6.2-7.9	1^+		(e, e')	50
^{208}Pb	9.2-11.2	2^+		(p, p')	66
^{208}Pb	~11	2^+	~90	$(^3\text{He}, ^3\text{He}')$	75
^{208}Pb	~11	2^+	~90	$(^3\text{He}, ^3\text{He}')$	71
^{208}Pb	~11	2^+	~90	(α, α')	90
^{209}Bi	~11.5	2^+	~90	(p, p')	62
		ou 0^+	≥ 100		
^{209}Bi	~11			$(^3\text{He}, ^3\text{He}')$	71

FIG.2 - Status atual (esquematicamente) da distribuição de "strength" E2-isoscalar, para núcleos leves ($A < 40$) e mais pesados ($A > 40$).

necessária para se obter resultados mais conclusivos.

I-2 - Vantagens do canal (e,e',f) para o estudo das GQR

Os resultados experimentais com espalhamento inelástico de elétrons (ou hádrons) são obtidos variando-se o momento transferido e o ângulo de espalhamento de modo a tornar favorável a observação do quadrupolo elétrico (relativamente ao dipolo).

Por outro lado, conforme já dissemos, a interpretação dos resultados depende da subtração do "back-ground" e de um modelo para o núcleo.

Uma vez excitado pelo elétron, o núcleo pode decair por vários canais e dentre eles pelo canal de fissão (e,e',f) . A determinação da seção de choque para eletrofissão, dependendo do método empregado, pode constituir uma experiência "limpa", no sentido de ausência de "back-ground", e a interpretação dos resultados independe inteiramente de qualquer modelo nuclear "ad-hoc".

Além disso, as informações obtidas das distribuições angulares dos fragmentos de eletrofissão permitem decidir, sem ambiguidades, quanto à multipolaridade da ressonância detectada ($E0$, $E2$, $M1$, ...). As distribuições angulares serão extensivamente examinadas no Capítulo V.

I-3 - Resultados da literatura para o Urânio

Evidências de uma componente de quadrupolo na foto-fissão do Urânio foram obtidas nos últimos 20 anos⁽¹⁴⁾ através

do estudo das distribuições angulares dos fragmentos de fotofissão. As informações obtidas nesse tipo de experiência são apenas qualitativas e contraditórias entre os vários autores.

A região dos núcleos mais pesados, conforme vimos na Tabela 1, ainda é praticamente inexplorada no que diz respeito ao estudo das GQR.

Um resultado da literatura, concernente a uma "medição direta" de novas ressonâncias no U, foi obtido por Lewis e Horen⁽¹⁵⁾ através da determinação do espectro de energia de prótons espalhados inelásticamente, na região 0-25 MeV; foram observadas duas regiões de intensas excitações coletivas em 1,6-2,0 MeV e 10-13 MeV com distribuição angular e "strength" consistente com $L = 2$ embora $L = 3$ e 4 não possam ser rigorosamente excluídos. Os resultados desse trabalho estão afetados por grandes incertezas devido à subtração do "back-ground", proveniente principalmente de excitações diretas.

Estimativas da competição E2/E1 na fotofissão do Urânio em energias abaixo da GDR indicaram uma concentração do "strength" de E2 em torno de 9 MeV, e na eletrofissão a excitação por E2 é responsável por cerca de 40% do "yield" total em torno de 8 MeV⁽³¹⁻³²⁾.

Na região de 10 a 40 MeV, U.Kneissl et al⁽¹⁶⁾, mediram a razão σ^-/σ^+ para fissão induzida por elétrons e pósitrons no Urânio e Tório; observaram uma estrutura periódica nessa região que atribuíram às fissões de 2a. e 3a. chances, e em torno de 22 MeV interpretaram a estrutura como devida a intensas misturas de E2. Esses resultados também são bastante qualitativos e nada dizem quanto ao "strength" ou a posição de E2.

Mais recentemente, E.Wolyneec et al.⁽¹⁷⁾ estudaram a reação $^{238}\text{U}(e, e', \alpha)^{234}\text{Th}$ na região 9-24 MeV, concluindo que o

canal de emissão $-\alpha$ é predominantemente E2 com um "strength" que exaure 50% da regra da soma e localizado em $(8,9 \pm 0,3)$ MeV; esses resultados foram obtidos por ajustes de curvas de Breit-Wigner aos dados.

Na região 5-40 MeV, através de espalhamento inelástico de elétrons de 87,5 MeV, Houk et al⁽³⁹⁾ detectaram uma ressonância de E2-isoescalar (além de uma isovetorial em 21,5 MeV) localizada em 9,9 MeV e exaurindo 40% da regra da soma.

Quanto aos isótopos do Urânio inexistem medidas diretas da componente E2 ou outras diferentes de E1.

C A P Í T U L O

II

OBJETIVOS DESTE TRABALHO

O capítulo anterior deixou claro que:

- 1º) o estudo das GQR é carente de medidas (precisas) da secção de choque total;
- 2º) os métodos experimentais utilizados não permitem o reconhecimento, sem ambiguidades, da multipolaridade das ressonâncias detectadas;
- 3º) a região de elementos mais pesados ($A > 210$) está praticamente inexplorada.

Dentre os vários resultados e contribuições que serão apresentados neste trabalho, destacamos como objetivos centrais:

a) o desenvolvimento de um método que permita o estudo de outras componentes multipolares, além do dipolo elétrico, nas reações fotonucleares, que possa ser aplicado a qualquer canal de reação e que permita identificar a multipolaridade envolvida no processo.

b) iniciar um estudo sistemático de novas ressonâncias, através do canal de fotofissão, nos elementos mais pesados, utilizando a técnica do item a).

c) desenvolver um formalismo para as distribuições angulares dos fragmentos de eletrofissão que permita a obtenção de muitas informações importantes a respeito dos canais de fissão próximos à barreira.

A interpretação dos resultados obtidos neste trabalho independe de qualquer modelo para o núcleo; depende apenas da validade do "método dos fons virtuais" Neste trabalho usa-

remos expressões analíticas que permitem obter os espectros de fótons virtuais com a inclusão de correção Coulombiana através de um cálculo em "aproximação de Born com ondas distorcidas" (DWBA) ⁽¹⁸⁻¹⁹⁾; tal correção é crítica para núcleos pesados e a sua não inclusão tem limitado muito a análise nessa área.

C A P I T U L O

I I I

TEORIA RELEVANTEIII-1 - MOVIMENTO NUCLEAR COLETIVO

A ocorrência de grandes momentos de quadrupolo nuclear e a forma esferoidal apresentada por muitos núcleos sugeriram a visualização do núcleo em termos de movimentos cooperativos dos nucleons.

Podemos considerar dois tipos principais de correlação entre núcleons no núcleo⁽²⁰⁾:

- a) o primeiro é favorecido pela tendência de cada nucleon em "alinhar" sua órbita com o campo médio produzido por todos os outros núcleons, dando origem a deformações nucleares de equilíbrio; uma característica desses núcleos é a de exibir espectros rotacionais.
- b) o segundo é devido às forças internucleônicas de curto alcance que tendem a acoplar partículas em pares com configurações $J=0$, dando origem a formas esféricas de equilíbrio.

III-2 - VIBRAÇÕES COLETIVAS

Para uma grande variedade de problemas de muitos corpos, é possível descrever o espectro de excitação em termos de modos elementares de excitação representando as diferentes flutuações em torno do equilíbrio.

A natureza das flutuações depende da estrutura interna do sistema, e os modos elementares podem ser associados às

excitações de "partículas individuais", ou, podem representar vibrações coletivas da: densidade, forma, ou outro parâmetro. O espectro de excitação é obtido pela superposição de "quantas individuais" associados aos modos elementares de excitação.

Em sistemas descritos, em primeira aproximação, por "movimentos de partícula-independente" num campo médio, as vibrações coletivas também podem ocorrer como resultado de interações entre as partículas e as oscilações da densidade média (e campo).

O espectro de energia de quase todos os núcleos exibe, como característica, a ocorrência de estados "low-lying" pertencentes às bandas rotacionais do estado fundamental (núcleos não esféricos), e a vibrações coletivas da forma nuclear (para os núcleos restantes).

Em excitações de energias mais altas são identificados "outros modos vibracionais", que correspondem parcialmente a:

- 1) oscilações da forma de diferentes ordens multipolares,
- 2) flutuações, nas quais neutrons movem-se coletivamente com relação aos prótons, e, sem análogos clássicos,
- 3) modos envolvendo "charge exchange", ou,
- 4) excitação de spins nucleônicos.

III-2-A Vibrações harmônicas

A variação da densidade associada a um modo vibracional pode ser caracterizado por uma amplitude α , que representa o deslocamento a partir do equilíbrio. Para pequenos valores de α a energia vibracional pode ser dada por:

$$E(\alpha, \dot{\alpha}) = \frac{1}{2} C \alpha^2 + \frac{1}{2} D \dot{\alpha}^2 \quad (1)$$

onde:

C = parâmetro da força restauradora

D = parâmetro de massa.

Introduzindo a variável de "momentum":

$$\pi = \frac{\partial}{\partial \dot{\alpha}} L = \frac{\partial}{\partial \dot{\alpha}} (T - V) = D \dot{\alpha}, \text{ obtém-se a Hamiltoniana}$$

$$H = \frac{1}{2} D^{-1} \cdot \pi^2 + \frac{1}{2} C \alpha^2 \quad (2)$$

Para um sistema quântico, os operadores Hermitianos α e π satisfazem a relação canônica de comutação:

$[\pi, \alpha] = -i\hbar$, e o espectro de energia é dado pela conhecida relação para o oscilador harmônico:

$$E(n) = (n + \frac{1}{2})\hbar w \quad (3)$$

onde $w = (\frac{C}{D})^{1/2}$

Quanto às funções de onda vibracionais, temos a solução para o oscilador harmônico unidimensional:

$$\phi_n(\alpha) = (2\pi)^{-1/4} \cdot (2^n n! \alpha_0)^{-1/2} \cdot H_n(2^{-1/2} \cdot \alpha/\alpha_0) \exp\{-\frac{1}{4} \cdot \frac{\alpha^2}{\alpha_0^2}\}$$

com $\alpha_0 = (\frac{\hbar}{2Dw})^{1/2}$, (4)

que é a amplitude do "ponto-zero":

$$\alpha_0 \equiv \langle n=0 | \alpha^2 | n=0 \rangle^{1/2} = (\frac{\hbar}{2Dw})^{1/2} = (\frac{\hbar^2}{4CD})^{1/4} \quad (5)$$

A ocorrência de modos vibracionais coletivos em um sistema governado por movimento de partícula independente pode ser

O índice (0) refere-se ao fato de que os "quanta" considerados representam movimento coerente de partícula-independente sem a inclusão da interação de campo.

Usando (9):

$$\frac{1}{\hbar\omega} = \frac{1}{\hbar} \left(\frac{C}{D} \right)^{1/2} = \frac{1}{\hbar} \left(\frac{C^{(0)} + \kappa}{D^{(0)}} \right)^{1/2} \quad \text{mas, de (10):}$$

$$D^{(0)} = C^{(0)} \cdot (w^{(0)})^{-2}, \text{ e substituindo:}$$

$$\frac{1}{\hbar\omega} = \frac{1}{\hbar\omega^{(0)}} \cdot \left(\frac{C^{(0)} + \kappa}{C^{(0)}} \right)^{1/2} \quad (11)$$

No caso de um modo de ordem multipolar λ :

$$\delta V = \kappa_\lambda \sum_\mu \alpha_{\lambda\mu} F_{\lambda\mu}^+ (x)$$

Considerando campos vibracionais $F_{\lambda\mu}$ iguais aos operadores multipolares $r^\lambda Y_{\lambda\mu}$ juntamente com um potencial médio da forma do oscilador harmônico e mais a hipótese de que:

$$\langle \sum_k F_{\lambda\mu} (x_k) \rangle = \alpha_{\lambda\mu}, \text{ obtemos:}$$

$$\kappa_\lambda = - \frac{4\pi}{2\lambda + 1} \cdot \frac{M \cdot w_0^2}{A \langle r^{2\lambda-2} \rangle} \quad (12)$$

Esses resultados são úteis para o entendimento dos modos E2, a seguir.

III-2-B Modos de Quadrupolo

A ocorrência de intensas transições coletivas de quadrupolo constitui uma característica dominante do espectro nuclear de baixa energia.

Para núcleos com muitas partículas fora de camadas fechadas, esses estados $2+$ "low-lying" representam o primeiro membro da banda rotacional do estado fundamental. Para configurações com algumas partículas fora de camadas fechadas, as excitações de quadrupolo são aproximadamente descritas em termos de vibrações da forma esférica.

Conforme analisado no Capítulo I, existem evidências de uma ocorrência sistemática de modos quadrupolares em energias mais altas obtidas através de espalhamento inelástico de elétrons e hadrons.

Para obter conexão entre oscilações quadrupolares da forma e a estrutura nuclear de camadas, consideram-se excitações de partícula produzidas por campos resultantes da deformação do potencial central estático. Assumindo-se um campo proporcional ao momento de quadrupolo temos:

$$F = \sum_k (r^2 Y_{20}(\theta))_k \quad (13)$$

Este campo atua simetricamente nos protons e neutrons gerando um modo coletivo com $T = 0$, com energia de excitação $\hbar\omega^{(0)} = 2\hbar\omega_0$ e variação no número quântico total do oscilador harmônico $\Delta N = 2$.

Então, de (11),

$$\hbar\omega = 2\hbar\omega_0 \left(\frac{C^{(0)} + \kappa}{C^{(0)}} \right)^{1/2}, \text{ mas, de (12):}$$

$$\kappa = - \frac{4\pi}{5} \cdot \frac{M\omega_0^2}{A\langle r^2 \rangle}, \text{ para } \lambda = 2.$$

De (10), e lembrando que:

$$\alpha_0 \equiv \langle n = 1 | \alpha | n = 0 \rangle = \langle n = 1 | F | n = 0 \rangle = \left(\frac{\hbar\omega}{2C} \right)^{1/2}, \text{ obtemos:}$$

$$C^{(0)} = \frac{4\pi}{5} \cdot \frac{2Mw_0^2}{A\langle r^2 \rangle}, \quad e \quad D^{(0)} = \frac{4\pi}{5} \cdot \frac{M}{2A\langle r^2 \rangle}$$

e substituindo em κ ,

$\kappa = -\frac{1}{2} C^{(0)}$, e a energia será dada por:

$$\hbar\omega = 2\hbar\omega_0 \left(\frac{C^{(0)} - \frac{1}{2} C^{(0)}}{C^{(0)}} \right)^{1/2} = \sqrt{2} \cdot \hbar\omega_0, \quad \text{onde}$$

$\hbar\omega_0 \approx 41.A^{-1/3}$ (MeV) é o espaçamento dos níveis do oscilador harmônico:

$$\hbar\omega \approx 58.A^{-1/3} \text{ MeV } (\lambda = 2, T = 0) \quad (14)$$

Analogamente, considerando um campo proporcional ao momento multipolar isovetorial, $F = \sum_k (r^2 Y_{20}(\theta) T_z)_k$, teremos a excitação do modo quadrupolar de $T = 1$, no qual prótons e nêutrons movem-se em oposição de fase.

Obtém-se para a energia de excitação coletiva:

$$\hbar\omega \approx 135.A^{-\frac{1}{3}} \text{ MeV } (\lambda=2, T=1) \quad (15)$$

O modo isoescalar pode ser interpretado como uma "oscilação da forma" com um potencial concentrado na região da superfície nuclear, enquanto que o modo isovetorial é tratado como uma "oscilação de volume" com densidade e potencial confinados ao interior do núcleo.

As estimativas feitas para o modo de quadrupolo referem-se aos núcleos esféricos. Para núcleos deformados espera-se que os modos de quadrupolo para energias mais altas ($\Delta N=2$) separem-se em modos com $\mu = 0, 1$ e 2 (sub-estados de $\lambda = 2$), em analogia com a separação observada no modo de dipolo ($\lambda=1$) entre $\mu = 0$ e $\mu = 1$; se o núcleo tiver simetria axial, o mo-

do $\mu = 0$ representa oscilações na direção do eixo de simetria enquanto que o modo $\mu = 1$ está associado com oscilações nas duas direções perpendiculares ao eixo de simetria. No caso dos modos de quadrupolo teríamos os modos com $\mu = 0$ e 2 nas direções descritas, enquanto que $\mu=1$ seria uma oscilação intermediária.

III-3 O MODO FISSÃO

O processo da fissão é uma extensão do fenômeno associado com oscilações de "pequenas amplitudes". O tratamento das grandes deformações encontradas na fissão envolve o problema de combinar propriedades globais da matéria nuclear com efeitos microscópicos resultantes da estrutura de camadas.

Os canais de fissão representam estados com números quânticos especificados para todos os graus de liberdade, exceto para o movimento através da barreira.

O espectro de canais exhibe estrutura de banda rotacional, com números quânticos determinados pela simetria da deformação no ponto de sela. Os números quânticos "intrínsecos" que rotulam os diferentes canais compreendem modos de excitação vibracional e de quasi-partículas.

Apesar do fato da energia de excitação do núcleo que se fissiona ser da ordem de 5 MeV, a maior parte dessa energia fica "armazenada" como energia potencial de deformação (dizemos que o núcleo é "frio" ao passar pelo ponto de sela). As superfícies de energia potencial quantizadas serão, portanto, bastante espaçadas como no espectro de baixa energia.

A figura 3 exhibe, esquematicamente, um diagrama com algumas possíveis bandas coletivas para um núcleo de transição par-par e com uma deformação quadrupolar estável. Discutiremos este tópico com mais detalhes no capítulo das "distribuições angulares".

FIG.3 - Diagrama esquemático de algumas possíveis estruturas de bandas coletivas para um "núcleo de transição" par-par com deformação quadrupolar estável.

III-4 RESSONÂNCIA GIGANTE E SUA CARACTERIZAÇÃO

A figura 4 mostra uma curva típica para a fotoabsorção; destaca-se nessa curva quatro regiões distintas⁽³³⁾:

- 1.^a) até aproximadamente 9 MeV ($\lambda \sim 40$ fm) observa-se fotoexcitação de estados individuais ligados ou não ligados, e cuja natureza microscópica está intimamente ligada a efeitos de camada;
- 2.^a) de 10 a 25 MeV ($\lambda \sim 10$ fm) observa-se a excitação sistemática do modo coletivo de dipolo elétrico (a GDR);
- 3.^a) acima de 30 MeV espera-se detectar fenômenos relacionados com as correlações de curto alcance entre os núcleons ($\lambda = 2$ fm em 100 MeV);
- 4.^a) acima de 140 MeV (limiar de fotopions) é atingida a região de ressonâncias nucleônicas.

As excitações de dipolo elétrico constituem os modos coletivos que melhor foram estudados. São formados pela superposição coerente de transições de partícula independente (constitui a excitação isovetorial), nas quais as partículas movem-se para a camada superior seguinte de paridade oposta ($\Delta N = 1$). O modo isoescalar de dipolo está associado com o movimento do centro de massa nuclear no sistema de laboratório (espalhamento Thomson).

As transições de quadrupolo elétrico são agrupadas em três categorias. As mais conhecidas são aquelas associadas aos estados "low-lying" 2^+ e estão relacionadas com transições no interior de uma "major shell" ($\Delta N=0$); representam apenas 10% do "strength" isoescalar total. O restante do "strength" está nas transições que não alteram a paridade, mas para as quais $\Delta N=2$.

FIG.4 - Curva típica de secção de choque para fotoabsorção nuclear.

Finalmente, temos as transições E2 isovetoriais em que prótons e nêutrons movem-se em oposição de fase.

A caracterização de um dado estado excitado como uma "ressonância gigante" pode ser obtido através das "regras da soma", as quais representam um "padrão de medida" para a avaliação do "quanto" é coletivo o estado excitado. Se tal estado exaurir uma considerável fração da regra da soma ficará evidenciado o seu caráter coletivo.

Por ser praticamente independente de modelo, a "regra da soma ponderada na energia" (EWSR) é a mais comumente utilizada. São obtidas, para transições $E\lambda$, a partir de somas do tipo (21-22);

$$\sum_f (E_f - E_0) B(E\lambda; 0 \rightarrow f), \quad \text{onde}$$

$$B(E\lambda; 0 \rightarrow f) = \frac{|\langle I_f || M(\lambda) || I_0 \rangle|^2}{2I_0 + 1} \quad \text{é a probabilidade de}$$

transição reduzida e $M(\lambda)$ o operador de multipolo elétrico.

A relação entre a EWSR e a seção de choque para fotoabsorção é (21);

$$\begin{aligned} S(E\lambda) &= \int \frac{\sigma(E\lambda) dE}{E^{2L-2}} = \frac{(2\pi)^3 \cdot (L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \cdot \frac{1}{(\hbar c)^{2L-2}} \cdot \sum_f (E_f - E_0) B(E\lambda; 0 \rightarrow f) = \\ &= \pi^2 \cdot \left(\frac{e^2}{\hbar c}\right) \cdot \frac{L+1}{[(2L+1)!!]^2} \cdot \frac{\hbar^2}{M} \cdot Z \cdot \frac{\langle r^{2L-2} \rangle}{(\hbar c)^{2L-2}} \end{aligned} \quad (16)$$

onde $\langle r^{2L-2} \rangle$ é o $(2L-2)$ -ésimo momento da distribuição de carga nuclear do estado fundamental.

Se não houver interferência entre as transições isoescares ($T=0$) e isovetoriais ($T=1$) e eq. 16 pode ser separada em:

$$\int \frac{\sigma(EL) dE}{E^{2L-2}} = \pi^2 \cdot \left(\frac{e^2}{\hbar c}\right) \cdot \frac{L+1}{|(2L+1)!!|^2} \cdot \frac{\hbar^2}{M} \cdot \frac{Z^2}{A} \cdot \frac{\langle r^{2L-2} \rangle}{(\hbar c)^{2L-2}}$$

para $T = 0$,

(17)

$$e \int \frac{\sigma(EL) dE}{E^{2L-2}} = \pi^2 \cdot \left(\frac{e^2}{\hbar c}\right) \cdot \frac{L+1}{|(2L+1)!!|^2} \cdot \frac{\hbar^2}{M} \cdot \frac{NZ}{A} \cdot \frac{\langle r^{2L-2} \rangle}{(\hbar c)^{2L-2}}$$

para $T = 1$,

(18)

Em particular, para $L = 2$ e $T = 0$ obtemos da eq.(17):

$$\boxed{\int \frac{\sigma(E2) dE}{E^2} = \frac{\pi^2}{3Mc^2} \cdot \alpha \cdot \frac{Z^2}{A} \cdot \langle r^2 \rangle}$$

(19)

onde $\alpha = 1/137$ é a constante de estrutura fina.

C A P I T U L O

I V

"DESCRIÇÃO DO MÉTODO PARA A OBTENÇÃO DE CONTRIBUIÇÕES
MULTIPOLARES NAS REAÇÕES FOTONUCLEARES"

IV.1 O FORMALISMO DOS FOTONS VIRTUAIS

A interação de ftons com corpos carregados (o núcleo, por exemplo) é estudada através do cálculo da "taxa de transição", onde o estado inicial do sistema pode ser convertido em outros estados acessíveis.

Para uma transição multipolar, de caráter elétrico por exemplo, a taxa de absorção de um fton com vetor de onda $\vec{k}$ e polarização μ de um estado inicial α , do núcleo, a um estado final β ⁽²³⁾ é:

$$T_{\beta\alpha}(\ell\mu;e) = \frac{\kappa}{2\pi\hbar c^2} \left| M_{\beta\alpha}(\vec{k}\mu;E\ell) \right|^2 d\Omega_{\kappa} \quad (20)$$

em que:

$$M_{\beta\alpha}(\vec{k}\mu;E\ell) = \sqrt{2\pi(2\ell+1)} \cdot i^{\ell+1} \cdot \int \langle \beta | \vec{j}(\vec{r}) | \alpha \rangle \cdot \vec{A}_{\ell\mu}(\vec{r};e) d\vec{r} \quad (21)$$

$$\vec{A}_{\ell\mu}(\vec{r};e) = \frac{-i}{\kappa\sqrt{\ell(\ell+1)}} \cdot \vec{\nabla} \wedge (\vec{L} j_{\ell}(\kappa r) Y_{\ell\mu}(\vec{r})) \text{ é a parte elé-}$$

trica da expansão da onda plana em multipolos ⁽²³⁾; j : operador densidade de corrente do núcleo.

A eletroexcitação nuclear, devido à sua natureza eletromagnética, engloba muito das características que são observadas na fotoexcitação.

Analisando um caso particular simples, para pequeno momentum transferido ($\kappa R \ll 1$) e elétrons na aproximação relativística limite com pequena perda de energia, a secção de choque diferencial para elétrons não polarizados, núcleos não orientados, e uma transição multipolar EL, é dada por:

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{EL} = 4\pi \frac{(2J_f+1)}{(2J_i+1)} \cdot \frac{\sigma_M}{(Z_e)^2} \cdot \frac{1}{c^2} \cdot \left(\frac{1}{2} + \tan^2 \theta/2 \right) \cdot \left| N_{\beta\alpha}(\vec{k}; EL) \right|^2 \quad (22)$$

onde σ_M é a secção de choque de Mott, θ o ângulo de espalhamento, e

$$(J_i, L, J_f | M_i, M, M_f) N_{\beta\alpha}(\vec{k}; EL) = i^{L+1} \int \langle \beta | \vec{j}(\vec{r}) | \alpha \rangle \cdot \vec{A}_{LM}(\vec{r}; e) d\vec{r} \quad (23)$$

Os J's e M's referem-se ao núcleo.

Comparando as equações 21 e 23 torna-se claro que os elementos reduzidos de matriz para multipolos elétricos da eletroexcitação são proporcionais aos que aparecem na fotoexcitação. Com considerações análogas verifica-se o mesmo para os multipolos magnéticos (ML) e a parte Coulombiana (CL).

Portanto, para pequeno momentum transferido e em aproximação de onda plana, o processo de eletroexcitação é equivalente ao da fotoexcitação.

Dessa maneira, pode-se imaginar o espalhamento de elétrons como que "produzindo" um espectro "particular" de ftons (denominados comumente de "fons virtuais"), e cuja distribuição espectral é definida pelos coeficientes dos elementos de matriz reduzida ($N_{\beta\alpha}$) que aparecem na eq.22.

Gargaro e Onley⁽¹⁸⁾ encontraram a "mesma proporcionalidade" entre a eletro e a fotoexcitação para um cálculo efetuado em aproximação de Born com ondas distorcidas (DWBA), resolvendo a equação de Dirac para elétrons sujeitos ao campo Coulombiano de uma carga puntiforme fixa.

O "espectro de ftons virtuais" é definido por ⁽²⁴⁾:

$$N^{(\lambda L)}_{(E, E_0)} \cdot \sigma_{\gamma(E)}^{(\lambda L)} = E \cdot \frac{d\sigma_{e(E, E_0)}^{(\lambda L)}}{dE} \quad (24)$$

onde:

E é a energia do foton (real ou virtual),

E_0 a energia do elétron incidente e

$\lambda = E$ ou M , segundo o caráter elétrico ou magnético da transição.

IV.2 O MÉTODO EM SI

O método descrito neste parágrafo constitui uma das contribuições deste trabalho e pode permitir a determinação de novas ressonâncias nas reações fotonucleares, em alguns núcleos.

A partir da eq. 24, podemos expressar a secção de choque total para a eletroexcitação, integrada nos ângulos de espalhamento, em termos da fotoexcitação:

$$\sigma_{e,x}(E_0) = \sum_{(\lambda L)} \int_0^{E_0} \sigma_{\gamma,x}^{(\lambda L)}(E) \cdot N^{(\lambda L)}(E, E_0) \cdot \frac{dE}{E} \quad (25)$$

O método aqui descrito implica em se ter informações simultâneas ($\sigma_{e,x}$ e $\sigma_{\gamma,x}$), para um dado núcleo em estudo, de duas reações nucleares induzidas por ftons e elétrons, respectivamente:

N_i e N_f são os estados inicial e final do núcleo, e

x representa uma partícula emitida pelo núcleo ou um outro modo de deexcitação nuclear (a fissão, por exemplo).

$$\sigma(E) = \sum_{\gamma, x} \sigma_{\gamma, x}^{(\lambda L)}(E) \quad (26)$$

Vamos considerar inicialmente que apenas as transições E1 e E2 são as mais importantes (o que é razoável para os núcleos mais pesados), embora outras contribuições (como E0 ou M1) não possam ser excluídas "a priori". No capítulo seguinte será desenvolvida uma análise completa das distribuições angulares nas reações de foto e eletroexcitação, e será mostrado de que maneira pode-se confirmar ou não a hipótese acima estabelecida. Portanto, o método descrito neste parágrafo deve ser combinado com o conhecimento das distribuições angulares de x, de forma a se obter corretamente as atribuições multipolares do processo.

Então, para E1 e E2 as equações 25 e 26 reduzem-se a:

$$\sigma_{e, x}(E_0) = \int_0^{E_0} \sigma_{\gamma, x}^{(E1)}(E) N(E, E_0) \frac{dE}{E} + \int_0^{E_0} \sigma_{\gamma, x}^{(E2)}(E) N(E, E_0) \frac{dE}{E} \quad (27)$$

$$\sigma_{\gamma, x}(E) = \sigma_{\gamma, x}^{(E1)}(E) + \sigma_{\gamma, x}^{(E2)}(E) \quad (28)$$

As secções de choque $\sigma_{e, x}$ e $\sigma_{\gamma, x}$ são quantidades passíveis de obtenção experimental, enquanto que os espectros $N^{(E1)}$ e $N^{(E2)}$ são calculados através de expressões computáveis obtidas por Gargaro e Onley⁽¹⁸⁾, em DWBA.

Portanto, nas equações 27 e 28 as incógnitas são $\sigma_{\gamma,x}^{(E1)}$ e $\sigma_{\gamma,x}^{(E2)}$; resolvendo o sistema, substituindo

$$\sigma_{\gamma,x}^{(E1)} = \sigma_{\gamma,x} - \sigma_{\gamma,x}^{(E2)} \quad \text{em (27) :}$$

$$\Delta \sigma_{e,x}^{(E1)} \equiv \sigma_{e,x}^{(E1)} - \int_0^{E_0} \sigma_{\gamma,x}^{(E)} N_{(E,E_0)}^{(E1)} \frac{dE}{E} = \int_0^{E_0} \sigma_{\gamma,x}^{(E2)} \cdot \left[N_{(E,E_0)}^{(E2)} - N_{(E,E_0)}^{(E1)} \right] \frac{dE}{E} \quad (29)$$

A partir da equação 29, por "unfolding", obtém-se $\sigma_{\gamma,x}^{(E2)}$ x E que é a secção de choque de quadrupolo elétrico da reação (γ,x).

A sensibilidade do método, conforme será discutido nos capítulos seguintes, pode ser avaliada pela simples observação dos espectros $N^{(E1)}$ e $N^{(E2)}$, na figura 5 ; então, embora a contribuição de quadrupolo seja muito menor que a de dipolo, na fotoexcitação, na eletroexcitação o seu "yield" é consideravelmente aumentado, relativamente ao dipolo, porque a intensidade dos fons virtuais de E2 é uma ordem de grandeza maior que os de E1 para Z alto, tornando a eletroexcitação uma excelente ponta de prova para a detecção de contribuições multipolares diferentes de E1.

No caso de haver uma terceira componente multipolar, além de E1 e E2 (M1, por exemplo), que participe de forma significativa no processo (a distribuição angular poderia confirmar a presença de uma nova componente multipolar), o problema teria solução sem ambiguidades se houvesse uma terceira reação disponível; eletroexcitação com pósitrons, por exemplo.

FIG.5 - Espectros de fons virtuais de dipolo (E1) e quadrupolo (E2) elétrico, calculadas em DWBA

C A P I T U L O

V

"DISTRIBUIÇÕES ANGULARES DOS FRAGMENTOS DE FOTO E ELETROFISSÃO"V.1 A FUNÇÃO DISTRIBUIÇÃO ANGULAR

A dinâmica de um núcleo que fissiona pode ser comparada à dinâmica de um pião simétrico. Uma vez que é esperado ocorrer a "cisão" pela separação do núcleo, segundo o eixo de simetria, assume-se que a distribuição angular dos fragmentos é igual à probabilidade de distribuição das direções do eixo de simetria para um pião simétrico que apresente os mesmos números quânticos J, M, K do núcleo que fissiona (vide figura 6).

Uma rotação finita de um sistema de referência (x', y', z') com relação ao sistema de laboratório (x, y, z) é descrita pela função esférica $D_{MK}^J(\alpha, \beta, \gamma)$, onde (α, β, γ) são os ângulos de Euler que definem (x', y', z') com respeito a (x, y, z) ⁽²⁵⁾.

Se fixarmos o sistema (x', y', z') a um corpo rígido, as rotações do mesmo também serão descritas pelas funções D .

Sendo J o momento angular do corpo rígido, e K e M suas projeções em z' e z respectivamente, temos ⁽²⁵⁾:

$$\hat{J}_z D_{MK}^J(\alpha, \beta, \gamma) = \hbar K D_{MK}^J(\alpha, \beta, \gamma) \quad (30)$$

$$\hat{J}_z D_{MK}^J(\alpha, \beta, \gamma) = \hbar M D_{MK}^J(\alpha, \beta, \gamma) \quad (31)$$

$$\hat{J}^2 D_{MK}^J(\alpha, \beta, \gamma) = \hbar^2 J(J+1) D_{MK}^J(\alpha, \beta, \gamma) \quad (32)$$

Portanto, as auto-funções dos operadores $\hat{J}$, $\hat{J}_z$ e $\hat{J}_{z'}$, são completamente determinadas pelas equações 30, 31 e 32, a menos de uma constante:

$$|JMK\rangle = \psi_{MK}^J(\alpha, \beta, \gamma) = N_J \cdot D_{MK}^J(\alpha, \beta, \gamma) \quad (33)$$

O valor $N_J = \sqrt{\frac{2J+1}{8\pi^2}}$ é obtido da "condição de normalização":

$$\langle J'M'K' | JMK \rangle = \int \psi_{MK}^{J*} \cdot \psi_{M'K'}^J \cdot \sin\beta d\beta d\alpha d\gamma =$$

$$= \delta_{JJ'} \delta_{MM'} \delta_{KK'}.$$

Portanto:

$$\psi_{MK}^J(\alpha, \beta, \gamma) = \sqrt{\frac{2J+1}{8\pi^2}} \cdot D_{MK}^J(\alpha, \beta, \gamma) \quad (34)$$

Se o eixo z' for um eixo de simetria do corpo, a probabilidade de encontrá-lo entre Ω e $\Omega + d\Omega$ é dada por:

$$d^3P = |\psi_{MK}^J(\alpha, \beta, \gamma)|^2 d\Omega = \frac{2J+1}{8\pi^2} |D_{MK}^J(\alpha, \beta, \gamma)|^2 \sin\beta d\beta d\alpha d\gamma =$$

$$= \frac{2J+1}{8\pi^2} \cdot |e^{iM\alpha} \cdot d_{MK}^J(\beta) \cdot e^{iK\gamma}|^2 \cdot \sin\beta d\beta d\alpha d\gamma$$

$$d^3P = \frac{2J+1}{8\pi^2} |d_{MK}^J(\beta)|^2 \cdot \sin\beta d\beta d\alpha d\gamma \quad (35)$$

onde, $d_{MK}^J(\beta) = \{(J+M)! (J-M)! (J+K)! (J-K)!\}^{1/2} \cdot \sum_X \frac{(-1)^X \cdot [\sin(\beta/2)]^{K-M+2X}}{(J-K-X)!}$

$$\frac{[\cos(\beta/2)]^{2J-K+M-2X}}{(J+M-X)! (X+K-M)! X!} \quad (36)$$

$X = 0, 1, 2, 3, \dots$ até o valor que não torne negativo nenhum dos fatores que aparecem no denominador.

A probabilidade de z' orientar-se entre β e $\beta + d\beta$ é:

$$dP_{(\beta)} = \iint_{\alpha \gamma} d^3P_{(\alpha, \beta, \gamma)} = \frac{2J+1}{8\pi^2} \cdot |d_{MK}^J(\beta)|^2 \cdot \sin\beta d\beta \int_0^{2\pi} d\alpha \int_0^{2\pi} d\gamma$$

$$dP_{(\beta)} = \frac{(2J+1)}{2} \cdot |d_{MK}^J(\beta)|^2 \cdot \sin\beta d\beta$$

A "função distribuição angular" é definida como:

$$W_{MK}^J(\beta) = \frac{(2J+1)}{2} \cdot |d_{MK}^J(\beta)|^2 \quad (37)$$

com a normalização,

$$\int_0^\pi W_{MK}^J(\beta) \sin\beta d\beta = 1.$$

V-2 DISTRIBUIÇÃO ANGULAR DOS FRAGMENTOS DE FOTOFISSÃO

Os números quânticos J e M são conservados em todo o processo de fissão, através das várias formas que o núcleo assume no caminho para a fissão.

Se K também for um bom número quântico na passagem do núcleo do "estado de transição" (ponto de sela) para a "configuração de fragmentos separados" então, a dependência direcional dos fragmentos é univocamente determinada.

Por outro lado, a fotoabsorção com a consequente fissão do núcleo pode ser assim esquematizada:

Δ nesta fase o núcleo mantém sua forma;

$\Delta\Delta$ devido às vibrações e mudanças da forma a energia e momento angular são redistribuídos, portanto o $K(ps)$ não está relacionado com o $K(N^*)$.

FIG.6 - Esquema de acoplamento de momentos angulares em um núcleo deformado. K é o momento angular intrínseco, R o momento angular rotacional e J o momento angular total.

Se no ponto de sela o núcleo tiver uma grande deformação, mas que ainda possa ser considerada como "axialmente simétrica" então, K poderá ser considerado um bom número quântico; esta hipótese é confirmada pelo sucesso da análise de distribuições angulares⁽²⁶⁾.

Supondo-se a existência de barreira dupla para a fissão, assume-se que a distribuição de K é "congelada" na 2a. barreira para fissão em baixas energias.

No que segue consideraremos apenas as distribuições angulares de núcleos par-par (estado fundamental 0^+).

A secção de choque diferencial de fotofissão para um particular canal (J^π, K) é definida como:

$$\frac{d\sigma_\gamma(J^\pi, K; E, \Theta)}{d\Omega} = \sum_M \frac{\phi_\gamma(J^\pi, K, M; E)}{2\pi} \cdot w_{MK}^J(\Theta) \quad (38)$$

onde: E é a energia do foton;

Θ é o ângulo entre a trajetória do fragmento de fissão e o eixo z (direção do feixe das partículas incidentes - figura 6);

ϕ_γ os coeficientes da expansão e

w_{MK}^J definido na eq.37.

Para um foton de multipolaridade L , absorvido por um núcleo par-par, teremos $J^\pi = L^\pi$ (spin-paridade do núcleo).

Para fotons não polarizados temos que:

$$\phi_\gamma(L^\pi, K, M; E) = \phi_\gamma(L^\pi, K, -M; E) \quad e$$

$$\sigma_\gamma(L^\pi, K; E) = \sum_M \phi_\gamma(L^\pi, K, M; E) \quad (39)$$

é a secção de choque para o canal (L^π, K) .

Na fotofissão, o momento angular transferido é limitado aos sub-estados magnéticos com $M = \pm 1$ (helicidade do foton). Então, da equação (39) segue que:

$$\sigma_{\gamma}(L^{\pi}, K; E) = 2\phi_{\gamma}(L^{\pi}, K, 1; E),$$

sendo que adotamos a seguinte notação simplificada:

$$\sigma_{\gamma}(L^{\pi}, K) = 2\phi_{\gamma}(L^{\pi}, K).$$

Em uma experiência de fotofissão obtêm-se sempre a "secção de choque total" para todas as transições multipolares envolvidas:

$$\sigma_{\gamma}(E) = \sum_{L^{\pi}} \sum_K \sigma_{\gamma}(L^{\pi}, K; E) \quad (40)$$

$$L^{\pi} = 1^{-}, 2^{+}, 1^{+}, 2^{-}, \dots \quad \text{e} \quad K = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm L$$

A distribuição angular "total" será então:

$$\frac{d\sigma_{\gamma}(E, \theta)}{d\Omega} = \sum_{L^{\pi}} \sum_K \frac{d\sigma_{\gamma}(L^{\pi}, K; E, \theta)}{d\Omega} \quad (41)$$

Para transições do tipo E1 e E2 teremos núcleos com spin-paridade 1^{-} e 2^{+} , respectivamente.

Substituindo (38) em (41):

$$\frac{d\sigma_{\gamma}(E, \theta)}{d\Omega} = \sum_{L^{\pi}=1^{-}, 2^{+}} \sum_{K=0}^{\pm L} \frac{\phi_{\gamma}(L^{\pi}, K, M; E)}{2\pi} \cdot \frac{L}{MK} W(\theta) \quad (42)$$

Expandindo-se os somatórios de (42), utilizando as funções $W(\theta)$ da Tabela-2, e manipulando-se algebricamente, obtemos:

T A B E L A - 2

	M	K	$W_{M K}^J(\theta)$
J=1	0	0	$3/2 (1 - \sin^2\theta)$
	± 1	0	$3/4 \sin^2\theta$
	0	± 1	$3/4 \sin^2\theta$
	± 1	± 1	$(3/4 - 3/8 \sin^2\theta)$
J=2	0	0	$5/32(16 - 12 \sin^2\theta - 9 \sin^2(2\theta))$
	± 1	0	$15/16 (\sin^2 2\theta)$
	± 1	± 1	$5/8 (2 - \sin^2\theta - \sin^2 2\theta)$
	± 1	± 2	$5/8 (\sin^2\theta + 1/4 \sin^2 2\theta)$
	± 2	0	$15/16 (\sin^2\theta - 1/4 \sin^2 2\theta)$
	± 2	± 1	$5/8 (\sin^2\theta + 1/4 \sin^2 2\theta)$
	± 2	± 2	$5/32 (8 - 7 \sin^2\theta - 1/4 \sin^2 2\theta)$
	0	± 1	$15/16 \cdot \sin^2 2\theta$
	0	± 2	$15/16 (\sin^2\theta - 1/4 \sin^2 2\theta)$

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma_{\gamma}(E, \theta)}{d\Omega} &= \left[\frac{1}{4\pi} (3\sigma_{\gamma}(1^-, 1) + 5\sigma_{\gamma}(2^+, 1)) \right] + \left[\frac{1}{8\pi} (3\sigma_{\gamma}(1^-, 0) - \right. \\
&\quad \left. - 3\sigma_{\gamma}(1^-, 1) + 5\sigma_{\gamma}(2^+, 2) - 5\sigma_{\gamma}(2^+, 1)) \right] \sin^2\theta + \left[\frac{5}{8\pi} \left(\frac{3}{4}\sigma_{\gamma}(2^+, 0) - \right. \right. \\
&\quad \left. \left. - \sigma_{\gamma}(2^+, 1) + \frac{1}{4}\sigma_{\gamma}(2^+, 2) \right) \right] \sin^2(2\theta) = \\
&= a_{\gamma}(E) + b_{\gamma}(E) \sin^2\theta + c_{\gamma}(E) \sin^2(2\theta) \quad (43)
\end{aligned}$$

Os coeficientes a_{γ} , b_{γ} , e c_{γ} são obtidos por ajuste de mínimos quadrados às distribuições angulares determinadas experimentalmente. As informações obtidas a partir desses coeficientes são relevantes apenas para energias de excitação próximas à barreira de fissão, onde apenas alguns canais são acessíveis como o $(2^+, 0)$ e o $(1^-, 0)$, (ver fig.3); 1 MeV acima da barreira, com a abertura de novos canais, todos os coeficientes apresentarão contribuições dos vários canais tornando difícil qualquer conclusão a respeito das contribuições de E1 e E2.

V-3 DISTRIBUIÇÃO ANGULAR DOS FRAGMENTOS DE ELETROFISSÃO

Analogamente à fotofissão (equação 38), definimos para a eletrofissão:

$$\frac{d\sigma_e(L^{\pi}, K; E_0, \theta)}{d\Omega} = \sum_{M=0}^{+L} \frac{\phi_e(L^{\pi}, K, M; E_0)}{2\pi} \frac{L}{MK} W(\theta) \quad (44)$$

onde E_0 é a energia do elétron incidente.

Como os fons virtuais não constituem uma onda plana transversal não haverá restrição alguma aos sub-estados magnéticos do momento angular transferido, portanto, $M=0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm L$.

A distribuição angular para eletrofissão também é função da "energia transferida", então, cada componente da distribuição (ϕ_e) deverá ser calculada por integração da secção de choque de fotofissão no espectro de ftons virtuais.

A apresentação feita a seguir da distribuição angular de eletrofissão em conexão com a fotofissão foi por nós apresentada anteriormente (27-28) de uma maneira mais concisa.

A secção de choque total de eletrofissão, para todas as transições envolvidas, é dada por:

$$\sigma_e(E_0) = \sum_{L^\pi} \sum_{K=0}^{L^\pi} \sum_{M=0}^{L^\pi} \phi_e(L^\pi, K, M; E_0) \quad (45)$$

Os coeficientes da distribuição angular, ϕ_e , são relacionados com a fotofissão através do formalismo dos ftons virtuais:

$$\phi_e(L^\pi, K, M; E_0) = \int_0^{E_0} \sigma_\gamma(L^\pi, K; E) N^{(\lambda L, M)}(E, E_0) \frac{dE}{E} \quad (46)$$

sendo $N^{(\lambda L, M)}$ o espectro de ftons virtuais para uma transição λL e com sub-estado magnético M ; é óbvio que $N^{(\lambda L)} = \sum_M N^{(\lambda L, M)}$ (ver equação 24).

A auto-consistência do formalismo pode ser verificada substituindo-se (46) em (45):

$$\begin{aligned} \sigma_e(E_0) &= \sum_{L^\pi} \int_0^{E_0} \sum_K \sigma_\gamma(L^\pi, K; E) \cdot \left(\sum_M N^{(\lambda L, M)}(E, E_0) \right) \cdot \frac{dE}{E} = \\ &= \sum_{L^\pi} \int_0^{E_0} \sigma_\gamma(L^\pi; E) N^{(\lambda L)}(E, E_0) \cdot \frac{dE}{E}, \text{ que é idêntica à eq. 25.} \end{aligned}$$

Também é interessante procurar ver qual a relação que existe entre as distribuições angulares $\frac{d\sigma_\gamma}{d\Omega}$ e $\frac{d\sigma_e}{d\Omega}$ para foto e eletrofissão, respectivamente. Substituindo (46) em (44):

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_e(L^\pi, K; E_0, \Theta)}{d\Omega} &= \sum_{M=0}^{+L} \frac{1}{2\pi} \int_0^{E_0} \sigma_\gamma(L^\pi, K; E) \cdot N(E, E_0)^{(\lambda L, M)} \cdot \frac{L}{MK} W(\Theta) \frac{dE}{E} = \\ &= \int_0^{E_0} \sum_{M=-1}^{+L} \frac{\sigma_\gamma(L^\pi, K; E)}{2\pi} \frac{L}{MK} W(\Theta) \cdot N(E, E_0)^{(\lambda L, M)} \cdot \frac{dE}{E} + \int_0^{E_0} \sum_{\substack{M=0 \\ \neq \pm 1}}^{+L} \frac{\sigma_\gamma(L^\pi, K; E)}{2\pi} \cdot \\ &\quad \cdot \frac{L}{MK} W(\Theta) \cdot N(E, E_0)^{(\lambda L, M)} \cdot \frac{dE}{E}; \text{ portanto:} \\ \frac{d\sigma_e(L^\pi, K; E_0, \Theta)}{d\Omega} &= \int_0^{E_0} \frac{d\sigma_\gamma(L^\pi, K; E, \Theta)}{d\Omega} \cdot N(E, E_0)^{(\lambda L, 1)} \frac{dE}{E} + \int_0^{E_0} \frac{\sigma_\gamma(L^\pi, K; E)}{2\pi} \cdot \\ &\quad \cdot \sum_{\substack{M=0 \\ \neq \pm 1}}^{+L} \frac{L}{MK} W(\Theta) \cdot N(E, E_0)^{(\lambda L, M)} \frac{dE}{E} \end{aligned} \quad (47)$$

$$\text{onde } N^{(\lambda L, 1)} = N^{(\lambda L, +1)} + N^{(\lambda L, -1)} \quad \text{e} \quad W_{MK}^L = W_{-MK}^L$$

O resultado mostrado na eq.47 é importante no sentido de deixar claro que, a partir de uma dada distribuição angular de fotofissão $d\sigma_\gamma/d\Omega$ é impossível construir a correspondente distribuição angular de eletrofissão $d\sigma_e/d\Omega$ a partir do forma-

lismo dos ftons virtuais; o 2º termo do lado direito da eq. 47 evidencia essa impossibilidade.

Da mesma maneira que na fotofissão, considerando apenas transições E1 e E2, obtemos:

$$\frac{d\sigma_e(E_0, \theta)}{d\Omega} = \sum_{L=1^-, 2^+} \sum_{K=0}^{+L} \frac{d\sigma_e(L^\pi, K; E_0, \theta)}{d\Omega} =$$

$$= a_e(E_0) + b_e(E_0)\sin^2\theta + c_e(E_0)\sin^2(2\theta), \text{ onde:}$$

$$a_e = \frac{1}{4\pi} (3\phi_e(1^-, 0, 0) + 3\phi_e(1^-, 1, 1) + 5\phi_e(2^+, 0, 0) + \\ + 5\phi_e(2^+, 1, 1) + 5\phi_e(2^+, 2, 2)) \quad (48)$$

$$b_e = \frac{1}{4\pi} (-3\phi_e(1^-, 0, 0) + \frac{3}{2} \phi_e(1^-, 0, 1) + 3\phi_e(1^-, 1, 0) - \\ - \frac{3}{2} \phi_e(1^-, 1, 1) - \frac{15}{4} \phi_e(2^+, 0, 0) + \frac{15}{8} \phi_e(2^+, 0, 2) - \\ - \frac{5}{2} \phi_e(2^+, 1, 1) + \frac{5}{2} \phi_e(2^+, 1, 2) + \frac{5}{4} \phi_e(2^+, 2, 0) + \frac{5}{2} \phi_e(2^+, 2, 1) - \\ - \frac{35}{8} \phi_e(2^+, 2, 2)) \quad (49)$$

$$c_e = \frac{15}{8\pi} (-\frac{9}{8} \phi_e(2^+, 0, 0) + \frac{3}{4} \phi_e(2^+, 0, 1) - \frac{3}{16} \phi_e(2^+, 0, 2) + \\ + \frac{3}{2} \phi_e(2^+, 1, 0) - \phi_e(2^+, 1, 1) + \frac{1}{4} \phi_e(2^+, 1, 2) - \\ - \frac{3}{8} \phi_e(2^+, 2, 0) + \frac{1}{4} \phi_e(2^+, 2, 1) - \frac{1}{16} \phi_e(2^+, 2, 2)) \quad (50)$$

Com o conjunto dos coeficientes a_γ , b_γ , c_γ , a_e , b_e , e c_e , determinados experimentalmente, é possível determinar as secções de choque $\sigma_\gamma(1^-,0)$, $\sigma_\gamma(1^-,1)$, $\sigma_\gamma(2^+,0)$, $\sigma_\gamma(2^+,1)$ e $\sigma_\gamma(2^+,2)$, embora existam grandes incertezas associadas, principalmente com os coeficientes de fotofissão. O mesmo não ocorreu com a eletrofissão, onde o coeficiente c_e (que é o coeficiente mais sujeito a incertezas, tanto na foto como na eletrofissão) é bastante favorecido, relativamente ao c_γ , devido à maior intensidade do espectro de ftons virtuais para E2 em relação ao E1.

No parágrafo seguinte propomos uma maneira de calcular as secções de choque para os canais da fotofissão, usando as distribuições angulares dos fragmentos de eletrofissão e mais as secções de choque total para E2 e E1 calculadas segundo a prescrição do Cap.IV-2.

V-4 ANÁLISE DA DISTRIBUIÇÃO ANGULAR DE ELETROFISSÃO PRÓXIMO À BARREIRA

Na literatura⁽¹⁴⁾, em geral, quando se analisa os canais da fotofissão próximo à barreira, as informações não vão além dos canais $(1^-,0)$, $(1^-,1)$ e $(2^+,0)$, e de uma forma bem qualitativa. Na análise aqui proposta, incluiremos o canal $(2^+,1)$, e as conclusões poderão ser mais quantitativas, conforme será visto.

Próximo à barreira poucos canais $(2^+,2)$ são abertos em comparação com $(2^+,0)$ e $(2^+,1)$; além disso, verificamos através do formalismo das distribuições angulares (eq.43) que a secção de choque $\sigma_\gamma(2^+,2)$ contribui com 1/4 de seu valor na formação do coeficiente c_γ , o que torna razoável a sua não inclusão na

análise das distribuições angulares.

As secções de choque total para E1 e E2 são dadas por:

$$\sigma_Y^{(E1)} = \sigma_Y(1^-, 0) + \sigma_Y(1^-, 1) \quad (51)$$

$$\sigma_Y^{(E2)} = \sigma_Y(2^+, 0) + \sigma_Y(2^+, 1) \quad (52)$$

As secções de choque $\sigma_Y^{(E1)}$ e $\sigma_Y^{(E2)}$ são obtidas a partir do procedimento descrito e discutido no Cap. IV-2.

Escrevendo a equação (50) explicitamente, temos:

$$\begin{aligned} \frac{8\pi}{15} \cdot c_e = & -\frac{9}{8} \int \sigma_Y(2^+, 0) N^{(E2,0)} \frac{dE}{E} + \frac{3}{4} \int \sigma_Y(2^+, 0) N^{(E2,1)} \frac{dE}{E} - \\ & - \frac{3}{16} \int \sigma_Y(2^+, 0) N^{(E2,2)} \frac{dE}{E} + \frac{3}{2} \int \sigma_Y(2^+, 1) N^{(E2,0)} \frac{dE}{E} - \int \sigma_Y(2^+, 1) N^{(E2,1)} \frac{dE}{E} \\ & + \frac{1}{4} \int \sigma_Y(2^+, 1) N^{(E2,2)} \frac{dE}{E} \\ \frac{8\pi}{15} c_e = & \int \sigma_Y(2^+, 0) \left[N^{(E2,1)} - \frac{3}{2} N^{(E2,0)} - \frac{1}{4} N^{(E2,2)} \cdot \frac{3}{4} \right] \frac{dE}{E} - \\ & - \int \sigma_Y(2^+, 1) \left(N^{(E2,1)} - \frac{3}{2} N^{(E2,0)} - \frac{1}{4} N^{(E2,2)} \right) \frac{dE}{E}, \end{aligned}$$

reescrevendo de uma forma mais compacta:

$$c_e' = \frac{3}{4} \int \sigma_Y(2^+, 0) N_A^{(E2)} \frac{dE}{E} - \int \sigma_Y(2^+, 1) N_A^{(E2)} \frac{dE}{E} \quad (53)$$

onde $c_e^{(E2)}$ é uma quantidade obtida experimentalmente, e a função $N_A(E, E_0)$ é calculada a partir de expressões analíticas dos espectros de ftons virtuais para os diferentes sub-estados magnéticos; o sub-estado para $M = 1$ é o dominante conforme podemos ver nas figuras 7-A e 7-B, tanto para E1 quanto para E2.

Resolvendo as equações 52 e 53 para $\sigma_Y(2^+, 0)$, obtemos:

$$\frac{4}{7} (c_e^{(E2)} + \int \sigma_Y(E2) \cdot N_A(E2) \cdot \frac{dE}{E}) = \int \sigma_Y(2^+, 0) N_A(E2) \cdot \frac{dE}{E} \quad (54)$$

O "unfolding" de 54 permite obter $\sigma_Y(2^+, 0) \times E$ e consequentemente $\sigma_Y(2^+, 1) \times E$; com estas secções de choque e mais as equações 51 e 48 (referente ao coeficiente a_e) obtemos também $\sigma_Y(1^-, 0) \times E$ e $\sigma_Y(1^-, 1) \times E$.

Do exposto acima, verificamos que:

- a) a análise conjunta das secções de choque total para eletro e fotofissão (Cap.IV-2) permite obter as contribuições de E1 e E2;
- b) a análise da distribuição angular dos fragmentos de eletrofissão possibilita, por outro lado, a "separação" das secções de choque para E1 e E2 segundo os diferentes canais permitidos para a fotofissão.

Além disso, a distribuição angular de eletrofissão permite estender a análise para energias mais afastadas da barreira (comparativamente à fotofissão), porque o coeficiente c_e apresenta valores apreciáveis para vários MeV acima da barreira de fissão.

Outras transições como E0 e M1, se forem apreciáveis

FIG.7A - Espectro de fotons virtuais de F1
 com os respectivos sub-estados mag
 néticos, calculado em DWBA.

FIG.7B - Espectro de ftons virtuais de E2
 e a separação segundo os sub-esta-
 dos magnéticos, calculado em DWBA.

em relação ao E1 e E2, poderão ser detectadas através da distribuição angular de eletrofissão.

Quanto ao E0, a verificação seria imediata porque essa transição tende a tornar a distribuição angular isotrópica.

Para significativas contribuições de M1, observaríamos um considerável aumento no coeficiente b_e em relação ao c_e tornando a distribuição angular próxima à forma $a_e + b_e \sin^2 \theta$ (idêntica a E1 puro), porque a intensidade do espectro de fons virtuais para M1 é da ordem de grandeza de E2 e essa contribuição multipolar aparece somente nos coeficientes a_e e b_e . Apresentaremos argumentos mais quantitativos por ocasião da discussão dos resultados.

Então, uma inspeção das curvas de distribuição angular de eletrofissão possibilita confirmar ou não as hipóteses feitas a respeito das transições multipolares envolvidas no processo.

C A P Í T U L O

V I

"ARRANJO EXPERIMENTAL E COLETA DE DADOS"

A rotina experimental consistiu de irradiações dos alvos em estudo, utilizando-se o feixe de elétrons do Acelerador Linear do Instituto de Física da USP, em intervalos de energia em torno de 0,25 MeV até 12 MeV e 0,5 MeV acima dessa energia. A resolução de energia do feixe analisado é de 1%; outras especificações e características do Acelerador Linear estão contidas num minucioso trabalho de J.Takahashi⁽²⁹⁾.

VI-1 DESCRIÇÃO DO ARRANJO EXPERIMENTAL

O arranjo experimental utilizado é apresentado esquematicamente na figura 8. Destacamos nesse esquema:

- A- Câmara de fissão - de forma cilíndrica e raio interno da base igual a 20,1 cm. É provida de um eixo, o que permite movimentar os alvos sem precisar quebrar o vácuo.
- B- Alvos - os de Urânio natural foram obtidos pelo método de "molecular plating"⁽³⁰⁾, enquanto que os de ^{236}U por "deposição a vácuo" (foram emprestados pelo Lawrence Livermore Laboratory - USA); a espessura dos alvos foi determinada por espectrometria alfa. As espessuras obtidas situaram-se entre 200 e 300 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$.
- C- Detectores - folhas de mica muscovita de excelente qualidade e com um "back-ground" muito baixo; deta

FIG.8A - Arranjo experimental na extremidade do Acelerador Linear

FIG.8B - Vista superior da câmara de fissão, com o detalhe da geometria - 2π ("Alvo + Detetor").

lhes a respeito de revelação das micas e contagem dos traços de fissão encontram-se minuciosamente descritas na referencia 31.

D- Monitoração do feixe - usando uma Faraday Cup especialmente desenhada e construída para esta experiência; essa Faraday Cup apresenta um "pescoço" bem mais curto que as usuais e fica no vácuo da câmara de fissão, possibilitando monitorar o feixe de elétrons em baixas energias onde a "abertura" do mesmo desde o alvo até a Faraday Cup é bastante grande.

VI-2 OBTENÇÃO DOS DADOS E CUIDADOS EXPERIMENTAIS

A rotina de coleta de dados consistiu em irradiações dos alvos com a detecção dos fragmentos de fissão em folhas de mica dispostas em vários ângulos, entre 0° e 100°. Os traços de fissão na mica foram contados com o auxílio de um microscópio óptico de projeção. Em algumas irradiações do ^{236}U , os fragmentos foram detectados em uma geometria- 2π (ou seja, com uma folha de mica justaposta ao alvo).

Os cuidados experimentais mais relevantes foram:

- 1°) calibração da energia do Acelerador através de limiares conhecidos de reações fotonucleares;
- 2°) centragem "precisa" do feixe de elétrons com a utilização de um monitor de TV;
- 3°) verificação do "back-ground" da área experimental: concluímos que o mesmo não afeta de forma alguma os resultados; constatamos que sua influência é inferior a uma contagem em 1.500;

49) também foi descartada qualquer possibilidade de "contaminação" apreciável no feixe de elétrons (gamas e neutrons produzidos, principalmente, no sistema de deflexão do Acelerador Linear), através de procedimentos bastante eficientes e que estão descritos na referencia 31.

C A P Í T U L O

V I I

"APRESENTAÇÃO E ANÁLISE DOS RESULTADOS"VII.1 Determinação experimental das secções de choque e dos parâmetros das distribuições angulares.

$$dF(\theta) = N_A \cdot \phi \cdot d\sigma_{e,f}(\theta) \quad (55)$$

é o número de fissões entre Ω e $\Omega + d\Omega$ (a distribuição angular dos fragmentos de fissão apresenta simetria azimutal);

N_A é o número de núcleos-alvo;
 ϕ é o fluxo das partículas incidentes (número de elétrons por unidade de área);

A secção de choque diferencial para eletrofissão será:

$$\frac{d\sigma_{e,f}(\theta)}{d\Omega} = \frac{1}{N_A \cdot \phi} \quad \frac{dF(\theta)}{d\Omega} \approx \frac{1}{N_A \cdot \phi} \cdot \frac{\Delta F(\theta)}{\Delta\Omega} = \frac{1}{N_A \cdot \phi} \cdot \frac{\Delta F(\theta)}{\Delta S_J / R^2} = \frac{R^2}{N_A \cdot \phi} \cdot \frac{\Delta F(\theta)}{\Delta S_J}$$

onde:

$\Delta F(\theta)$ é o número de fissões detectadas (nº de traços) em uma folha de mica de área ΔS_J (área da "janela" do suporte dos detectores) situada entre $\theta - \frac{\Delta\theta}{2}$ e $\theta + \frac{\Delta\theta}{2}$.

$$\frac{d\sigma_{e,f}(\theta)}{d\Omega} \approx \left(\frac{R^2}{N_A \cdot \phi} \right) \cdot \frac{\Delta F(\theta)}{\Delta S_J} \rightarrow \boxed{\frac{d\sigma_{e,f}(\theta)}{d\Omega} = \kappa' \cdot N(\theta)} \quad (56)$$

sendo:

$N(\theta)$ o número de fissões por unidade de área em θ ;

κ' é uma constante que depende da massa do alvo, geometria de detecção e do fluxo de elétrons.

Experimentalmente obtém-se, para cada energia E_0 , uma tabela de $N(\theta) \times \theta$; ajustamos esses dados, pelo método dos mínimos quadrados, à expressão $a + b\sin^2\theta + c\sin^2(2\theta)$. Então:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{e,f}(\theta, E_0)}{d\Omega} &= \kappa' (a(E_0) + b(E_0)\sin^2\theta + c(E_0)\sin^2(2\theta)) = \\ &= a_e(E_0) + b_e(E_0)\sin^2\theta + c_e(E_0)\sin^2(2\theta) \end{aligned} \quad (57)$$

onde, $a_e = \kappa'a$, $b_e = \kappa'b$ e $c_e = \kappa'c$

A secção de choque integrada para todos os ângulos é dada por:

$$\sigma_{e,f}(E_0) = \int \frac{d\sigma_{e,f}(\theta, E_0)}{d\Omega} d\Omega = \pi \cdot (2a_e(E_0) + \frac{4}{3}b_e(E_0) + \frac{16}{15}c_e(E_0)) \quad (58)$$

a integração foi efetuada em meio hemisfério a fim de levar em conta que para cada fissão temos dois fragmentos.

Para comparar os coeficientes da distribuição angular com a secção de choque integrada, é comum apresentá-los divididos por essa secção de choque ou por uma quantidade proporcional; neste trabalho usamos a seguinte normalização:

$$a_e^N = \frac{a_e}{(2a_e + \frac{4}{3}b_e + \frac{16}{15}c_e)}, \text{ o mesmo para } b_e^N \text{ e } c_e^N \quad (59)$$

Para analisar os resultados independentemente da massa do alvo e geometria de detecção definiremos o "yield" $Y_{e,f}(E_0)$, em $\left(\frac{\text{traços}}{\text{cm}^2 \cdot \mu\text{C}}\right)$; então:

$$\boxed{Y_{e,f}(E_0) = \kappa \cdot \sigma_{e,f}(E_0)} \quad (60)$$

onde κ = constante de normalização.

A escolha deste procedimento ficará clara na análise dos resultados, nos parágrafos seguintes.

VII.2 Resultados obtidos

Do formalismo do capítulo IV.2, eq.29, aplicado ao "yield" do canal de fissão, e assumindo mais uma contribuição multipolar λL (E2 ou M1) ao processo, além de E1, teremos:

$$Y_{e,f}(E_0) - \kappa \int_0^{E_0} \sigma_{\gamma,f}^{(E1)}(E) N(E, E_0) \frac{dE}{E} = \kappa \int_0^{E_0} \sigma_{\gamma,f}^{(\lambda L)}(E) \left[N(E, E_0)^{(\lambda L)} - N(E, E_0)^{(E1)} \right] \frac{dE}{E} \quad (61)$$

onde definiremos

$$\Delta Y(E_0) = Y_{e,f}(E_0) - \kappa \int_0^{E_0} \sigma_{\gamma,f}^{(E1)}(E) N(E, E_0) \frac{dE}{E} = Y_{e,f}(E_0) - Y_{e,f}^*(E_0) \quad (62)$$

Por outro lado, na hipótese de haver uma competição E2/M1 (além de E1), as secções de choque para foto e eletrofissão poderão ser escritas como:

$$\sigma_{\gamma,f}(E) = \sigma_{\gamma,f}^{(E1)}(E) + \sigma_{\gamma,f}^{(E2)}(E) + \sigma_{\gamma,f}^{(M1)}(E) \quad (63)$$

$$Y_{e,f}(E_0) = \kappa \left[\int_0^{E_0} \sigma_{\gamma,f}^{(E1)}(E) N(E, E_0) \frac{dE}{E} + \int_0^{E_0} \sigma_{\gamma,f}^{(E2)}(E) N(E, E_0) \frac{dE}{E} + \right. \\ \left. + \int_0^{E_0} \sigma_{\gamma,f}^{(M1)}(E) N(E, E_0) \frac{dE}{E} \right] \quad (64)$$

Mas, se $N(E, E_0) = F(E) \cdot N(E, E_0)^{(E2)}$ (fig.9), onde $F(E)$ é a razão entre os espectros de M1 e E2 em função da energia do foton (fig.10), que admitiremos independente de E_0 , de 63 e 64 obtemos:

$$\Delta Y(E_0) = \kappa \cdot \int_0^{E_0} (F(E) \cdot \sigma_{\gamma,f}^{(M1)}(E)) \cdot \left[N(E, E_0)^{(E2)} - \frac{N(E, E_0)^{(E1)}}{F(E)} \right] \frac{dE}{E} + \\ + \kappa \cdot \int_0^{E_0} \sigma_{\gamma,f}^{(E2)}(E) \cdot \left[N(E, E_0)^{(E2)} - N(E, E_0)^{(E1)} \right] \frac{dE}{E} \quad (64-A)$$

Pode-se fazer a aproximação, $N(E, E_0)^{(E2)} - \frac{N(E, E_0)^{(E1)}}{F(E)} \approx N(E, E_0)^{(E2)} - N(E, E_0)^{(E1)}$, levando-se em conta que $N^{(E2)} \approx 5 \cdot N^{(E1)}$ e $\bar{F}(E) \approx 3$, sendo o erro cometido da ordem de 10% na região 6-7 MeV. Para energias maiores, o erro é ainda menor pois a razão entre os espectros de E2 e E1 torna-se cada vez maior.

Com essa aproximação 64-A fica:

$$\Delta Y(E_0) = \kappa \cdot \int_0^{E_0} \left[\sigma_{\gamma,f}^{(E2)}(E) + F(E) \cdot \sigma_{\gamma,f}^{(M1)}(E) \right] \cdot \left[N(E, E_0)^{(E2)} - N(E, E_0)^{(E1)} \right] \frac{dE}{E};$$

$$\text{Fazendo } F(E) \cdot \sigma_{\gamma, f}^{(M1)}(E) = \phi_{\gamma, f}^{(M1)}(E), \text{ e}$$

$$\text{definindo: } \sigma_{\gamma, f}^{ad.}(E) = \sigma_{\gamma, f}^{(E2)}(E) + \phi_{\gamma, f}^{(M1)}(E)$$

$$\text{temos: } \Delta Y(E_0) = \kappa \int_0^{E_0} \sigma_{\gamma, f}^{ad.}(E) \cdot \left[N^{(E2)}(E, E_0) - N^{(E1)}(E, E_0) \right] \frac{dE}{E} \quad (65)$$

Portanto: $\sigma_{\gamma, f}^{ad.}$ é a parte da secção de choque total

referente a multipolos diferentes de E1, sendo $\phi_{\gamma, f}^{(M1)}$ a contribuição de M1.

FIG. 9 - Espectro de ftons virtuais de E2 e M1,
para elêtrons de $E_0 = 9,5$ MeV e núcleo
com $Z = 92$.

FIG. 10 - Razão entre os espectros de ftons
virtuais de M1 e E2 em função de E/E_0 .

Obtivemos $\Delta Y(E_0) \times E_0$ a partir de $Y_{e,f}(E_0)$ medido experimentalmente (da maneira descrita no parágrafo anterior) e do cálculo numérico de $Y_{e,f}^*(E_0) = \kappa \int_0^{E_0} \sigma_{\gamma,f}(E) N(E, E_0) \frac{dE}{E}$; nes

te último cálculo utilizamos as secções de choque $\sigma_{\gamma,f}(E)$ da literatura:

1º) para o ^{236}U , de 5 a 18 MeV, os resultados de Livermore⁽³⁴⁾;

2º) para o ^{238}U , de 5 a 8 MeV, Dickey e Axel⁽³⁵⁾;

de 8 a 18 MeV, Veyssire et al.⁽³⁶⁾;

de 18 a 30 MeV, Arruda Neto et al.⁽³²⁾.

A constante de normalizao κ foi determinada atravs da seguinte relao:

$$\kappa = \frac{Y_{\text{Br}}(E_0)}{\int_0^{E_0} \sigma_{\gamma,f}^{\text{Br}}(E) K(E, E_0) dE} \cdot \left(\frac{\text{traos}}{\text{cm}^2 \cdot \mu\text{C}} \right) (\text{mb})^{-1} \quad (66)$$

$Y_{\text{Br}}(E_0)$: o "yield" da fisso induzida por bremsstrahlung obtido experimentalmente, com radiador de Cu de 0,9620 g/cm² e $E_0 = 9-11-13-15$ e 17 MeV para o ^{236}U , e com radiador de Al de 0,2482 g/cm² e $E_0 = 10-12-14$ e 16 MeV para o ^{238}U ;

$K^{\text{Br}}(E, E_0) \therefore$ o espectro de bremsstrahlung em (fotons/MeV) por eltron incidente, calculado para o radiador usado, levando-se em conta a degradao de energia⁽³⁷⁾.

A integral do denominador da eq.66 foi calculada numericamente usando o programa SABRE⁽³⁷⁾.

Os valores de κ , nas vrias energias analisadas, mantiveram-se constantes dentro de 4%, tanto para o ^{238}U como para o ^{236}U , (Tabela-3).

 importante notar que, com o procedimento aqui descrito, a anlise das contribuies multipolares ao processo da fotofisso torna-se independente de medidas absolutas das seces de choque da eletrofisso.

TABELA 3

κ : fator de geometria, em unidades $(\text{mb})^{-1} \cdot \left(\frac{\text{traços}}{\mu\text{c.cm}^2}\right)$.

E_0 (MeV)	$\kappa(^{236}\text{U})$	$\kappa(^{238}\text{U})$
9,0	$3,15 \pm 0,30$	—
10,0	—	$3,03 \pm 0,27$
11,0	$3,18 \pm 0,27$	—
12,0	—	$3,21 \pm 0,24$
13,0	$2,95 \pm 0,25$	—
14,0	—	$3,19 \pm 0,27$
15,0	$3,06 \pm 0,26$	—
16,0	—	$2,94 \pm 0,30$
17,0	$3,08 \pm 0,22$	—
$\langle \kappa \rangle \pm \sigma_\kappa$	$3,08 \pm 0,08$	$3,09 \pm 0,13$

Os valores de $Y_{e,f}(E_0)$ e $Y_{e,f}^*(E_0)$, para o ^{236}U e ^{238}U respectivamente, são apresentados nas figuras 11 e 12 (Tabelas 4 e 5), enquanto que nas figuras 13 e 14 mostramos a diferença $\Delta Y(E_0)$, definida pelas equações 62 e 65; através do "unfolding" de $\Delta Y(E_0) \times E_0$ (eq.65) obtemos $\sigma_{\gamma,f}^{\text{ad.}}(E)$, onde $\sigma_{\gamma,f}^{\text{ad.}}(E) = \sigma_{\gamma,f}^{(E2)}(E) + \phi_{\gamma,f}^{(M1)}(E)$.

VII2.a - Estimativas da competição E2/M1, a partir das distribuições angulares

Conforme foi discutido no Cap.I.1, evidências quanto à existência de ressonâncias do tipo M1 são em menor quantidade, comparativamente às GQR, e detectadas principalmente nos núcleos mais leves; os resultados obtidos sugerem para sua localização a faixa de 30 a $45.A^{-1/3}(\text{MeV})$ (11). Para o Urânio a ressonância de M1 estaria em energias $\lesssim 7 \text{ MeV}$.

Próximo à barreira de fissão, na faixa de 6 a 7 MeV, a razão c_γ/b_γ entre os coeficientes das distribuições angulares dos fragmentos de fotofissão é dada por (Cap.V, equação 43, supondo mais um nível 1^+ e preponderância do canal $K = 0$):

$$\frac{4}{5} \cdot \frac{c_\gamma}{b_\gamma} \approx \frac{\sigma_{\gamma,f}^{(E2)}}{\sigma_{\gamma,f}^{(E1)} + \sigma_{\gamma,f}^{(M1)}} = \frac{1}{r} \quad (67)$$

sendo r a razão entre as transições de dipolo presentes (elétrico e magnético) e a de quadrupolo elétrico.

Se $\phi_{\gamma,f}^{(M1)} = f \cdot \sigma_{\gamma,f}^{\text{ad.}}$, onde $0 \leq f \leq 1$, então:

$$\sigma_{\gamma,f}^{(E2)} = (1 - f) \cdot \sigma_{\gamma,f}^{\text{ad.}} \quad e$$

$$\sigma_{\gamma,f}^{(E1)} = \sigma_{\gamma,f} - \sigma_{\gamma,f}^{(E2)} - \sigma_{\gamma,f}^{(M1)}, \text{ onde}$$

FIG. 11 - Os pontos referem-se ao "yield" de eletrofissão $Y_{e,f}$ e a curva representa $Y_{e,f}^*$, todos definidos no texto.

FIG. 12 - O mesmo que a Fig. 11 para o ^{238}U .

T A B E L A - 4

 ^{236}U

E_0 (MeV)	$Y_{e,f} / K(\text{mb})$	$Y_{e,f}^* / K(\text{mb})$	$\Delta Y / K(\text{mb}) \times 10^2$
5,50	$(7,69 \pm 1,54) \times 10^{-4}$		
5,75	$(2,16 \pm 0,22) \times 10^{-3}$	$0,00047 \pm 0,00005$	$0,169 \pm 0,023$
6,00	$(5,10 \pm 0,29) \times 10^{-3}$	$0,00205 \pm 0,00014$	$0,305 \pm 0,032$
6,25	$(9,86 \pm 0,50) \times 10^{-3}$	$0,0046 \pm 0,0002$	$0,526 \pm 0,054$
6,50	$(1,48 \pm 0,07) \times 10^{-2}$	$0,0080 \pm 0,0003$	$0,676 \pm 0,080$
6,75	$(1,97 \pm 0,10) \times 10^{-2}$	$0,0123 \pm 0,0005$	$0,741 \pm 0,110$
7,00	$(2,57 \pm 0,12) \times 10^{-2}$	$0,0170 \pm 0,0007$	$0,867 \pm 0,150$
7,25	$(3,13 \pm 0,16) \times 10^{-2}$	$0,0220 \pm 0,0009$	$0,925 \pm 0,181$
7,50	$(3,70 \pm 0,19) \times 10^{-2}$	$0,0270 \pm 0,001$	$1,00 \pm 0,22$
7,75	$(4,56 \pm 0,23) \times 10^{-2}$	$0,0328 \pm 0,0013$	$1,28 \pm 0,26$
8,00	$(5,39 \pm 0,27) \times 10^{-2}$	$0,0397 \pm 0,0016$	$1,42 \pm 0,31$
8,25	$(6,25 \pm 0,31) \times 10^{-2}$	$0,0470 \pm 0,002$	$1,55 \pm 0,37$
8,50	$(6,97 \pm 0,31) \times 10^{-2}$	$0,0550 \pm 0,0022$	$1,47 \pm 0,37$
8,75	$(8,65 \pm 0,42) \times 10^{-2}$	$0,0640 \pm 0,0026$	$2,25 \pm 0,49$
9,00	$(9,81 \pm 0,43) \times 10^{-2}$	$0,0745 \pm 0,003$	$2,36 \pm 0,52$
9,25	$(1,14 \pm 0,06) \times 10^{-1}$	$0,0863 \pm 0,0035$	$2,76 \pm 0,69$
9,50	$(1,34 \pm 0,09) \times 10^{-1}$	$0,099 \pm 0,004$	$3,51 \pm 0,74$
9,75	$(1,53 \pm 0,08) \times 10^{-1}$	$0,114 \pm 0,0046$	$3,94 \pm 0,92$
10,00	$(1,82 \pm 0,08) \times 10^{-1}$	$0,132 \pm 0,0053$	$4,97 \pm 0,94$
10,25	$(2,07 \pm 0,10) \times 10^{-1}$	$0,153 \pm 0,0061$	$5,37 \pm 1,17$
10,50	$(2,50 \pm 0,11) \times 10^{-1}$	$0,175 \pm 0,0070$	$7,50 \pm 1,30$
10,75	$(2,79 \pm 0,14) \times 10^{-1}$	$0,203 \pm 0,0081$	$7,59 \pm 1,62$
11,00	$(3,13 \pm 0,14) \times 10^{-1}$	$0,233 \pm 0,0093$	$7,95 \pm 1,68$
11,25	$(3,65 \pm 0,18) \times 10^{-1}$	$0,267 \pm 0,0107$	$9,84 \pm 2,09$
11,50	$(3,78 \pm 0,17) \times 10^{-1}$	$0,297 \pm 0,0119$	$8,14 \pm 2,08$
11,75	$(4,71 \pm 0,24) \times 10^{-1}$	$0,331 \pm 0,0132$	$14,02 \pm 2,74$

^{236}U

E_o (MeV)	$Y_{e,f} / K(\text{mb})$	$Y_{e,f}^* / K(\text{mb})$	$\Delta Y / K(\text{mb}) \times 10^2$
12,00	$(5,38 \pm 0,14) \times 10^{-1}$	$0,368 \pm 0,015$	$17,00 \pm 2,28$
12,50	$(6,61 \pm 0,26) \times 10^{-1}$	$0,442 \pm 0,0177$	$21,91 \pm 3,15$
13,00	$(7,59 \pm 0,30) \times 10^{-1}$	$0,512 \pm 0,0205$	$24,71 \pm 3,63$
13,50	$(9,37 \pm 0,41) \times 10^{-1}$	$0,600 \pm 0,0240$	$33,65 \pm 4,75$
14,00	$1,11 \pm 0,06$	$0,700 \pm 0,0280$	$41,39 \pm 6,26$
14,50	$1,22 \pm 0,06$	$0,798 \pm 0,0319$	$42,42 \pm 6,88$
15,00	$1,31 \pm 0,07$	$0,907 \pm 0,0363$	$40,52 \pm 7,53$
15,50	$1,39 \pm 0,07$	$1,00 \pm 0,04$	$38,89 \pm 8,06$
16,50	$1,63 \pm 0,08$	$1,19 \pm 0,05$	$43,94 \pm 9,33$
17,50	$1,89 \pm 0,10$	$1,34 \pm 0,05$	$54,89 \pm 11,36$
18,50	$2,03 \pm 0,10$	$1,48 \pm 0,06$	$54,78 \pm 11,61$
19,50	$2,22 \pm 0,11$	$1,62 \pm 0,07$	$60,22 \pm 12,78$
21,50	$2,34 \pm 0,14$	$1,76 \pm 0,07$	$57,71 \pm 15,65$
24,50	$2,28 \pm 0,14$	$1,88 \pm 0,07$	$40,24 \pm 15,88$
25,50	$2,47 \pm 0,15$	$1,90 \pm 0,08$	$56,71 \pm 16,82$

T A B E L A - 5

 ^{238}U

E_O (MeV)	$Y_{e,f} / K(\text{mb})$	$Y_{e,f}^* / K(\text{mb})$	$\Delta Y / K(\text{mb}) \times 10^2$
5,50	$(1,14 \pm 0,21) \times 10^{-4}$	$(4,62 \pm 0,23) \times 10^{-5}$	$(6,78 \pm 2,11) \times 10^{-5}$
5,75	$(5,88 \pm 0,53) \times 10^{-4}$	$(5,14 \pm 0,026) \times 10^{-4}$	$(7,40 \pm 5,90) \times 10^{-5}$
5,90	$(1,32 \pm 0,14) \times 10^{-3}$	$(6,56 \pm 0,33) \times 10^{-4}$	$(6,60 \pm 1,40) \times 10^{-4}$
6,00	$(2,04 \pm 0,13) \times 10^{-3}$	$(1,13 \pm 0,06) \times 10^{-3}$	$(9,08 \pm 1,43) \times 10^{-4}$
6,25	$(5,24 \pm 0,21) \times 10^{-3}$	$(2,66 \pm 0,13) \times 10^{-3}$	$(2,58 \pm 0,25) \times 10^{-3}$
6,61	$(9,56 \pm 0,29) \times 10^{-3}$	$(5,36 \pm 0,27) \times 10^{-3}$	$(4,19 \pm 0,40) \times 10^{-3}$
6,80	$(1,21 \pm 0,04) \times 10^{-2}$	$(6,9 \pm 0,35) \times 10^{-3}$	$(5,19 \pm 0,53) \times 10^{-3}$
6,95	$(1,44 \pm 0,04) \times 10^{-2}$	$(8,34 \pm 0,42) \times 10^{-3}$	$(6,06 \pm 0,58) \times 10^{-3}$
7,14	$(1,86 \pm 0,05) \times 10^{-2}$	$(1,054 \pm 0,053) \times 10^{-2}$	$(0,81 \pm 0,07) \times 10^{-2}$
7,44	$(2,46 \pm 0,08) \times 10^{-2}$	$(1,406 \pm 0,070) \times 10^{-2}$	$(1,05 \pm 0,10) \times 10^{-2}$
7,75	$(3,20 \pm 0,09) \times 10^{-2}$	$(1,791 \pm 0,089) \times 10^{-2}$	$(1,41 \pm 0,13) \times 10^{-2}$
8,00	$(3,62 \pm 0,16) \times 10^{-2}$	$(2,16 \pm 0,11) \times 10^{-2}$	$(1,46 \pm 0,19) \times 10^{-2}$
8,25	$(4,36 \pm 0,12) \times 10^{-2}$	$(2,67 \pm 0,13) \times 10^{-2}$	$(1,69 \pm 0,18) \times 10^{-2}$
8,50	$(4,86 \pm 0,14) \times 10^{-2}$	$(3,23 \pm 0,16) \times 10^{-2}$	$(1,63 \pm 0,21) \times 10^{-2}$
8,75	$(6,22 \pm 0,16) \times 10^{-2}$	$(3,86 \pm 0,19) \times 10^{-2}$	$(2,36 \pm 0,25) \times 10^{-2}$
8,95	$(7,82 \pm 0,39) \times 10^{-2}$	$(4,40 \pm 0,22) \times 10^{-2}$	$(3,42 \pm 0,45) \times 10^{-2}$
9,25	$(8,06 \pm 0,21) \times 10^{-2}$	$(5,31 \pm 0,26) \times 10^{-2}$	$(2,75 \pm 0,34) \times 10^{-2}$
9,50	$(9,64 \pm 0,29) \times 10^{-2}$	$(6,18 \pm 0,31) \times 10^{-2}$	$(3,45 \pm 0,42) \times 10^{-2}$
9,75	$0,110 \pm 0,003$	$(7,21 \pm 0,36) \times 10^{-2}$	$(3,79 \pm 0,49) \times 10^{-2}$
10,00	$0,127 \pm 0,004$	$(8,36 \pm 0,41) \times 10^{-2}$	$(4,34 \pm 0,57) \times 10^{-2}$
10,25	$0,148 \pm 0,004$	$(9,66 \pm 0,48) \times 10^{-2}$	$(5,14 \pm 0,65) \times 10^{-2}$
10,50	$0,172 \pm 0,006$	$0,111 \pm 0,006$	$(6,09 \pm 0,80) \times 10^{-2}$
10,75	$0,204 \pm 0,006$	$0,127 \pm 0,006$	$(7,68 \pm 0,89) \times 10^{-2}$
11,00	$0,222 \pm 0,008$	$0,144 \pm 0,007$	$(7,72 \pm 1,04) \times 10^{-2}$
11,25	$0,262 \pm 0,008$	$0,164 \pm 0,008$	$(9,83 \pm 1,15) \times 10^{-2}$

^{238}U

E_o (MeV)	$Y_{e,f} / K(\text{mb})$	$Y_{e,f}^* / K(\text{mb})$	$\Delta Y/K(\text{mb}) \times 10^2$
11,50	0,284±0,010	0,183±0,009	(10,05±1,34)×10 ⁻²
11,75	0,324±0,017	0,204±0,010	(12,01±1,97)×10 ⁻²
12,00	0,338±0,019	0,225±0,011	(11,32±2,22)×10 ⁻²
12,50	0,418±0,014	0,268±0,013	(14,90±1,94)×10 ⁻²
13,00	0,466±0,016	0,317±0,016	(14,91±2,22)×10 ⁻²
13,50	0,572±0,017	0,370±0,019	(20,24±2,52)×10 ⁻²
14,00	0,648±0,020	0,428±0,025	(22,03±2,95)×10 ⁻²
14,50	0,734±0,021	0,490±0,025	(24,43±3,23)×10 ⁻²
15,00	0,792±0,024	0,552±0,028	(23,90±3,63)×10 ⁻²
15,50	0,906±0,025	0,615±0,031	(29,13±3,96)×10 ⁻²
16,00	0,976±0,027	0,674±0,034	(30,22±4,32)×10 ⁻²
16,50	1,082±0,029	0,730±0,037	(35,24±4,60)×10 ⁻²
17,00	1,145±0,031	0,782±0,039	(36,30±4,99)×10 ⁻²
17,50	1,162±0,033	0,831±0,042	(33,10±5,31)×10 ⁻²
18,00	1,209±0,035	0,877±0,044	(33,25±5,61)×10 ⁻²
18,50	1,330±0,043	0,919±0,046	(41,06±6,30)×10 ⁻²
19,00	1,290±0,045	1,002±0,050	(28,85±6,73)×10 ⁻²
19,50	1,376±0,044	1,037±0,058	(33,90±6,80)×10 ⁻²
20,00	1,384±0,046	1,070±0,054	(31,36±7,06)×10 ⁻²
20,50	1,455±0,045	1,100±0,055	(35,50±7,11)×10 ⁻²
21,00	1,483±0,047	1,130±0,057	(35,30±7,39)×10 ⁻²
21,50	1,570±0,047	1,157±0,058	(41,35±7,45)×10 ⁻²
22,00	1,580±0,049	1,183±0,059	(39,72±7,68)×10 ⁻²
22,50	1,627±0,044	1,183±0,059	(44,42±7,37)×10 ⁻²
23,00	1,633±0,050	1,132±0,062	(40,07±7,94)×10 ⁻²
23,24	1,784±0,047	1,218±0,085	(56,60±9,71)×10 ⁻²

^{238}U

E_0 (MeV)	$Y_{e,f} / K(\text{mb})$	$Y_{e,f}^* / K(\text{mb})$	$\Delta Y / K(\text{mb}) \times 10^2$
23,84	$1,747 \pm 0,042$	$1,247 \pm 0,087$	$(50,04 \pm 9,66) \times 10^{-2}$
24,34	$1,891 \pm 0,028$	$1,269 \pm 0,089$	$(62,20 \pm 9,33) \times 10^{-2}$
24,84	$1,943 \pm 0,052$	$1,290 \pm 0,090$	$(65,30 \pm 10,39) \times 10^{-2}$
25,34	$1,982 \pm 0,055$	$1,311 \pm 0,092$	$(67,10 \pm 10,72) \times 10^{-2}$
25,84	$2,043 \pm 0,061$	$1,330 \pm 0,093$	$(71,33 \pm 11,12) \times 10^{-2}$
26,34	$2,013 \pm 0,060$	$1,350 \pm 0,095$	$(66,36 \pm 11,24) \times 10^{-2}$
26,84	$2,047 \pm 0,062$	$1,366 \pm 0,096$	$(68,10 \pm 11,43) \times 10^{-2}$
27,84	$1,942 \pm 0,058$	$1,400 \pm 0,098$	$(54,21 \pm 11,39) \times 10^{-2}$
28,34	$2,202 \pm 0,066$	$1,417 \pm 0,099$	$(78,52 \pm 11,90) \times 10^{-2}$

FIG.13 - Os pontos experimentais representam a grandeza $\Delta Y(E_O)$ (vide texto), enquanto que a curva foi obtida fazendo-se o "fold-back" da seção de choque para E2 (Fig.15) no "kernel" $\frac{1}{E} \cdot (N(E, E_O) - N(E, E_O)^{(E1)})$.

FIG.14 - Os pontos têm o mesmo significado da Fig.13 .

$\sigma_{\gamma,f} = \sigma_{\gamma,f}^{(E1)} + \sigma_{\gamma,f}^{(M1)} + \sigma_{\gamma,f}^{(E2)}$ é a secção de choque total para a fotofissão; substituindo tudo em (67):

$$f = 1 - \frac{1}{(r+1)} \cdot \frac{\sigma_{\gamma,f}}{\sigma_{\gamma,f}^{ad.}} \quad (68)$$

Então, após o "unfolding" de $\sigma_{\gamma,f}^{ad.}$, poderemos estimar a mistura de M1 presente em $\sigma_{\gamma,f}^{ad.}$ na região 6-7 MeV. A ocorrência de M1 acima de 7 MeV não é prevista teoricamente e é incompatível com a sistemática experimental até agora observada. Portanto, poderemos considerar que $\sigma_{\gamma,f}^{ad.} = \sigma_{\gamma,f}^{(E2)}$ para $E \gtrsim 7$ MeV.

VII.2. - Obtenção das contribuições de E2 ao processo da fotofissão

O resultado do "unfolding" da eq.65 é exibido nas figuras 15 e 16, obtido pelo método de "estrutura mínima" de Cook⁽³⁸⁾. Fazendo-se o "fold-back" de $\sigma_{\gamma,f}^{ad.}$ obtido (curvas das figuras 13 e 14) e comparando com os valores experimentais para ΔY , obtivemos valores de χ^2 iguais a 1, 3 e 1, 5 para o ^{236}U e ^{238}U , respectivamente. Esses resultados refletem, possivelmente, uma infra-estimação dos erros de ΔY ; erros 20% acima dos estimados levariam a $\chi^2 \sim 1$. O efeito disso em $\sigma_{\gamma,f}^{ad.}$ seria o de aumentar a faixa de erro em 20%, mantendo inalterados: forma, pico e largura da curva.

Por inspeção visual dos gráficos verificamos serem ressonantes as duas contribuições multipolares de E2 para o ^{236}U e ^{238}U , e com os seguintes parâmetros:

^{236}U : pico em $(10,7 \pm 0,2)$ MeV com $(4,9 \pm 0,4)$ mb e

$$\Gamma = (7,8 \pm 0,2) \text{ MeV};$$

^{238}U : pico em $(9,9 \pm 0,2)$ MeV com $(2,8 \pm 0,2)$ mb e

$$\Gamma = (8,7 \pm 0,2) \text{ MeV}.$$

A "regra da soma ponderada na energia", EWSR (eq.19), é dada por :

$$S(E2) = \int \frac{\sigma(E2) dE}{E^2} = \frac{\pi^2}{3Mc^2} \cdot \alpha \cdot \frac{Z^2}{A} \langle r^2 \rangle$$

FIG. 15 - Secção de choque de E2, obtida pelo "unfolding" de $\Delta Y(E_0) \times E_0$ (Fig.13).

FIG. 16 - Secção de choque de E2, obtida pelo "unfolding" de $\Delta Y(E_O) \times E_O$ (Fig. 14).

onde $\langle r^2 \rangle^{1/2} = 5,730$ fm, para o ^{238}U , obtido por integração numérica da distribuição de carga do estado fundamental⁽³⁹⁾; então: $S(E2) = 0,298$ (mb.MeV⁻¹), e assumimos esse mesmo valor para o ^{236}U por ser muito pequena a diferença da EWSR para massas muito próximas.

A integração das secções de choque experimentais de E2 fornece os seguintes resultados:

$$S_{\gamma,f}(E2) = \int \sigma_{\gamma,f}^{(E2)} \cdot \frac{dE}{E^2} = (0,320 \pm 0,029) \text{ (mb.MeV}^{-1}\text{)} \text{ para o}$$

para o ^{236}U e

$S_{\gamma,f}(E2) = (0,252 \pm 0,020) \text{ (mb.MeV}^{-1}\text{)} \text{ para o } ^{238}\text{U}$, correspondendo a $(107 \pm 10)\%$ e $(85 \pm 7)\%$ da EWSR, respectivamente.

É importante observar que a EWSR refere-se a uma integração, ponderada na energia, da secção de choque de fotoabsorção (com todos os canais incluídos): (γ, f) , (γ, n) , $(\gamma, 2n)$, (γ, α) , (γ, p) , etc..).

Quanto à intensidade ("strength") das ressonâncias:

$$I^Q(236) = \int \sigma_{\gamma,f}^{(E2)} dE = (36,8 \pm 7,4) \text{ (mb.MeV)}, \text{ e}$$

$$I^Q(238) = (25,3 \pm 4,7) \text{ (mb.MeV)} \text{ onde, } \frac{I^Q(236)}{I^Q(238)} \approx 1,5 \pm 0,15$$

$$\text{Para o processo total: } \frac{I(236)}{I(238)} \approx 1,6 \pm 0,13$$

Aparentemente, a intensidade de E2 aumenta do ^{238}U para o ^{236}U na mesma proporção de aumento da intensidade total.

VII.2.c Competição entre os níveis de $J^\pi = 2^+$ do núcleo de transição

Os níveis de $J^\pi = 2^+$ são excitados por absorção de fons de E2, definindo canais $(2^+, K)$ com $K = 0, 1, 2$. Admitindo que $K = 0$ e 1 são os canais mais importantes (ver discussão do Cap.V.4) teremos:

$$\sigma_{\gamma, f}^{(E2)} \approx \sigma_{\gamma, f}(2^+, 0) + \sigma_{\gamma, f}(2^+, 1)$$

Experimentalmente obtemos: $\sigma_{\gamma, f}^{ad.} = \sigma_{\gamma, f}^{(E2)} + \phi_{\gamma, f}^{(M1)}$ para

$E \lesssim 7$ MeV, e $\sigma_{\gamma, f}^{ad.} = \sigma_{\gamma, f}^{(E2)}$ para $E \gtrsim 7$ MeV.

Substituindo esses valores na eq. 54:

$$\frac{4}{7} \cdot \left(\frac{8\pi}{15} c_e + \left[\sigma_{\gamma, f}^{ad.} \cdot N_A^{(E2)} \cdot \frac{dE}{E} \right] \right) = \left(\sigma_{\gamma, f}(2^+, 0) + \frac{4}{7} \cdot \phi_{\gamma, f}^{(M1)} \right) \cdot N_A^{(E2)} \cdot \frac{dE}{E} \quad (54-A)$$

O 1º membro dessa equação é obtido a partir dos valores de c_e (ver fig.17-A) determinados da forma descrita em VII.1, e de $\sigma_{\gamma, f}^{ad.}$ (fig.16); as distribuições angulares mais representativas são mostradas no Apêndice. Denominaremos esse 1º membro da eq.54-A, $c_e^*(E_0)$ (fig.17-B e Tabela 6); então:

$$c_e^*(E_0) = \int_0^{E_0} \sigma_{\gamma, f}^{(E2)} N_A(E, E_0) \cdot \frac{dE}{E}, \text{ onde } \sigma_{\gamma, f}^* = \sigma_{\gamma, f}(2^+, 0) + \frac{4}{7} \cdot \phi_{\gamma, f}^{(M1)}$$

Por "unfolding" dessa equação integral obtemos $\sigma_{\gamma, f}^*(E) \times E$,

(Fig.18-A) e como decorrência: $\sigma_{\gamma, f}(2^+, 1) \approx (1 - \frac{3}{7}f) \sigma_{\gamma, f}^{ad.} - \sigma_{\gamma, f}^*$: com relação aos valores estimados para f , ver o parágrafo VIII.3.

Fig. 17.A : Coeficientes C_N da distribuição angular de eletrofissão, normalizados com relação à seção de choque total (Vide pg. 42, eq. 59).

FIG.17-B - "Yield" de eletrofissão para o canal $(2^+, 0)$, obtido a partir do coeficiente $\underline{C}$ da distribuição angular (detalhes no texto).

T A B E L A - 6

 ^{238}U

E_O (MeV)	c_e^* (mb) $\times 10^2$	E_O (MeV)	c_e^* (mb) $\times 10^2$
5,50	0,00028 $\pm$ 0,00028	9,50	2,95 $\pm$ 0,27
5,75	0,011 $\pm$ 0,003	9,75	3,23 $\pm$ 0,30
6,00	0,042 $\pm$ 0,014	10,00	3,61 $\pm$ 0,34
6,25	0,196 $\pm$ 0,053	10,25	4,03 $\pm$ 0,42
6,61	0,354 $\pm$ 0,032	10,50	4,47 $\pm$ 0,46
6,80	0,417 $\pm$ 0,036	10,75	4,56 $\pm$ 0,49
6,95	0,487 $\pm$ 0,043	11,00	5,27 $\pm$ 0,53
7,14	0,630 $\pm$ 0,053	11,25	5,65 $\pm$ 0,56
7,44	0,777 $\pm$ 0,075	11,50	6,61 $\pm$ 0,63
7,75	1,05 $\pm$ 0,11	11,75	6,58 $\pm$ 0,67
8,00	1,19 $\pm$ 0,11	12,00	6,94 $\pm$ 0,70
8,25	1,52 $\pm$ 0,14	12,50	8,60 $\pm$ 0,81
8,50	1,73 $\pm$ 0,16	13,00	9,15 $\pm$ 0,91
8,75	2,01 $\pm$ 0,20	13,50	11,21 $\pm$ 1,02
8,95	2,27 $\pm$ 0,22	14,00	12,60 $\pm$ 1,16
9,25	2,63 $\pm$ 0,24		

A razão: $R(E) = \frac{\sigma_{\gamma,f}(2^+,1)}{\sigma_{\gamma,f}^*}$, fig.18-B, para o ^{238}U , dá

uma idéia razoável da competição entre $(2^+,1)$ e $(2^+,0)$, principalmente acima de 7 MeV onde $\sigma_{\gamma,f}^* = \sigma_{\gamma,f}(2^+,0)$. Próximo à barreira de fissão (6-7 MeV) a razão R é pequena (e igual a zero em 6 MeV), que é consistente com a distribuição dos níveis acessíveis a E2 próximos ao ponto de sela (fig.3), ou seja, o primeiro canal aberto pertence à banda $K = 0$ e mais acima o canal $(2^+,1)$ passa a competir no processo; cerca de 1 MeV acima da barreira (onde a quebra de pares nucleônicos torna-se energeticamente possível), novos canais são abertos e a razão R aumenta progressivamente estabilizando-se em alguns MeV acima da barreira de fissão, onde as distribuições dos K's tornam-se igualmente prováveis.

Essas estimativas tem por objetivo exemplificar de que maneira uma utilização conveniente do formalismo das distribuições angulares (que apresentamos no Cap.V) pode servir para a análise das propriedades do núcleo no processo da fotofissão. A análise não pode ser estendida a energias acima de 10 MeV devido às flutuações do coeficiente c_e nesta região de energias, o que dificulta o "unfolding" de $\sigma_{\gamma,f}^*$. Um estudo sistemático nessa linha exigiria medidas de distribuição angular mais finas, da ordem de 0,1 em 0,1 MeV (principalmente próximo à barreira de fissão), com melhor estatística.

Fig. 18-A: I é a secção de choque que $\sigma_{\gamma,f}^{\text{ad}}$, II $\sigma_{\gamma,f}^*$ e III a diferença $\sigma_{\gamma,f}^{\text{ad}} - \sigma_{\gamma,f}^*$, que representa aproximadamente a secção de choque $\sigma_{\gamma,f}(2^+, 1)$.

FIG. 18-B-Competição entre os canais $(2^+, 1)$ e $(2^+, 0)$ na fotofissão do ^{238}U , em função da energia do foton.

C A P Í T U L O

V I I I

DISCUSSÃO DOS RESULTADOS E CONCLUSÕESVIII.1 A GQR do ^{236}U e ^{238}U

A sistemática de ocorrência da GQR isoescalar, para os elementos mais pesados, estabelece a posição do pico em torno de $65.A^{-1/3} \text{ MeV}^{(10)}$; para $A = 236$ e 238 , a posição seria de aproximadamente $10,5 \text{ MeV}$. Obtivemos para o ^{236}U o pico em $(10,7 \pm 0,2) \text{ MeV}$ e para o ^{238}U em $(9,9 \pm 0,2) \text{ MeV}$, todos em excelente acordo com a previsão acima.

As larguras das ressonâncias, $(7,8 \pm 0,2) \text{ MeV}$ para o ^{236}U e $(8,7 \pm 0,2) \text{ MeV}$ para o ^{238}U , são maiores que as observadas experimentalmente nos elementos mais pesados. Por outro lado, em núcleos deformados como o Urânio é bem estabelecido o "splitting" da fotoabsorção de dipolo elétrico; segundo Bohr e Mottelson,⁽⁹⁾ espera-se também que as componentes de quadrupolo para energias mais altas (que é o caso em questão) "separem-se" em modos com $\mu = 0, 1$ e 2 (sub-estados de $\lambda = 2$). Então, se estivéssemos observando a fotoabsorção de E2 de um núcleo deformado, seria razoável supor que a secção de choque obtida fosse a combinação de 3 ressonâncias; como as contribuições de E2 são de difícil observação (devido à sua pequena intensidade relativamente a E1), o resultado mais plausível seria a obtenção experimental de uma única ressonância, mas com grande largura. A ressonância de E1 para o ^{238}U , observada por Veyssire et al.⁽³⁶⁾, apresenta uma largura total em torno de 7 MeV explicada em termos de um duplo "splitting" com larguras de $2,9$ e $4,5 \text{ MeV}^{(36)}$.

Nossos resultados são compatíveis com um triplo "splitting" de E2. Para verificar essa hipótese, de forma qualitativa, traçamos curvas de Breit-Wigner para representar a ressonância central, com larguras de um terço de largura total (por serem da ordem das observadas nos elementos mais pesados), e subtraímos das ressonâncias observadas experimentalmente. Como resultado obtivemos duas ressonâncias adicionais, à direita e à esquerda, para cada um dos núcleos estudados; resumindo tivemos:

^{238}U , três picos em 7, 10 e 13 MeV e com larguras de 3 MeV cada, (fig.19);

^{236}U , três picos em 9, 11 e 13,5-14 MeV e com larguras de 2,6, 2,8 e 4,9, respectivamente, (fig.20).

Deve-se deixar claro que, tais comentários são especulações com base nos resultados que obtivemos, sugeridos pelas larguras observadas e por analogia com os resultados de E1 da literatura (além das previsões teóricas de Bohr e Mottelson). O método que empregamos para o cálculo da contribuição de E2 (e nenhum outro até o momento) não apresenta sensibilidade suficiente para uma análise mais conclusiva quanto ao provável "splitting" das ressonâncias de E2 em núcleos permanentemente deformados.

A fração exaurida da EWSR (107% e 85% para o ^{236}U e ^{238}U , respectivamente) pela ressonância de E2 não deixa dúvida quanto ao fato do processo ser coletivo, e também é uma forte indicação da preferência do canal de fissão para o decaimento da ressonância de E2 (isoescalar), principalmente no ^{236}U onde aparentemente (baseando-se na EWSR) o canal de fissão domina o processo de decaimento. Dessa forma, o comportamento da seção de choque $\sigma_{\gamma, f}^{(E2)}$ deve refletir o comportamento de $\sigma_{\text{abs.}}^{(E2)}$ (fotoabsorção de E2).

FIG.19 - Decomposição da GQR; a ressonância central é uma curva de Breit-Wigner, (os parâmetros das curvas são apresentados no texto).

FIG. 20 - IDEM Fig. 19 , para o ^{236}U .

Resta ainda observar que o presente método é insensível às contribuições multipolares localizadas acima da ressonância de E1, porque nessa região é necessário subtrair do "yield" de eletrofissão ($Y_{e,f}$) toda a contribuição de E1 (representada pela quantidade $Y_{e,f}^*$, equação 62) que passa a ter valores próximos a $Y_{e,f}$. Daí nada podermos dizer quanto à ressonância de E2 isovetorial, prevista acima de 20 MeV.

VIII.2 Comparação com resultados existentes na literatura

Essa comparação é possível apenas para o ^{238}U porque inexistem dados na literatura referentes ao ^{236}U .

No capítulo I-3 relacionamos todos os resultados existentes para o ^{238}U com as conclusões mais importantes de cada um, e na tabela 7 confrontamos esses dados com os obtidos neste trabalho.

Com exceção do resultado obtido com (p,p'), todos os outros valores referentes ao pico de E2 são razoavelmente concordantes. Quanto à porcentagem exaurida da regra da soma,

T A B E L A 7

Pico (MeV)	Largura (MeV)	EWSR (%)	Reação	Referência
10 - 13	-----	85	(p,p')	Lewis e Horen ⁽¹⁵⁾
8 - 9	-----	67	(e,e',f)	Arruda Neto et al ^(31,32)
$8,9 \pm 0,3$	$3,7 \pm 1,2$	80(50)*	(e,e', α)	Wolynec et al ⁽¹⁷⁾
$9,9 \pm 0,2$	$2,9 \pm 0,8$ $- 0,4$	40	(e,e')	Houk et al ⁽³⁹⁾
$9,9 \pm 0,2$	$8,7 \pm 0,2$	85	(e,e',f)	presente trabalho

* o valor de 50% foi publicado; entretanto, refazendo os cálculos da EWSR encontramos 80%, que foi confirmado por comunicação pessoal com os autores.

EWSR(%), os resultados são discordantes principalmente entre as reações: (e,e') , que é a medida da fotoabsorção, e, (e,e',α) e (e,e',f) cujos valores somados da EWSR(%) deveriam dar em torno de 100% (admitindo que o canal (e,e',n) não contribua de forma apreciável).

Na fig.21 são confrontados os 3 últimos resultados da tabela 7. As curvas de (e,e',α) e (e,e') são Breit-Wigners que construímos a partir dos parâmetros declarados nas referências 17 e 39. A posição e a secção de choque do pico de (e,e') é perfeitamente concordante com nossos resultados de (e,e',f) , e a grande diferença entre as larguras explica a discrepância entre os valores da EWSR(%), 40% e 85%. Por outro lado, Houk et al.⁽³⁹⁾ cogitam também quanto a um possível "splitting" da ressonância de E2 em núcleos deformados como o ^{238}U , o que levaria a um "espalhamento" da ressonância (alargando-a conseqüentemente); isso explicaria o pequeno "strength" que encontraram (40% da EWSR). Este resultado foi obtido através de medidas de espalhamento inelástico de elétrons. Entretanto, o método de análise dos dados experimentais discrimina a parte mais espalhada da secção de choque e enfatiza a parte ressonante. Isto se dá porque a "função background", ajustada aos dados experimentais, é composta de três termos: um constante, outro linear com a energia e o terceiro a cauda radiativa. Desta forma, a parte espalhada, porventura existente na secção de choque, fica automaticamente discriminada.

Uma outra "peculiaridade" no trabalho de Houk et al.⁽³⁹⁾ foi a observação de um "pico fantasma" em 6,5 MeV atribuído ao instrumental de espalhamento, sendo portanto subtraído; segundo os autores, talvez fosse essa uma das razões que originaram a obtenção de um "strength" de apenas 40% da EWSR.

FIG. 21 - Resultados da literatura para o ^{238}U , sendo:

- a) (e,α) , curva pontilhada; ⁽¹⁷⁾
- b) (e,e') , curva tracejada; ⁽³⁹⁾
- c) (e,f) , curva contínua (presente trabalho).

Em contraste, o método que desenvolvemos neste trabalho apresenta como características principais:

- 1º) a possibilidade de investigar contribuições multipolares (diferentes de E1) em uma grande faixa de energia, minimizando qualquer eventual perda de "strength".
- 2º) obtenção de mais detalhes quanto à forma da ressonância através de um tratamento direto dos resultados (usando o "unfolding") sem a necessidade de ajustes de curvas teóricas (Lorentzianas, curvas de Breit-Wigner, Gaussianas) aos dados experimentais.

Finalmente, os resultados de (e, e', α) estão em desacordo quantitativo com os obtidos de (e, e') e de (e, e', f) .

VIII.3 A Questão do Dipolo Magnético (M1)

A fração f de M1 presente em $\sigma_{\gamma, f}^{\text{ad.}} = \sigma_{\gamma, f}^{(E2)} + \phi_{\gamma, f}^{(M1)}$, na região 6-7 MeV, é avaliada a partir da equação 68; assumindo $r = 30$ (estimativas a partir de c_{γ}/b_{γ} da literatura^(14-c-d), para fotofissão do ^{238}U , obtemos:

$$f = 1 - 0,032 \cdot \frac{\sigma_{\gamma, f}}{\sigma_{\gamma, f}^{\text{ad.}}}$$

Obs.: o valor $r = 30$ é compatível com duas determinações experimentais de naturezas diferentes: com fotons monocromáticos^(14-d) e bremsstrahlung^(14-c). Admitiu-se o mesmo valor de r para o ^{236}U .

Obtivemos experimentalmente, entre 6 e 7 MeV:

$$^{236}\text{U}: \quad < \frac{\sigma_{\gamma,f}}{\sigma_{\gamma,f}^{\text{ad}}} > \approx 21 \pm 2 \quad \rightarrow f = 0,33 \pm 0,05, \quad \text{e}$$

$$^{238}\text{U}: \quad < \frac{\sigma_{\gamma,f}}{\sigma_{\gamma,f}^{\text{ad}}} > \approx 4,5 \pm 0,5 \rightarrow f = 0,86 \pm 0,13.$$

$$\text{Mas, } \phi_{\gamma,f}^{(M1)} = F(E) \cdot \sigma_{\gamma,f}^{(M1)} = f \sigma_{\gamma,f}^{\text{ad}}, \quad \text{portanto:}$$

$$\sigma_{\gamma,f}^{(M1)} = \frac{f \cdot \sigma_{\gamma,f}^{\text{ad}}}{F(E)}, \quad \text{lembrando que } F(E) = \frac{N(E, E_0)^{(M1)}}{N(E, E_0)^{(E2)}};$$

na fig.18 mostramos os espectros de ftons virtuais de M1 e E2, para $E_0 = 9,5$ MeV, e na fig.19 a razão $F(E) \times \frac{E}{E_0}$; na região para $E_0 = 6$ a 9 MeV é razoável supor $F(E)$ independente de E_0 . Para $\frac{E}{E_0}$ variando de 1 a $\sim 0,8$ (próximo ao limiar da fissão)

$F(E)$ flutua em torno de 3, com um valor médio: $\bar{F}(E) = 3,1 \pm 0,2$. Portanto, a contribuição média de M1, na faixa 6-7 MeV, representa:

$$\text{a) } (11 \pm 2)\% \text{ de } \sigma_{\gamma,f}^{\text{ad}} \text{ para o } ^{236}\text{U}, \quad \text{e}$$

$$\text{b) } (28 \pm 5)\% \text{ de } \sigma_{\gamma,f}^{\text{ad}} \text{ para o } ^{238}\text{U}.$$

Essas estimativas, no caso do ^{238}U , reforçam de certa forma a hipótese do "splitting" da GQR porque a "corcova" exi-

bida pela secção de choque em torno de 6,5 MeV não poderia ser explicada satisfatoriamente como devido a uma componente de M1 competindo na base de ~ 28%.

Admitindo-se que o valor experimental igual a 30 para a razão $(M1 + E1)/E2$ estivesse grosseiramente superestimado, e recalculando f para $r = 20$ (obtido de estimativas de eletrodinâmica⁽⁴⁰⁾), obteríamos, para a contribuição de M1 em $\sigma_{\gamma,f}^{ad}$, 0% e 25% para o ^{236}U e ^{238}U , respectivamente.

Essas estimativas apresentadas levantam razoável suspeita quanto à presença de uma componente de M1, não desprezível, na fotofissão do ^{238}U , entre 6 e 7 MeV. Por outro lado, a intensidade de M1 observada não explica a pronunciada estrutura em 6,2 MeV observada na fotofissão total do ^{238}U ⁽⁴¹⁻⁴²⁾ e sugerida como uma ressonância de M1⁽⁴²⁾. O ^{236}U não exibe estrutura evidente na secção de choque total (γ, f) , nessa região (34-43).

VIII.4 CONCLUSÕES FINAIS

Os objetivos propostos neste trabalho, especificados no Cap.II, foram satisfatoriamente alcançados, como pode ser constatado pelos resultados obtidos e através dos comentários deste capítulo.

Alguns pontos principais merecem ser ressaltados:

- 19) O método desenvolvido, para a obtenção de contribuições multipolares diferentes de E1, provou ser bastante sensível, permitindo: a localização do pico, obtenção do "strength" total, determinação da forma e da secção de choque com razoável precisão, comparativamente às grandes incertezas envolvidas em outros resultados da literatura.

- 29) As distribuições angulares observadas (ver Apêndice) permitem excluir uma presença significativa de E_0 , porque o monopolo elétrico contribui no sentido de tornar isotrópica a distribuição angular.
- 39) Quanto aos núcleos estudados (^{236}U e ^{238}U), foram detectadas ressonâncias de E2 isoescalares no canal de fissão, pela primeira vez; a análise da EWSR mostrou ser a fissão o canal de saída dominante (principalmente no ^{236}U). Os resultados são consistentes com um possível "splitting" das GQR (provável em núcleos permanentemente deformados) e com uma mistura de M1 no ^{238}U entre 6 e 7 MeV.
- 49) Desenvolvemos um formalismo para as distribuições angulares dos fragmentos de eletrofissão que pode servir de base para análises mais "finas" próximas às barreiras de fissão, com a possibilidade de estudo da competição entre os diferentes canais. Mostramos a viabilidade do formalismo, aplicando-o no ^{238}U .

O estudo de outros núcleos e canais de decaimento das ressonâncias gigantes $((\gamma, n), (\gamma, \alpha), (\gamma, p), \dots)$, com a utilização da linha de pesquisa desenvolvida neste trabalho, permitirá um considerável acúmulo de informações fidedignas de fundamental importância para o entendimento das propriedades nucleares.

VIII.5 QUESTÕES EM ABERTO E PERSPECTIVAS FUTURAS

Permanece em aberto o problema das larguras observadas nas GQR do ^{236}U e ^{238}U ; os valores encontrados se afastam dos observados nos núcleos pesados. Por outro lado, a hipótese de um "splitting" de E2 em núcleos deformados precisaria ser con-

firmada com o estudo de outros núcleos.

A presença de M1 também constitui um problema interessante a considerar; estimativas mais precisas da fração de M1 poderiam ser obtidas combinando-se a presente linha de pesquisa com cuidadosas medidas de c_{γ}/b_{γ} .

Atualmente estamos em fase de tomada de dados referentes aos isótopos ^{235}U , ^{234}U e ^{233}U ; o ^{232}Th será o elemento seguinte a investigar, e mais a longo prazo alguns transurânicos. A interpretação conjunta dos resultados referentes a todos esses núcleos permitirá elucidar as questões suscitadas neste parágrafo, e fornecerá também uma grande quantidade de dados para colocar à prova previsões teóricas referentes ao campo das reações fotonucleares.

REFERÊNCIAS

1. N. Bohr e J.A. Wheeler, Phys. Rev. 56, 426 (1939).
2. R.O. Haxby et al., Phys. Rev. 59, 57 (1941).
3. G.C. Baldwin e G.S. Klaiber, Phys. Rev. 71, 3 (1947).
4. E.G. Fuller et al., Photonuclear Reaction Data, NBS Special Publication 380 (1973).
5. R.L. Bramblett et al., Proceedings of the International Conference on Photonuclear Reaction, Asilomar, (1973).
6. B.L. Berman e S.C. Fultz, Rev. of Modern Physics 3, 713 (1975).
7. M. Goldhaber e E. Teller, Phys. Rev. 74, 1046 (1948).
8. V.H. Steinwedel e J.H.D. Jensen, Z. Naturf. 52, 413 (1950).
9. A. Bohr e B.R. Mottelson, "Nuclear Structure" vol. II, (Benjamin, New York).
10. G.R. Satchler, Physics Reports 14, 97 (1974).
11. S.S. Hanna, "Decay of the Giant States and Resonances other than E1", Proceedings of the International School of Electro and Photonuclear Reactions and Applications, Erice, Italia (1976).
12. A.M. Bernstein, Adv. Nucl. Phys. 3, 325 (1970).
13. L.J. Tassie, Austr. J. Phys. 9, 407 (1956).
14. a) J.W. Knowles, A.M. Khan, e W.G. Cross, Proceedings of the Twentieth Annual Conference on Nuclear Spectroscopy and Structure of the Atomic Nucleus; Izv. Akad. Nauk. SSSR Ser Fiz. 34, 1620 (1970).
b) B. Arad e G. Ben-David, Rev. Mod. Phys. 45, 230 (1973).
c) N.S. Rabotnov, G.N. Smirenkin, A.S. Soldatov, L.N. Usachev, S.P. Kaptiza, e Yu. M. Tsipenyuk, Yad. Fiz. 11, 508 (1970) |Sov. J. Nucl. Phys. 11, 285 (1970)|.
d) E.J. Dowdy e T.L. Krysinski, Nucl. Phys. A175, 501 (1971).
15. M.B. Lewis e D.J. Horen, Phys. Rev. C10, 1099 (1974).
16. U. Kneissl, G. Kuhl, K.H. Leister e A. Weller, Nucl. Phys. A256, 11 (1976).
17. E. Wolynech, M.N. Martins e G. Moscati, Phys. Rev. Letters 37, 585 (1976).
18. W.W. Gargaro e D.S. Onley, Phys. Rev. C4, 1032 (1971).

19. I.C. Nascimento, E. Wolyneć, e D.S. Onley, Nucl. Phys. A246, 210 (1975).
20. D.J. Rowe, "Nuclear Collective Motion, models and theory" (Methuen and Co. Ltd., London, 1970).
21. J.S. O'Connell, Proceedings of the International Conference on Photonuclear Reactions and Applications, Asilomar, Pacific Grove, California, 1973, edited by B.L. Berman, CONF. 730301, Lawrence Livermore Laboratory, Livermore, California, vol. I, 71 (1973).
22. E. Hayward, "Inelastic γ -scattering", Proceedings of the International School of Electro and Photonuclear Reactions and Applications, Erice, Itália (1976).
23. J.M. Eisenberg e W. Greiner, "Excitation Mechanisms of the Nucleus" (North Holland Publishing Co., 1970).
24. J.A. Thie, C.J. Mullin e E. Guth, Phys. Rev. 87, 962 (1952).
25. A.S. Davydov, "Quantum Mechanics" (NEO Press, 1966).
26. R. Vandenbosch e J.R. Huizenga, "Nuclear Fission" (Academic Press, 1973).
27. J.D.T. Arruda Neto, B.S. Bhandari, S.B. Herdade, e I.C. Nascimento, "Separação das componentes de dipolo e quadrupolo nos coeficientes da distribuição angular dos fragmentos de fotofissão" (28a. Reunião Anual da SBPC, Brasília, 1976, Comunicação nº 171-2.1).
28. J.D.T. Arruda Neto, B.S. Bhandari, S.B. Herdade, e I.C. Nascimento, "Potencialidades da análise conjunta das distribuições angulares dos fragmentos de eletro e fotofissão em baixas energias" (28a. Reunião Anual da SBPC, Brasília, 1976, Comunicação nº 172-2.1).
29. J. Takahashi, "Sistema de Micro-ondas, de Injeção e de Análise e Condicionamento do Feixe de Elétrons do Acelerador Linear de Elétrons do IFUSP". (Dissertação de Mestrado, IF-USP, 1975).
30. W. Parker e R. Falk, Nucl. Instr. and Meth. 16, 355 (1962).
31. J.D.T. Arruda Neto, "Foto e Eletrofissão do ^{238}U ". (Dissertação de Mestrado, IF-USP, 1974).
32. J.D.T. Arruda Neto, S.B. Herdade, B.S. Bhandari, e I.C. Nascimento, Phys. Rev. C14, 1499 (1976).
33. R. Bergere, "Features of the Giant El Ressonance", Proceedings of the International School of Electro and Photonuclear Reactions and Applications, Erice, Itália (1976).

34. B.L. Berman, "Atlas of Photoneutron Cross Sections obtained with Monoenergetic Photons", Lawrence Livermore Laboratory, UCRL-78482 (1976).
35. P.A. Dickey & P. Axel, Phys.Rev. Letters 35, 501 (1975).
36. A. Veyssire, H.Beil, R. Bergre, P. Carlos, A.Lepretre, & K. Kernbath, Nucl.Phys. A199, 45 (1973).
37. A.N. Fagundes, "Estudo experimental do espectro de Bremsstrahlung". (Dissertao de Mestrado, IFUSP, 1977).
38. B.C. Cook, Nucl.Instr.&Meth. 24, 256 (1963).
39. W.A.Houk, R.W. Moore, F.R. Buskirk & R. Pitthan, "Evidence for an Isovector Octupole Resonance at 28.4 MeV and other Giant Resonances in ^{238}U ". (Pre-print, Naval Postgraduate School, Monterey, Cal., USA).
40. J.M. Blatt & V.F. Weisskopf, "Theoretical Nuclear Physics".(Wiley, New York, 1952).
41. G.A. Bartholomew, E.D. Earle, A.J. Fergunson, J.W. Knowles & M.A. Lone, Advan. Nucl. Phys. 7, 229 (1973).
42. J.W.Knowles & O.Y. Mafra, in "Proceedings of International Conference on Photonuclear Reactions and Applications, Asilomar, 1973.
43. M.V.Yester, R.A. Anderl & R.C. Morrison, Nucl. Phys. A206, 593 (1973).
44. M.N. Martins, "A multipolaridade das transies nucleares na eletrodesintegrao do ^{238}U ". (Dissertao de Mestrado IFUSP, 1976).

A P E N D I C E

Apresentamos algumas das distribuições angulares mais representativas. As curvas mostradas com os pontos experimentais foram obtidas por ajuste (método dos mínimos quadrados) da expressão $a+b.\sin^2\theta+c.\sin^2(2\theta)$.

Os coeficientes a_N , b_N e c_N , anotados em cada gráfico, foram normalizados de acordo com o descrito em VII.1.

No final temos o gráfico de $c_N(E_O) \times E_O$ para o ^{236}U .