

ESTUDO DA ELETRODESINTEGRAÇÃO DO ¹⁹⁷Au

MARIA CRISTINA AGUIAR CAMPOS

*Selecção
 Osmar J. V. de Paula*



DISSERTAÇÃO DE MESTRADO
 SUBMETIDA AO INSTITUTO DE FÍSICA
 DA UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

20/11/86

ORIENTADOR: Prof^o. Dr^o. ELISA WOLYNEC

R E S U M O

Neste trabalho estudou-se a eletrodesintegração do ^{197}Au por emissão de um neutron, visando à obtenção de informação sobre a Ressonância Gigante Isoescalar de Quadrupolo Elétrico (RGE2) nesse núcleo.

Para tanto, mediu-se a seção de choque da reação $^{197}\text{Au}(e,n)^{196}\text{Au}$, e a taxa de produção de eletro + fotodesintegração $^{197}\text{Au}(e+\gamma,n)^{196}\text{Au}$, em função da energia do elétron incidente, entre 10 e 23 MeV.

Na análise dos dados experimentais utilizou-se um método que relaciona a seção de choque de eletrodesintegração com a correspondente seção de choque de fotodesintegração, através dos espectros de fótons virtuais. Esse tipo de análise permite a determinação da composição multipolar do processo fotonuclear.

As análises revelam, que além das componentes de dipolo (E1) e quadrupolo elétrico (E2), contribue ao processo (e,n) uma componente de dipolo magnético (M1). Depois da componente E1, a componente M1 é a que mais contribue para a seção de choque de eletrodesintegração, na região de energia estudada.

Í N D I C E

Página

INTRODUÇÃO.....	1
CAPÍTULO I - RESSONÂNCIAS GIGANTES MULTIPOLARES	
I.1 - Introdução.....	3
I.2 - Ressonâncias Gigantes Multipolares.....	3
I.2a - Ressonância Gigante Isovetorial de Dipolo Elétrico (RGE1).....	6
I.2b - Ressonância Gigante Isoescalar de Quadrupolo Elétrico (RGE2).....	8
I.2c - Ressonância Gigante de Dipolo Magnético (RGM1).....	12
I.3 - Resultados obtidos em outros estudos para o ^{197}Au	15
CAPÍTULO II - ESTUDO DAS RESSONÂNCIAS GIGANTES ATRAVÉS DA ELETRODESINTEGRAÇÃO NUCLEAR	
II.1 - Introdução.....	21
II.2 - Eletrodesintegração Nuclear.....	21
II.3 - Técnica dos fótons virtuais e análise da eletrodesintegração...	23
II.4 - Simulação de resultados pelo método dos fótons virtuais.....	26

CAPÍTULO III - PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL UTILIZADO	
NA OBTENÇÃO DOS DADOS	
III.1 - Introdução.....	33
III.2 - Alvos e Irradiações.....	33
III.3 - Medidas da atividade do núcleo residual.....	34
III.4 - Seção de choque da reação $^{197}\text{Au}(e,n)^{196}\text{Au}$	38
III.5 - Taxa de produção da reação $^{197}\text{Au}(e+\gamma,n)^{196}\text{Au}$	41
CAPÍTULO IV - ANÁLISE DOS DADOS EXPERIMENTAIS E	
CONCLUSÕES	
IV.1 - Introdução.....	43
IV.2 - Análise dos dados experimentais.....	43
IV.3 - Resultados e Discussão.....	46
IV.4 - Conclusões.....	51
IV.5 - Sugestões para trabalhos futuros.....	52
APÊNDICE A - VALORES EXPERIMENTAIS PARA AS SEÇÕES	
DE CHOQUE DAS REAÇÕES $^{197}\text{Au}(e,n)^{196}\text{Au}$	
e $^{197}\text{Au}(e+\gamma,n)^{196}\text{Au}$	53
REFERÊNCIAS.....	55

INTRODUÇÃO

Neste trabalho estudou-se a RGE2 no núcleo ^{197}Au , através de medidas da eletrodesintegração por emissão de um neutron. O decaimento da RGE2, situada em 10,8 MeV, deve se dar predominantemente através do canal (e,n), já que a barreira Coulombiana do núcleo inibe fortemente a emissão de partículas carregadas.

A seção de choque da reação $^{197}\text{Au}(e,n)^{196}\text{Au}$, foi medida no Laboratório do Acelerador Linear, para elétrons de energia entre 10 e 23 MeV, em intervalos de 1 MeV. Além disso, mediu-se a taxa de produção de eletro + fotodesintegração em 23 MeV, tendo sido feitas 6 medidas nessa energia.

Os dados experimentais foram analisados utilizando-se um método bem estabelecido, que relaciona a seção de choque de eletrodesintegração por emissão de uma partícula, $\sigma_{e,n}(E)$, com a respectiva seção de choque de fotodesintegração, $\sigma_{\gamma,x}(E)$, através do espectro de fótons virtuais. Essa técnica de análise permite a determinação das multipolaridades presentes no processo (e,n) e por isso tem sido muito utilizada no estudo da RGE2 em outros núcleos.

No capítulo I, faz-se uma discussão geral sobre as ressonâncias gigantes e apresentam-se resultados obtidos por outros autores para o ^{197}Au .

No capítulo II, mostra-se como são obtidas as informações sobre as ressonâncias gigantes, através de análise das medidas de eletrodesintegração pela técnica dos fótons virtuais.

No capítulo III, descreve-se o procedimento experi
mental utilizado na obtenção dos dados.

Finalmente no capítulo IV, apresentam-se os resul-
tados das análises e as conclusões.

C A P Í T U L O I

RESSONÂNCIAS GIGANTES MULTIPOLARES

I.1 - Introdução

Nesse capítulo faz-se uma discussão geral sobre as ressonâncias gigantes multipolares, dando ênfase às ressonâncias de dipolo elétrico (RGE1), quadrupolo elétrico (RGE2) e dipolo magnético (RGM1). Alguns aspectos relevantes das principais técnicas utilizadas no seu estudo são apresentados, bem como resultados obtidos por outros autores para a RGE2 e RGM1.

I.2 - Ressonâncias Gigantes Multipolares

As ressonâncias gigantes são modos altamente coletivos de excitação nuclear, nos quais um grande número de núcleons se move coerentemente, sob a influência da interação com um campo externo. Situadas acima do limiar de emissão de partículas, constituem uma propriedade geral dos núcleos e vem sendo observadas através de toda a tabela periódica, por meio de reações envolvendo interações fracas, eletromagnéticas ou fortes, dependendo dos tipos de projéteis utilizados^(1,2,3).

Sob o ponto de vista teórico, dois tipos de modelos tem sido utilizados no estudo das ressonâncias gigantes:

- 1) modelos hidrodinâmicos (coletivos), que tratam as oscilações quantizadas da matéria nuclear;
- 2) modelos microscópicos (excitações partícula-buraco), ba

seados na estrutura de camadas do núcleo. Apesar de não serem completos e nem definitivos, esses modelos explicam propriedades importantes das ressonâncias e permitem previsões de parâmetros relevantes^(2,3,4). A figura 1⁽³⁾, ilustra esquematicamente alguns tipos de ressonâncias esperados com base no modelo hidrodinâmico, comparando-se as oscilações da matéria nuclear (composta de 4 fluídos: p^+ , p^- , n^+ , n^-), com os possíveis modos de oscilação de uma gota-líquida. Os modos $\Delta S = 0$, representam as oscilações de caráter elétrico, sendo $\Delta T = 1$ as isovetoriais (prótons e neutrons se movendo fora de fase) e $\Delta T = 0$ as isoescalares (prótons e neutrons em fase). As oscilações magnéticas $\Delta S = 1$, diferenciam o spin dos nucleons, nesse caso as oscilações fora de fase de (p^+n^-) contra (p^-n^+) , representam as isovetoriais ($\Delta T=1$) enquanto que (p^+n^+) contra (p^-n^-) , as isoescalares ($\Delta T=0$).

Historicamente, a primeira evidência experimental da existência de uma oscilação nuclear de caráter coletivo, foi obtida por Baldwin e Klaiber em 1947⁽⁵⁾, com a descoberta de um grande pico na seção de choque de fotofissão. Mais tarde identificada como a Ressonância Gigante Isovetorial de Dipolo Elétrico (RGEI)^(6,7), passou a ser extensivamente estudada em diversos núcleos, principalmente através de reações induzidas por fótons, já que o processo de fotoexcitação ocorre predominantemente através da absorção da componente E1.

Apesar de previsões teóricas da existência de outros tipos de excitações coletivas, de multipolaridade $L > 1$, até o início da década de 70, as únicas ressonâncias observadas experimentalmente foram as de dipolo elétrico (E1) e magné

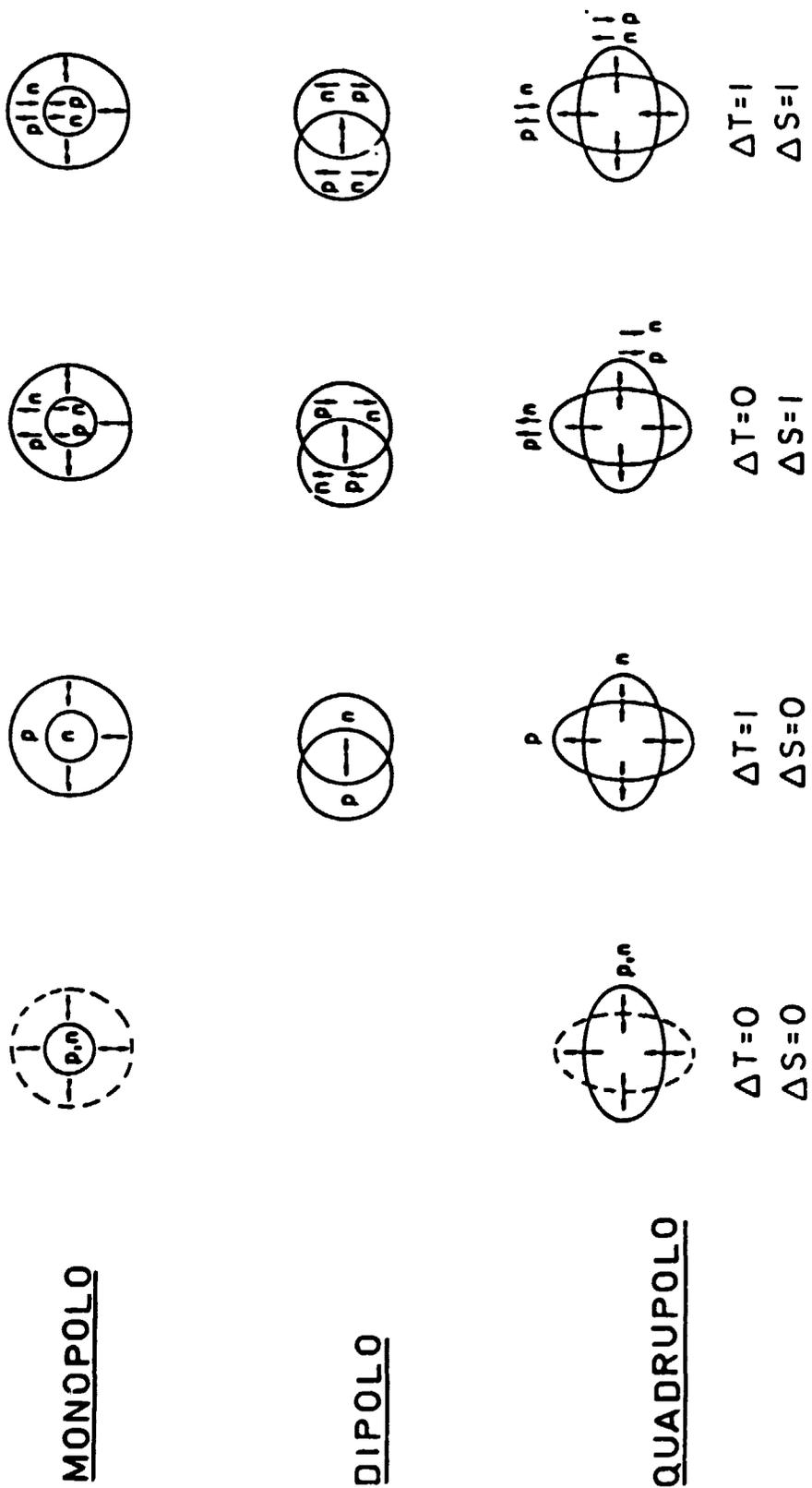


Figura 1 - Modos de oscilação da matéria nuclear

tico (M1). Isso é uma decorrência natural de uma física baseada principalmente no estudo de reações fotonucleares, nas quais, devido ao baixo momento (q) transferido ao núcleo, apenas os multipolos mais baixos podem ser excitados^(4,8).

As transições de multipolaridades mais elevadas, requerem maior transferência de momento para sua excitação, o que ocorre p. ex., nas reações de espalhamento inelástico de elétrons e hádrons. Quando essas técnicas começaram a ser utilizadas, surgiram numerosas evidências de novas ressonâncias gigantes, dando um grande impulso a esse campo da física nuclear. O atual estágio de conhecimento das ressonâncias gigantes foi revisado recentemente por A. Van der Woude⁽³⁾.

I.2a - Ressonância Gigante Isovetorial de Dipolo Elétrico (RGEI)

A RGEI ($L = 1$, $\Delta T = 1$, $\Delta S = 0$, $J^\pi = 1^-$) é uma excitação coletiva, que domina o processo de fotoabsorção entre 10 e 20 MeV. Desde sua descoberta, foi estudada extensivamente através de reações fotonucleares e de captura radiativa. Para os núcleos médios e pesados, as reações de fotodesintegração por emissão de um ou mais neutrons (γ, xn)⁽⁹⁾, constituem o principal modo de decaimento dessa ressonância, pois a emissão de partículas carregadas é fortemente inibida pela barreira Coulombiana^(8,9).

A sistemática experimental da energia de excitação, largura e depleção da regra da soma dessa ressonância, é mostrada na figura 2⁽¹⁾.

Pode-se observar, que não há grande variação da energia de excitação através das diversas regiões de massa, e que para núcleos de massa $A > 130$ está situada entre - 78 e

DE DIFOLO ELÉTRICO (RGE1)

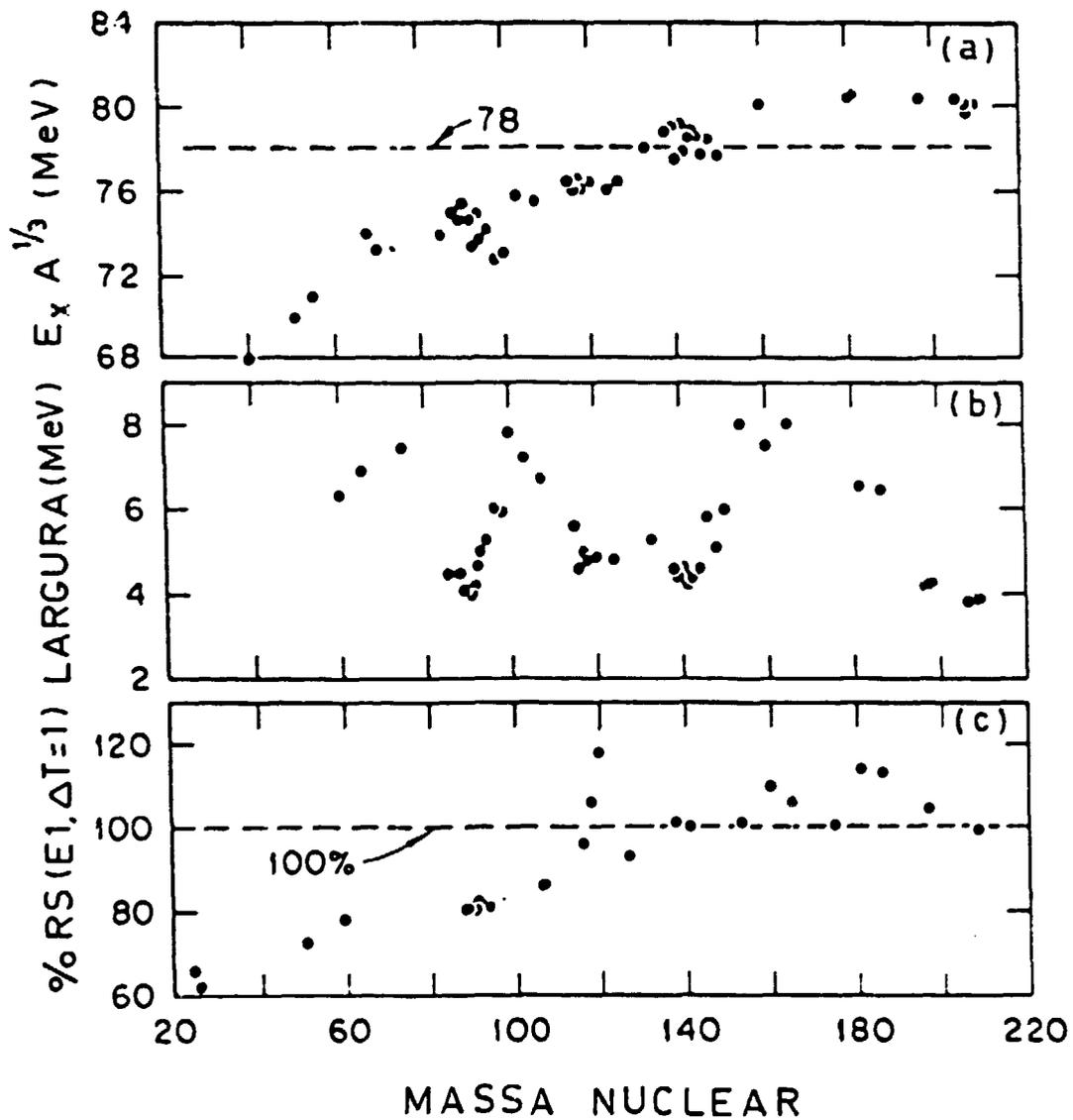


Figura 2 - Sistemática experimental da RGE1

- a) energia de excitação
- b) largura à meia altura
- c) porcentagem esgotada da regra da soma

$80A^{-1/3}$ MeV. As larguras variam entre - 4 e 8 MeV, sendo menores próximo às camadas fechadas e maiores para os núcleos deformados. A fração esgotada da regra da soma, uma indicação do grau de coletividade da ressonância, é de ~100% na região de massa $A > 130$.

I.2b - Ressonância Gigante Isoescalar de Quadrupolo Elétrico (RGE2)

As primeiras evidências experimentais da RGE2 ($L = 2, \Delta T = 0, \Delta S = 0, J^\pi = 2^+$), foram obtidas através de reações de espalhamento inelástico de elétrons^(1,2,10). Enquanto nas reações induzidas por fótons reais, o momento transferido ao núcleo, $q = \omega$ (onde $\omega =$ energia de excitação, $\hbar = c = 1$), é pequeno, $q \leq 25$ MeV (pois, para as ressonâncias gigantes $\omega \leq 25$ MeV), no espalhamento inelástico de elétrons, no qual a excitação nuclear ocorre através da absorção de um fóton virtual, o momento transferido é sempre maior, $q^2 > \omega^2$, podendo atingir valores elevados, o que possibilita a excitação de transições de multipolaridades mais altas.

Nessas experiências é possível, para uma mesma energia de excitação ω , variar-se o momento transferido q , obtendo-se assim a dependência do fator de forma da transição com q , $(F(q))$. Através da comparação com valores calculados de diversos fatores de forma multipolares, é possível identificar-se a multipolaridade, spin e paridade, das ressonâncias e obter-se sua intensidade (fração esgotada da correspondente regra da soma). Essa separação multipolar não é simples, pois nas reações (e, e') são igualmente excitadas, transições isoscalares e isovetoriais e as várias ressonâncias se encontram

superpostas numa pequena faixa de energia de excitação.

O fator de forma calculado para uma determinada transição, depende do modelo adotado para a densidade de carga, como mostrado na fig. 3⁽¹¹⁾. Pode-se observar, que após o primeiro máximo os valores calculados variam bastante, fazendo com que a intensidade extraída para a ressonância seja muito dependente do modelo adotado. No entanto, na região até o primeiro máximo⁽¹¹⁾, para baixos momentos transferidos, os diversos fatores de forma calculados são bastante semelhantes, e os resultados obtidos são praticamente independentes da escolha de modelo.

Um problema sempre encontrado no espalhamento de elétrons é a presença de um grande fundo, a cauda radiativa, produzida principalmente por bremsstrahlung e que precisa ser subtraída para se obterem as seções de choque das ressonâncias. Muito embora seja de origem conhecida e em princípio calculável, a subtração da cauda radiativa, (que para baixos momentos transferidos representa ~ 80% da seção de choque), introduz incertezas da ordem de ~ 20% nos resultados obtidos^(10,11). (Discussões detalhadas sobre o assunto são encontradas p.ex., nas referências 2,4,11).

Simultaneamente à descoberta em reações (e, e'), a RGE2 foi observada no espalhamento inelástico de prótons^(1,2) e posteriormente, foi extensivamente estudada através de reações (α, α'). O espalhamento inelástico de hádrons, constitui uma técnica bastante seletiva, através da qual são excitadas predominantemente as transições elétricas isoescalares ($\Delta T = 0$, $\Delta S = 0$). No entanto, as transições $\Delta T = 1$ ^(10,12) também são excitadas, mas com uma magnitude menor, dependendo do tipo de

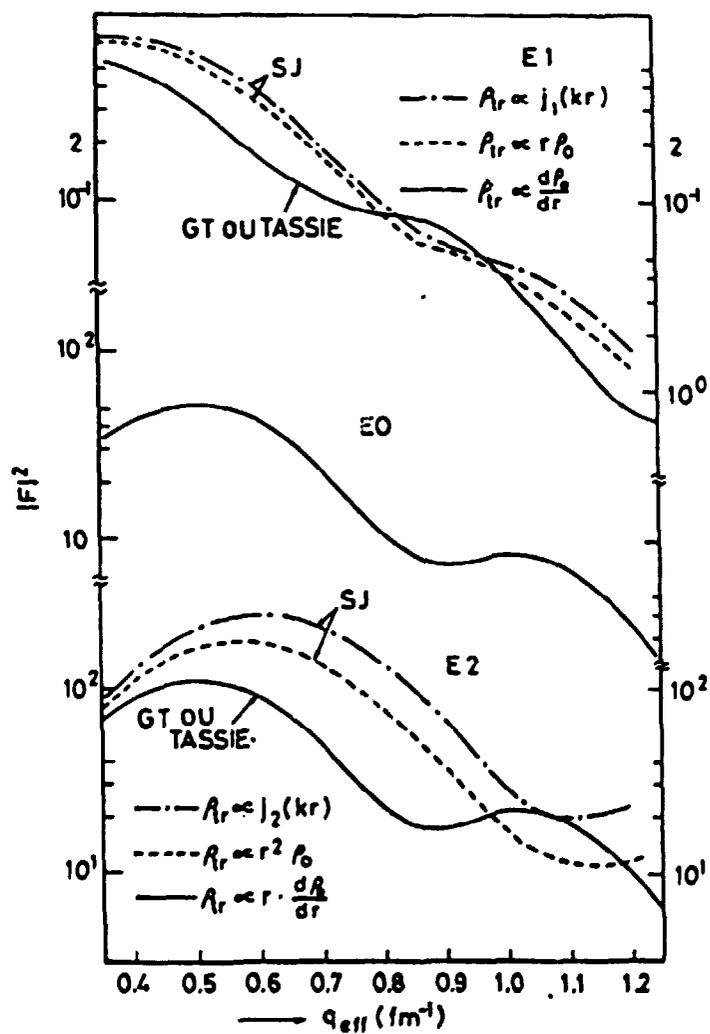


Figura 3 - Fatores de forma para as transições E1, E0 e E2, obtidos através dos modelos nucleares indicados na figura.

projétil: as reações (p,p') excitam a RGE1, o que praticamente não acontece nas reações (α,α') .

A tabela 1⁽¹⁰⁾, mostra as seções de choque relativas para a excitação de estados isoescalares e isovetoriais, para diversas reações.

Tabela 1

Reação	Isoescalar	Isovetorial
(e,e')	1	1
(p,p')	1	- 1/9
$({}^3\text{He}, {}^3\text{He}')$	1	- 1/30
$(\alpha,\alpha') (d,d')$	1	- 0
$(n,p) (t, {}^3\text{He})$	0	1
$(p,n) ({}^3\text{He}, t)$	0	1

No espalhamento inelástico de hádrons não se determina diretamente a intensidade da transição, mas pode-se obter um parâmetro de deformação β_L , através da comparação da seção de choque medida com a seção de choque calculada usando aproximação de Born de onda distorcida (DWBA) e assumindo-se um modelo para a interação. Portanto, como o que acontece no espalhamento de elétrons (na região de momentos após o primeiro máximo do fator de forma), as intensidades obtidas para as ressonâncias são dependentes da escolha de modelo. Além disso, no espalhamento de hádrons ocorre também a presença de um grande fundo, contínuo, que deve ser subtraído para se obter a seção de choque. Porém, ao contrário da cauda radiativa dos espectros (e,e') , o fundo no espalhamento de hádrons, não é bem

conhecido devendo-se atribuir-lhe uma forma empírica, que introduz incertezas da ordem de 20% nos valores obtidos. (Discussão detalhada sobre o espalhamento inelástico de hádrons é apresentada p. ex., nas referências 2,10,12).

Na figura 4⁽¹⁾, é mostrada a sistemática experimental da RGE2. Pode-se observar, que para núcleos de massa $A \geq 100$, a energia de excitação situa-se em torno de $65A^{-1/3}$ MeV, ao passo que para $A \leq 100$, há uma tendência de encontrar-se o pico da RGE2 em energias mais baixas. Na região de massa $A \leq 40$, ocorre uma grande fragmentação, sendo observados vários estados estreitos (o centróide de energia desses estados é mostrado na figura). O comportamento da largura da RGE2 é muito semelhante ao da RGE1, mas não se observa um aumento tão acentuado para os núcleos deformados. A fração esgotada da regra da soma mostrada na figura, não inclui a contribuição dos estados ($0\hbar\omega$). Nos núcleos de massa $A \geq 100$, o pico da RGE2 (estados $2\hbar\omega$), esgota - 100% da regra da soma. Para os núcleos mais leves, a fração esgotada está entre 30 e 50%. Nesses núcleos, a maior parte da intensidade E2 é encontrada nos estados ligados ($0\hbar\omega$).

I.2c - Ressonância Gigante de Dipolo Magnético (RGM1)

As transições de dipolo magnético começaram a ser estudadas na década de 60⁽¹³⁾, mas até hoje sua sistemática experimental não está bem estabelecida. A literatura revela muitas discordâncias, refletindo um estágio incompleto de conhecimento, não só das ressonâncias M1, mas de modo geral de todas as excitações magnéticas^(3,14,15,16).

RESSONÂNCIA GIGANTE ISOESCALAR
DE QUADRUPOLO ELÉTRICO (RGE2)

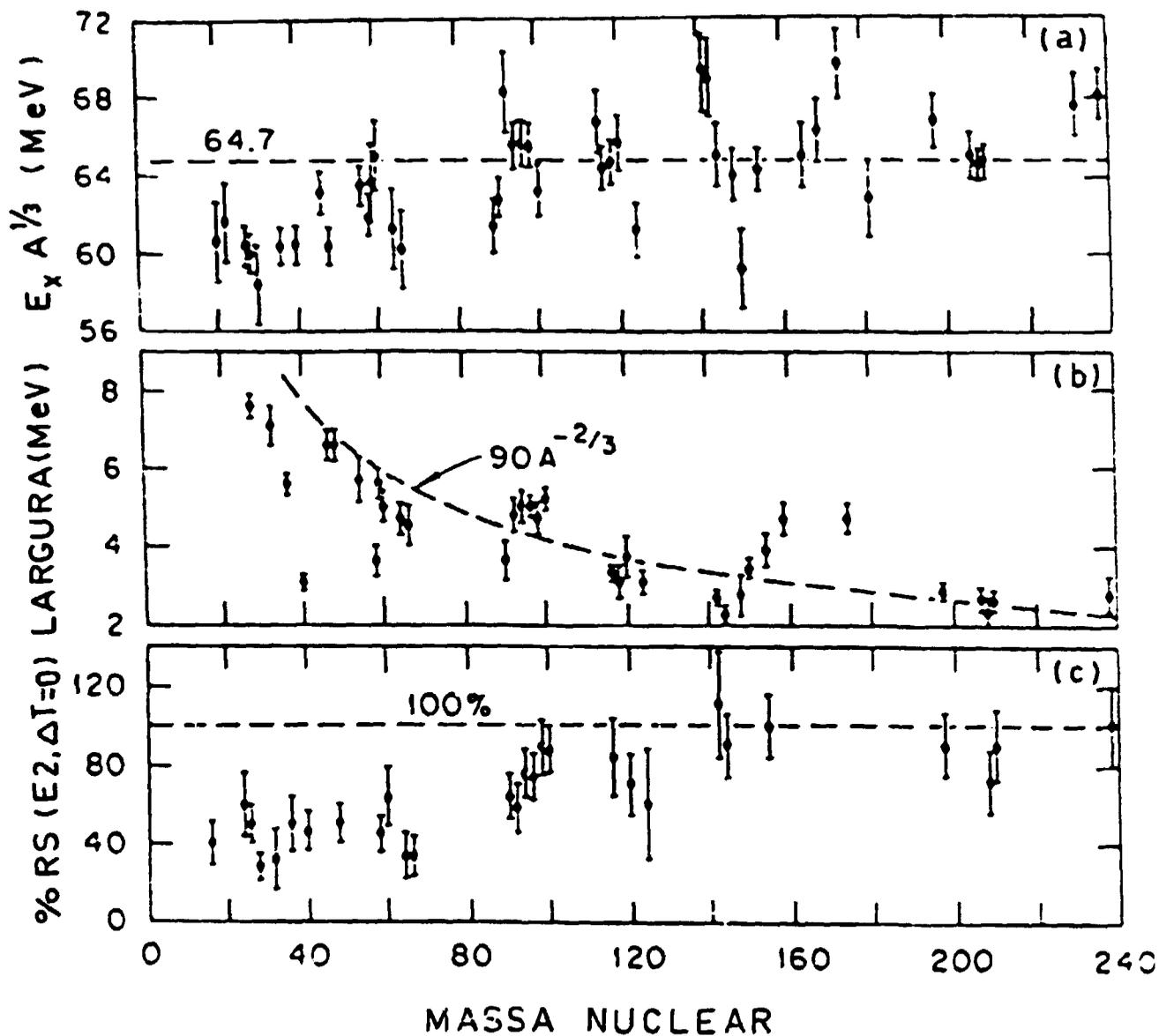


Figura 4 - Sistemática experimental da RGE2

- a) energia de excitação
- b) largura à meia altura
- c) porcentagem esgotada da regra da soma

As excitações M1 se processam predominantemente através do mecanismo de inversão de spin⁽¹⁵⁾, envolvendo portanto, apenas os nucleons da camada de valência, o que lhes confere um caráter menos coletivo que o das ressonâncias E1 e E2.

Os núcleos leves $A \leq 40$, foram extensivamente estudados e de modo geral comportam-se de acordo com as previsões das regras de Mopurgo (para núcleos autoconjugados) e Kurath (núcleos das camadas p, s-d): as transições isoescalares ($\Delta T = 0$) são fortemente inibidas, e as transições isovetoriais ($\Delta T = 1$), para as quais há poucos níveis disponíveis, são bastante intensas. Além disso, através do mecanismo de inversão de spin nucleons da órbita $j_+ = l + 1/2$ são promovidos para a órbita $j_- = l - 1/2$ da mesma camada (transições $0\nu\omega$), portanto núcleos de camadas fechadas (p. ex., ^{16}O e ^{40}Ca) devem apresentar pouca intensidade M1, ao passo que aqueles com a órbita $j_+ = l + 1/2$ completa, e $j_- = l - 1/2$ vazia (como o ^{208}Pb), devem apresentar intensidade máxima. O centróide da energia de excitação das ressonâncias M1 para núcleos leves, situa-se em torno de $35A^{-1/3}$ MeV^(15,16).

Pouquíssimos trabalhos foram feitos com os núcleos pesados, à exceção do ^{208}Pb . Para esses núcleos, os cálculos microscópicos se tornam muito complexos, não havendo expressões simples para as regras da soma como no caso de $A \leq 40$. Porém, as intensidades M1 obtidas em diversas experiências com o ^{208}Pb , são muito menores do que as previstas, que variam entre 20 e $50 \mu_0^2$ dependendo do modelo utilizado⁽¹⁷⁾. No entanto, o que foi discutido no item I.2b, relativamente aos resultados obtidos para a RGE2 através de estudos (e,e'), também se aplica aos resultados obtidos para as ressonâncias M1 quando

se utiliza essa técnica: para momentos transferidos situados na região após o primeiro máximo do fator de forma ($F_T^{\text{mag}}(q)$), a intensidade extraída para a ressonância, varia muito com o modelo utilizado. A figura 5⁽¹⁸⁾ mostra resultados obtidos para o ^{208}Pb por diversos laboratórios e a curva calculada para o fator de forma ($F_T^{\text{M1}}(q)$)². Pode-se observar, que todas as experiências foram realizadas com transferência de momento na região após o primeiro máximo, daí a grande variação das intensidades obtidas.

Muito embora as transições M1 sejam observadas em reações tipo (γ, n) , (n, γ) , (γ, γ') , a técnica mais utilizada e mais adequada ao seu estudo, é o espalhamento inelástico de elétrons a ângulos traseiros ($\theta \rightarrow 180^\circ$). Nessa situação o espalhamento de elétrons é muito seletivo, excitando predominantemente as transições magnéticas, pois a dependência angular do fator de forma longitudinal, $F_L(q)$, é tal que para $\theta = 180^\circ$, $F_L(q) = 0$, restando apenas os fatores transversais $F_T^{\text{EL}}(q)$ e $F_T^{\text{M1}}(q)$ (para baixos momentos transferidos, domina a componente M1).

A figura 6⁽¹²⁾ ilustra bem o predomínio da componente M1 para ângulos traseiros, enquanto que para ângulos menores as componentes E1 e E2 são as dominantes.

I.3 - Resultados obtidos em outros estudos para o ^{197}Au

Os resultados obtidos em estudos (e, e') (p, p') e $(^3\text{He}, ^3\text{He}')$ para a RGE2 isoescalar no ^{197}Au , são mostradas na tabela 2⁽¹⁰⁾.

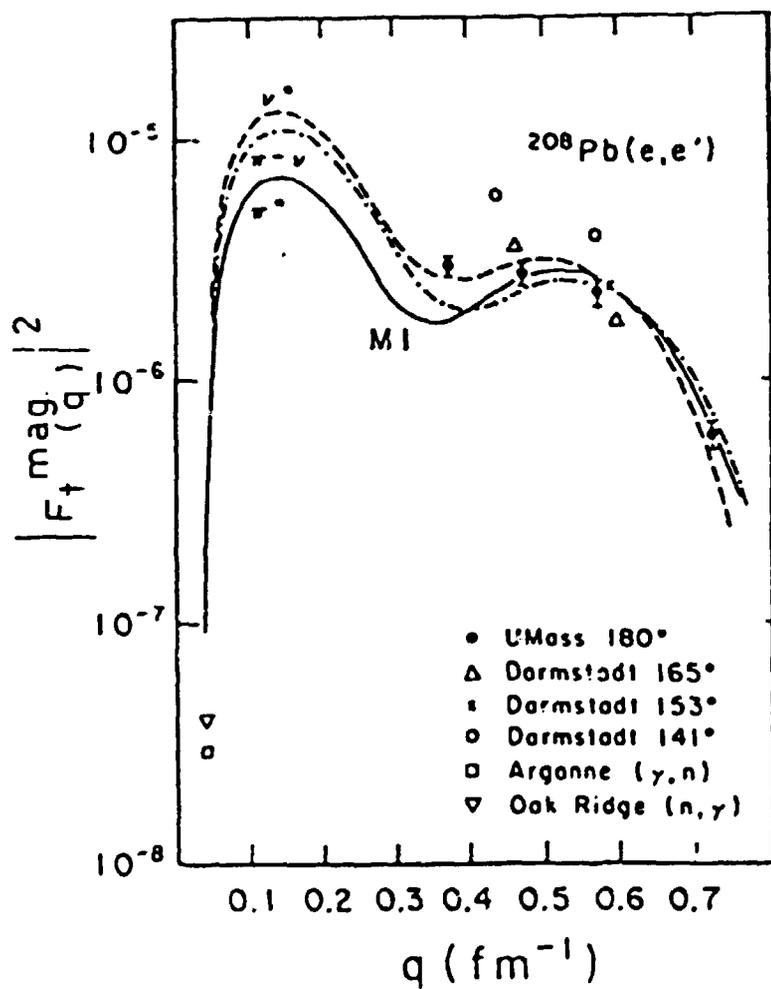


Figura 5 - Fatores de forma $F^{\text{M1}}(q)$
 para o ^{208}Pb , medidos
 por vários laboratórios
 (a curva cheia representa
 os valores calculados) .

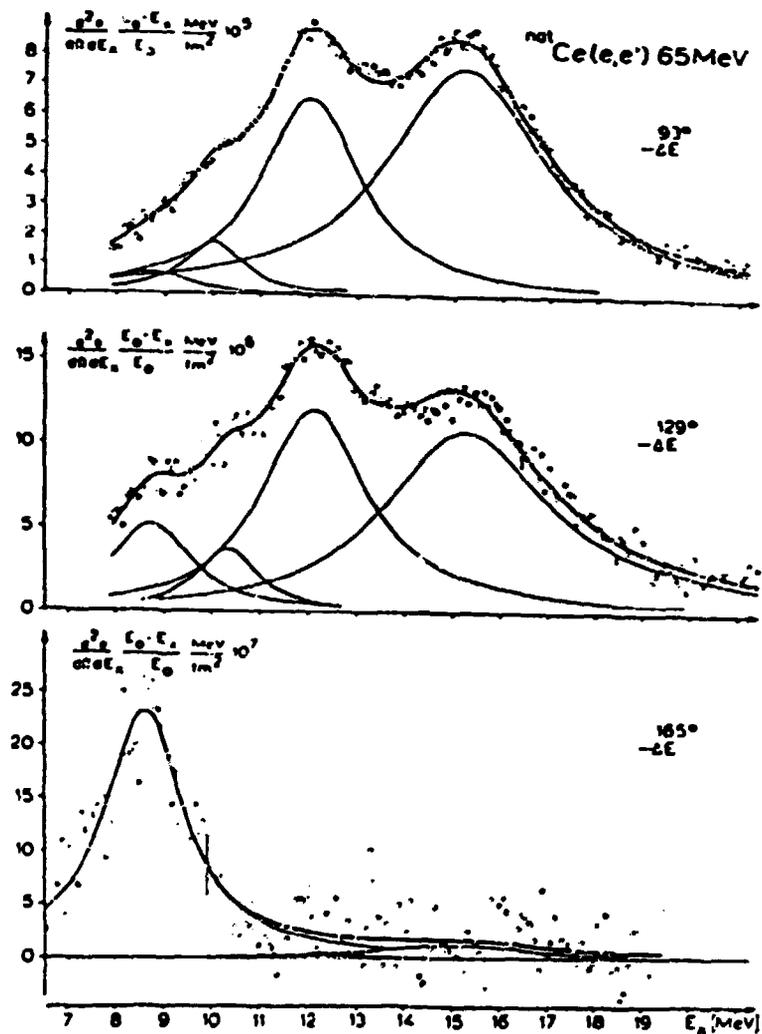


Figura 6 - Espalhamento inelástico de elétrons de 65 MeV a vários ângulos

- a) 93° - as componentes dominantes são E1 (em 15 MeV) e E2 (em 12 MeV)
- b) 129° - aumento proporcional de E2 em relação à E1
- c) 165° - a componente M1 ($E_x \sim 8,5$ MeV) domina o espectro

Tabela 2

Energia (MeV)	Largura (FWHM) (MeV)	% Regra da S_0 ma (L=2, T=0)	Reação	Energia da partícula incidente (MeV)
11.5 ± 0.2	-	90 ± 20	(p,p')	61
≈ 11.0	≈ 3.0	≈ 90	(^3He $^3\text{He}'$)	71
10.7 ± 0.4	-	119 ± 24	(e,e')	150-250
10.8	2.9 0.2	77 ± 18	(e,e')	90

Pode-se observar um bom acordo entre os diversos resultados, havendo apenas uma tendência de se encontrar o pico da RGE2 em energias mais altas nas reações com hádrons.

O ^{197}Au foi estudado através do espalhamento inelástico de elétrons a 180° nas energias: 37, 50 e 60 MeV por Lone et al. (13,19). As figuras 7 e 8 mostram o espectro obtido antes e após a subtração do fundo. Os parâmetros obtidos para a ressonância M_1 , são: $E_x = 7.9$ MeV, largura a meia altura ≈ 3 MeV, e largura radiativa $\Gamma_0 = 144$ eV.

Outro estudo (e,e') a 165° , por Buskirk et al (20), mostra a presença de uma componente M_1 , no entanto os autores fornecem apenas a energia de excitação: (7.1 ± 0.2) MeV.

Não há na literatura cálculos microscópicos para o ^{197}Au , no entanto uma estimativa feita por Bohr e Mottelson (21) com base no modelo de camadas, fornece $B(M_1)^+ \approx 20 \mu_0^2$. Lone faz a comparação da dependência em q da seção de choque medida, com a calculada em DWBA, usando 5 configurações partícula-buraco (3 a mais que o ^{208}Pb), e obtém: $[E_1 B_1(M_1)^+] \approx 435 \mu_0^2$ MeV, de onde se tira $B(M_1)^+ \approx 50 \mu_0^2$ ($E_x \approx 8$ MeV). Novamente aparecem

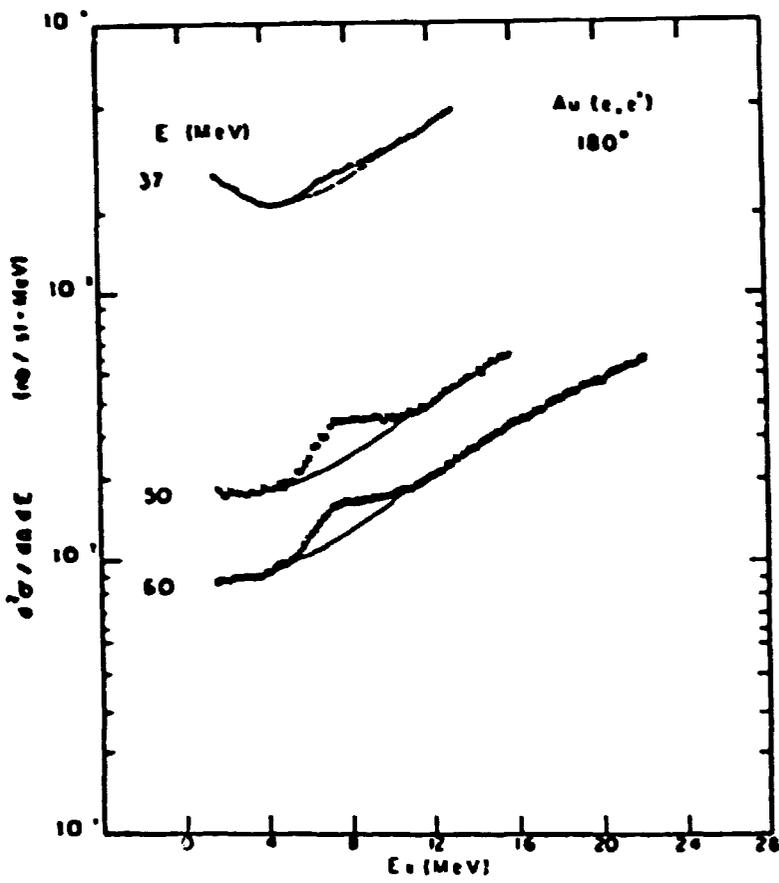
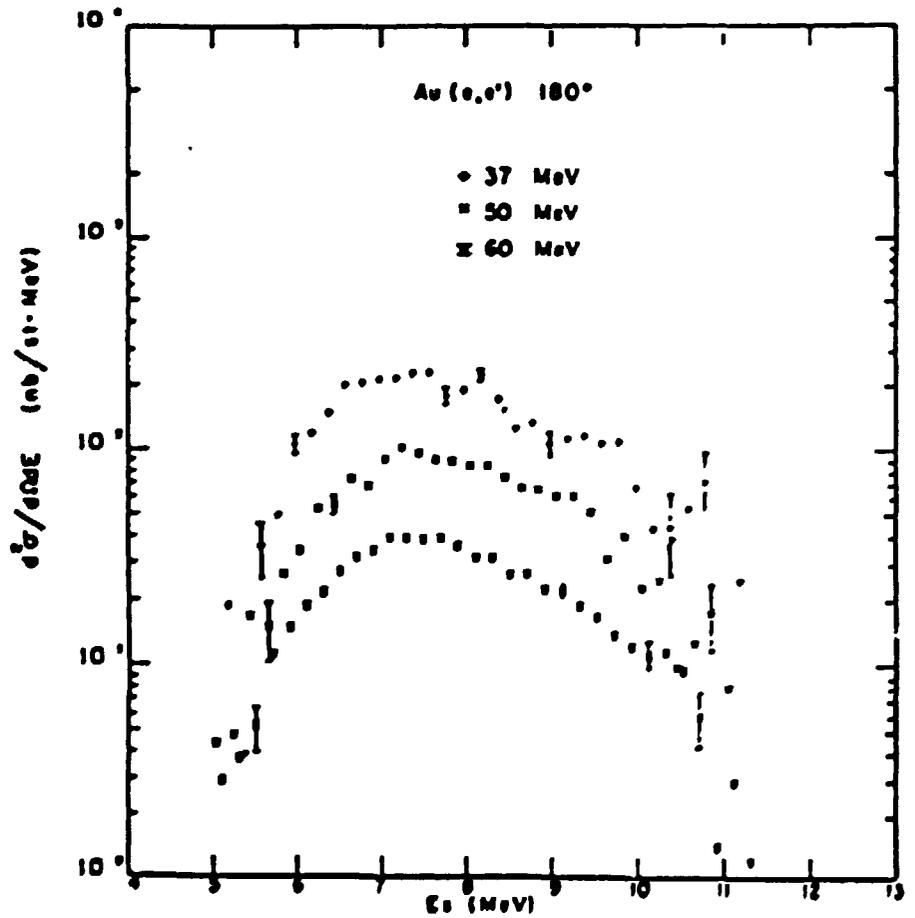


Fig. 7 - Espalhamento inelástico de elétrons no $n\bar{u}^-$ ^{197}Au , à 180° .

Fig.8 - idem, após a subtração do fundo.



grandes discrepâncias nas previsões teóricas, mas pode-se dizer, que as transições de valência $(i_{13/2} \rightarrow i_{11/2})^v$ (para neutrons) e $(h_{11/2} \rightarrow h_{9/2})^p$ (para prótons), certamente contribuem para parte dessa intensidade M1, à semelhança do que ocorre no núcleo ^{208}Pb .

C A P Í T U L O I I

ESTUDO DAS RESSONÂNCIAS GIGANTES ATRAVÉS DA ELETRODESINTEGRAÇÃO NUCLEAR

II.1 - Introdução

Neste capítulo, apresentam-se as principais características da eletrodesintegração e faz-se uma comparação com o espalhamento inelástico de elétrons. Além disso, discute-se o estudo das ressonâncias gigantes, através da aplicação da técnica dos fótons virtuais às medidas de eletrodesintegração.

II.2 - Eletrodesintegração Nuclear

As experiências de eletrodesintegração permitem o estudo da desexcitação nuclear, através de um determinado canal de decaimento, enquanto o espalhamento inelástico de elétrons, traz informação sobre a excitação do núcleo pela observação do elétron espalhado. Essa é a diferença mais fundamental entre as duas técnicas, que tem um caráter complementar, já que as informações obtidas através da aplicação de ambas, completam o conhecimento sobre os processos nucleares.

Na eletrodesintegração nuclear, deteta-se o produto final (x) da reação de desintegração (e, x), que pode ser uma partícula emitida ou um núcleo radioativo formado na reação. Essa técnica corresponde a um espalhamento inelástico de elétrons, integrado sobre todos os ângulos (o elétron espalha

do não é observado) e sobre todas as regiões de transferência de energia que dão origem à reação em questão (o limiar de emissão de partículas e a energia cinética do elétron incidente impõem respectivamente, os valores mínimo e máximo, para a transferência de energia). Assim, cada medida de eletrodesintegração recebe a contribuição de vários momentos transferidos, podendo ocorrer a excitação das diversas multipolaridades presentes na região de energia em estudo.

Esse tipo de experiência, apresenta algumas vantagens em relação ao espalhamento inelástico de elétrons: a ausência de fundo e análise independente da escolha de modelos. Como foi discutido no item I.2.b, a presença da cauda radiativa nos espectros (e, e') é sempre problemática e sua subtração introduz incertezas de - 20% nos valores obtidos para as seções de choque. Além disso, nas reações (e, e') , as probabilidades de transição reduzidas (fatores de forma) são medidas para valores elevados de transferência de momento e a extrapolação para o "ponto de fóton" ($q = \omega$), onde se obtém a intensidade da transição é muito dependente do modelo escolhido^(17,18). Isso não ocorre na eletrodesintegração, que é dominada por baixos momentos transferidos^(22,23) e pode ser relacionada à fotodesintegração através dos espectros de fótons virtuais, resultando numa análise praticamente independente de modelo (a ser discutido no próximo item).

A desvantagem da eletrodesintegração em relação ao espalhamento inelástico de elétrons, está no fato de não medir diretamente a seção de choque da ressonância em função do momento transferido, e sim seu valor integrado, sendo portanto insensível a detalhes de forma e estrutura fina.

A interpretação das medidas de eletrodesintegração pela técnica dos fótons virtuais, permite a determinação da intensidade e da multipolaridade das transições presentes no processo de desexcitação (que correspondem à absorção, no caso do decaimento dessas transições se dar predominantemente através do canal escolhido).

II.3 - Técnica dos fótons virtuais e análise da eletrodesintegração

A seção de choque de eletrodesintegração por emissão de uma partícula x , em função da energia total do elétron incidente, $\sigma_{e,x}(E_t)$, pode ser expressa em função das seções de choque fotonucleares $\sigma_{\gamma,x}^{\lambda L}(E)$, associadas à absorção de fótons reais de multipolaridade λL , através dos espectros de fótons virtuais, $N^{\lambda L}(E_t, E, Z)$ (22, 24, 25):

$$\sigma_{e,x}(E_t) = \int_{\text{limiar}}^{E_0} \sum_{\lambda L} \sigma_{\gamma,x}^{\lambda L}(E) N^{\lambda L}(E_t, E, Z) \frac{dE}{E} \quad (\text{II.1})$$

onde: E_t = energia total do elétron incidente

E_0 = energia cinética do elétron incidente

E = energia do fóton (real ou virtual)

Z = número atômico do núcleo

A validade dessa expressão é garantida sob o ponto de vista teórico, pelo fato de os operadores de transição nucleares, no limite de baixo momento transferido, $q \rightarrow 0$, serem idênticos para as transições induzidas por elétrons e por fótons⁽²³⁾. Aliás, será discutido a seguir, é essa identidade

dos operadores quando $q \rightarrow 0$, que elimina a necessidade de escolha de modelos nucleares. Isso pode ser visto com clareza, através do procedimento utilizado para a obtenção dos espectros de fótons virtuais na aproximação de Born de onda plana (PWBA) e considerando-se o núcleo pontual. Esse procedimento é descrito detalhadamente nas referências (22,23,24,25), e aqui será apenas indicado em linhas gerais. Convém ressaltar, que a aproximação PWBA não é correta para núcleos de $Z \geq 20$, sendo necessários nesse caso, cálculos na aproximação de onda distorcida (DWBA), que consideram as distorções nas funções de onda do elétron no campo Coulombiano do núcleo. Além disso, para núcleos pesados é necessário considerar-se o tamanho finito do núcleo. Como na região de baixo momento transferido, o espalhamento de elétrons é sensível apenas ao raio quadrático médio (e não a detalhes de distribuição de carga), o cálculo é efetuado utilizando-se a distribuição de Fermi e valores experimentais para os correspondentes parâmetros (maiores detalhes na referência 26).

Os espectros de fótons virtuais, $N^{\lambda L}$, de multipolaridade λL , são obtidos através da comparação entre a seção de choque de espalhamento de elétrons e a integral da seção de choque de fotoabsorção:

$$\frac{dN^{\lambda L}}{d\Omega} = E \frac{d\sigma^{\lambda L}}{d\Omega} / \int \sigma_{\gamma}^{\lambda L}(E) dE \quad (\text{II.2})$$

onde:

$$\int \sigma_{\gamma}^{\lambda L}(E) dE = \frac{8\pi^3 (L+1) E^{2L-1}}{L [(2L+1)!!]^2} B(\lambda L, E) \quad (\text{II.3})$$

e a seção de choque para o espalhamento de elétrons num ângulo sólido $d\Omega$ é dada por:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{4\pi e^2}{p_0^2} \sum_{L=0}^{\infty} \frac{q^{2L}}{[(2L+1)!!]^2} \left[B(CL, q) \right] V_C(\theta) +$$

$$+ \sum_{L=1}^{\infty} \frac{(L+1) q^{2L}}{L[(2L+1)!!]^2} \left[B(EL, q) + B(ML, q) \right] V_T(\theta) \quad (\text{II.4})$$

onde: p_0 = momento do elétron incidente

q = momento transferido ao núcleo

$B(\lambda L, q)$ = probabilidades de transição reduzidas para múltiplos Coulombianos ($\lambda = C$), elétricos ($\lambda = E$) e magnéticos ($\lambda = M$)

$V_L(\theta)$ = fator angular longitudinal

$V_T(\theta)$ = fator angular transversal

A expressão (II.3) pode ser reescrita como:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_{L=0}^{\infty} \frac{d\sigma^{CL}}{d\Omega} V_L(\theta) + \sum_{L=1}^{\infty} \left[\frac{d\sigma^{EL}}{d\Omega} + \frac{d\sigma^{ML}}{d\Omega} \right] V_T(\theta) \quad (\text{II.5})$$

Substituindo-se (II.3) e (II.5) em (II.2), temos:

$$\frac{dN^{CL}}{d\Omega} = \frac{e^2 q^{2L}}{2\pi^2 p_0^2 E^{2L-2}} \frac{L}{L+1} \frac{B(CL, q)}{B(CL, E)} V_L(\theta) \quad (\text{II.6})$$

$$\frac{dN^{EL}}{d\Omega} = \frac{e^2 q^{2L}}{2\pi^2 p_0^2 E^{2L-2}} \frac{B(EL, q)}{B(EL, E)} V_T(\theta) \quad (\text{II.7})$$

$$\frac{dN^{ML}}{d\Omega} = \frac{e^2 q^{2L}}{2\pi^2 p_0^2 E^{2L-2}} \frac{B(ML, q)}{B(ML, E)} v_T(\theta) \quad (II.8)$$

No limite de baixo momento transferido, $q \rightarrow E$ (usando-se $\hbar = c = 1$), $B(\lambda L, q) \rightarrow B(\lambda L, E)$, então ocorre o cancelamento das probabilidades de transição nas expressões II.6, II.7 e II.8. Como as probabilidades de transição são proporcionais aos elementos de matriz dos operadores de transição, seu cancelamento resulta na independência da escolha de modelo para as densidades de carga e corrente. Convém ressaltar, que a expressão (II.6), é válida na aproximação de comprimento de onda longo, $qR \ll 1$, quando $B(CL, q) \rightarrow B(EL, q)$ e o termo Coulombiano pode ser relacionado à seção de choque fotonuclear^(22,25). A integração das expressões (II.6), (II.7) e (II.8), sobre todos os ângulos do elétron espalhado, fornece os espectros de fótons virtuais na aproximação de ondas planas e núcleo pontual (conforme mencionado, as duas aproximações são incorretas para núcleos pesados). O espectro total para as transições elétricas é obtido pela soma das componentes longitudinal e transversal ($N^{EL} = N_L^{CL} + N_T^{EL}$), ao passo que as magnéticas possuem apenas a componente transversal ($N^{ML} = N_T^{ML}$).

II.4 - Simulação de resultados pelo método dos fótons virtuais

A magnitude e a forma, dos espectros de fótons virtuais irradiados por elétrons de uma determinada energia total, variam respectivamente, com a multipolaridade e o tipo de transição (elétrica ou magnética). A figura 9, mostra os espectros N^{E1} , N^{E2} e N^{M1} , irradiados por elétrons de energia

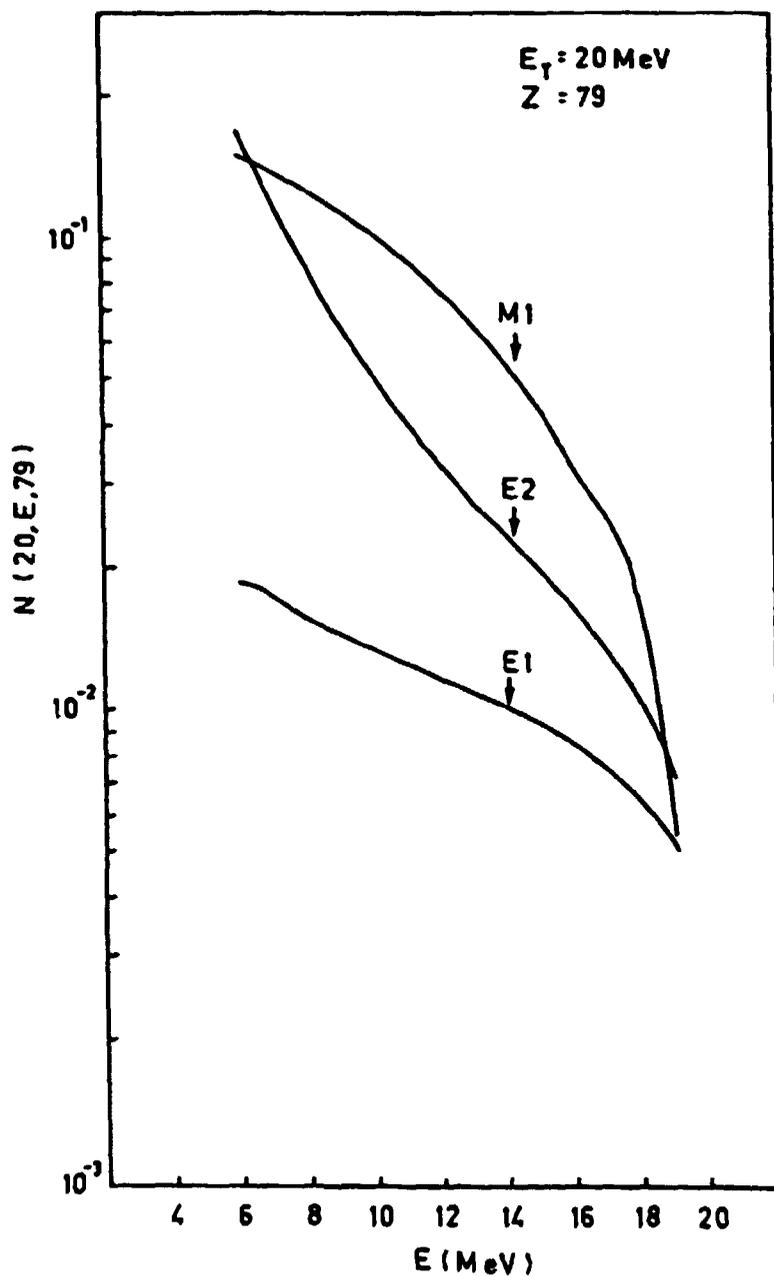


Figura 9 - Espectro de fótons virtuais E1, E2 e M1, produzidos por elétrons de energia total 20 MeV, espalhados pelo núcleo ^{197}Au .

total, $E_T = 20$ MeV, espalhados pelo núcleo ^{197}Au ($Z = 79$).

A utilidade do método dos fótons virtuais para o estudo das ressonâncias gigantes, está relacionada justamente a essas diferenças de magnitude e de forma dos espectros, que enfatizam as componentes E2 e M1 em relação à E1. Assim, apesar da seção de choque de fotoexcitação da RGE1 ser muito maior do que as seções de choque de fotoexcitação da RGE2 e RGM1, as magnitudes dos espectros N^{E2} e N^{M1} enfatizam essas componentes, que trazem uma contribuição significativa à seção de choque de eletrodesintegração.

Para testar a sensibilidade do método, simula-se uma seção de choque $\sigma_{e,n}(E_0)$, para a qual contribuem os multípolos E1, E2, M1 e compara-se à seção de choque $\sigma_{e,n}(E_0)$, com a contribuição apenas de E1. Para tanto é necessário utilizar a expressão (II.1):

$$\sigma_{e,n}(E_t) = \int_{\text{limiar}}^{E_0} \sum_{\lambda L} \sigma_{\gamma,n}^{\lambda L}(E) N^{\lambda L}(E_t, E, Z) \frac{dE}{E} \quad (\text{II.9})$$

Supondo-se a contribuição de E1, E2, M1 a expressão (II.9) se torna:

$$\sigma_{e,n}(E_t) = \int_{\text{limiar}}^{E_0} \left[\sigma_{\gamma,n}^{E1}(E) N^{E1}(E_t, E, Z) + \sigma_{\gamma,n}^{E2}(E) N^{E2}(E_t, E, Z) + \sigma_{\gamma,n}^{M1}(E) N^{M1}(E_t, E, Z) \right] \frac{dE}{E} \quad (\text{II.10})$$

onde: E_0 = energia cinética do elétron incidente.

As medidas de $\sigma_{\gamma,n}(E)$ encontradas na literatura, não distinguem as diversas multipolaridades, portanto:

$$\sigma_{\gamma,n}(E) = \sum_{\lambda L} \sigma_{\gamma,n}^{\lambda L}(E) = \sigma_{\gamma,n}^{E1}(E) + \sigma_{\gamma,n}^{E2}(E) + \sigma_{\gamma,n}^{M1}(E) \quad (\text{II.11})$$

Pode-se obter através de (II.11), $\sigma_{\gamma,n}^{E1}(E)$ em termos de $\sigma_{\gamma,n}(E)$ da literatura, assim:

$$\sigma_{\gamma,n}^{E1}(E) = \sigma_{\gamma,n}(E) - \sigma_{\gamma,n}^{E2}(E) - \sigma_{\gamma,n}^{M1}(E) \quad (\text{II.12})$$

Substituindo-se (II.12) em (II.10) tem-se:

$$\begin{aligned} \sigma_{e,n}(E_t) = & \int_{\text{limiar}}^{E_0} \sigma_{\gamma,n}(E) N^{E1}(E_t, E, Z) \frac{dE}{E} + \\ & + \int_{\text{limiar}}^{E_0} \sigma_{\gamma,n}^{E2}(E) N^{E2}(E_t, E, Z) - N^{E1}(E_t, E, Z) \frac{dE}{E} \\ & + \int_{\text{limiar}}^{E_0} \sigma_{\gamma,n}^{M1}(E) N^{M1}(E_t, E, Z) - N^{E1}(E_t, E, Z) \frac{dE}{E} \end{aligned} \quad (\text{II.13})$$

As seções de choque $\sigma_{\gamma,n}(E)$ para o ^{197}Au , foram medidas pelos laboratórios de Livermore⁽²⁷⁾ e Saclay⁽²⁸⁾, e como se pode observar na figura 10, estão em bom acordo até a região de ~ 14 MeV. A discrepância que se observa a partir desse ponto, foi explicada por E. Wolyneć et al.⁽²⁹⁾, como sendo devida a um erro no desdobramento da multiplicidade dos neu-

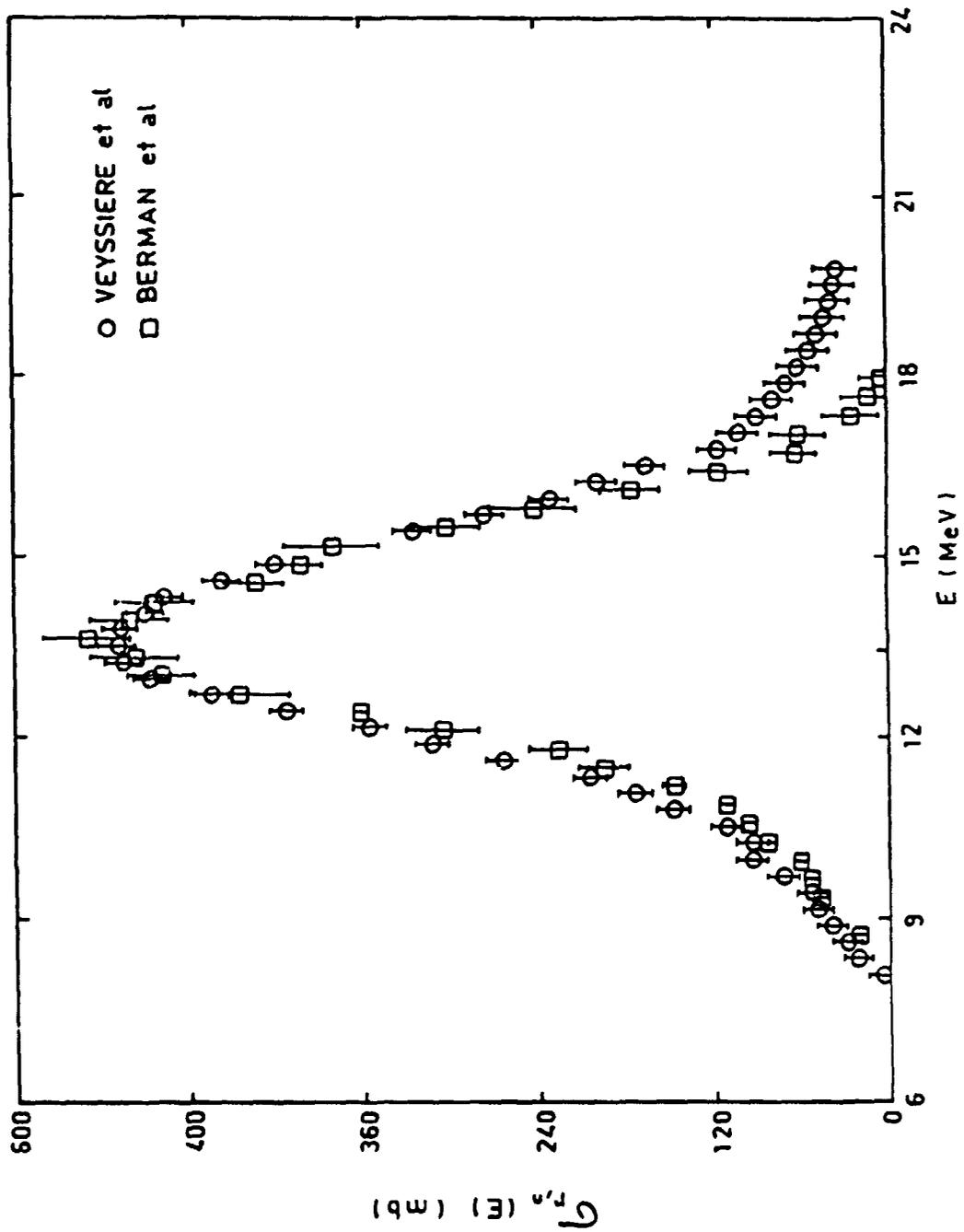


Figura 10 - Seções de choque $\sigma_{\gamma,n}(E)$ do ^{197}Au , medidas pelos laboratórios:

- - Saclay
- - Livermore

trons medidos pelo laboratório de Saclay (já que os dois laboratórios concordam quanto ao número total de neutrons medidos). Assim sendo, utilizou-se nessa simulação a seção de choque de Saclay até 14,1 MeV, por estar medida detalhadamente desde o limiar da reação ($S_n = 8,08$ MeV), ao passo que as medidas de Livermore começam apenas em 8,7 MeV. A partir de 14,1 MeV utilizou-se a seção de choque de Livermore.

A seção de choque $\sigma_{\gamma,n}^{E2}(E)$ foi simulada por uma Lorentziana em 10,8 MeV, com um pico de 6,0 mb e largura 4,0 MeV (esgotando - 100% da regra da soma E2), compatível com os resultados mostrados no item I.3.

Para simular a seção de choque $\sigma_{\gamma,n}^{M1}(E)$, utilizou-se um valor constante de 10,0 mb, entre 8,1 e 9,4 MeV, pois na eletrodesintegração não se tem sensibilidade para medir a estrutura da ressonância M1, que está fragmentada em vários níveis. No entanto, é possível representá-la por um valor médio constante (a largura utilizada é compatível com a obtida por Lone et al., item I.3).

Por outro lado, os espectros de fótons virtuais $N^{E1}(E_t, E, Z)$ e $N^{E2}(E_t, E, Z)$, foram recentemente calculados para o ^{197}Au por Onley⁽³⁰⁾, considerando-se o tamanho finito do núcleo. O espectro $N^{M1}(E_t, E, Z)$ ainda utiliza a aproximação de núcleo pontual, mas as correções do cálculo para tamanho finito, são mais significativas para os termos longitudinais (Coulombianos) e tem um efeito pequeno para os termos transversais. Como o espectro N^{M1} é transversal, espera-se que seja pouco afetado por essas correções.

A tabela 3, mostra os resultados da simulação. A razão $\sigma_{e,n}^{E1+M1}(E_0) / \sigma_{e,n}^{E1}(E_0)$ na última coluna, demonstra a grande sensibilidade do método principalmente para a componente M1,

que contribui muito para a seção de choque (e,n) na baixa energia.

Tabela 3

E_0 (MeV)	$\sigma_{e,n}^{E1+E2+M1}(E_0)$	$\sigma_{e,n}^{E1}(E_0)$	$\frac{\sigma_{e,n}^{E1+E2+M1}(E_0)}{\sigma_{e,n}^{E1}(E_0)}$	$\sigma_{e,n}^{E1+M1}(E_0)$	$\frac{\sigma_{e,n}^{E1+M1}(E_0)}{\sigma_{e,n}^{E1}(E_0)}$
10	0,081	0,0468	1,73	0,0778	1,66
11	0,173	0,114	1,52	0,165	1,45
12	0,320	0,238	1,34	0,307	1,29
13	0,555	0,450	1,23	0,536	1,19
14	0,860	0,735	1,17	0,836	1,14
15	1,180	1,032	1,14	1,146	1,11
16	1,461	1,294	1,13	1,420	1,10
17	1,678	1,492	1,12	1,629	1,09
18	1,844	1,641	1,12	1,787	1,09
19	1,981	1,760	1,13	1,915	1,09
20	2,101	1,863	1,13	2,026	1,09
21	2,208	1,955	1,13	2,125	1,09
22	2,308	2,039	1,13	2,215	1,09
23	2,401	2,117	1,13	2,299	1,09

A contribuição da componente E2 é pequena nessa faixa de energia, (~ 5% em 23 MeV), tornando-se mais significativa em energias mais altas.

C A P Í T U L O I I I

PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL UTILIZADO NA OBTENÇÃO DOS DADOS

III.1 - Introdução

Neste capítulo, descreve-se como foram obtidas as seções de choque das reações $^{197}\text{Au}(e,n)^{196}\text{Au}$ e $^{197}\text{Au}(e+\gamma,n)^{196}\text{Au}$, através de medidas da atividade do núcleo formado nas reações. Para tanto, apresenta-se o procedimento experimental utilizado nas irradiações e nas medidas de atividade residual. Finalmente, descreve-se como foram calculadas as seções de choque em termos dos parâmetros obtidos experimentalmente através desses procedimentos.

III.2 - Alvos e Irradiações

Os cinco alvos utilizados foram produzidos pelo laboratório A.D. Mackay (E.U.A.), sendo 100% puros no isótopo ^{197}Au . As espessuras, determinadas através de pesagem em balança analítica e medição de área (o que introduziu incertezas da ordem de 1% nos valores obtidos), variam tipicamente entre 1,35 e 1,75 mg/cm².

As irradiações foram feitas com o feixe de elétrons do Acelerador Linear do IFUSP, que apresenta resolução de 1% em energia. Os alvos, mantidos fixos através de um suporte, foram irradiados dentro de uma câmara de vácuo para minimizar a abertura do feixe e a produção de bremsstrahlung. Antes das irradiações centralizava-se o feixe de elétrons em relação aos

alvos, através de uma tela, recoberta com sulfeto de zinco, também fixada a um suporte contido na câmara de vácuo. A carga irradiada era coletada num copo de Faraday colocado após a câmara, digitalizada e integrada por um módulo integrador de corrente.

III.3 - Medidas da atividade do núcleo residual

O núcleo ^{196}Au , formado nas reações $^{197}\text{Au}(e,n)^{196}\text{Au}$ e $^{197}\text{Au}(e+\gamma,n)^{196}\text{Au}$, é instável aos decaimentos β^- (7%), β^+ e captura eletrônica (93%), que o levam através de cascatas de gamas, aos estados fundamentais dos núcleos $^{196}_{80}\text{Hg}$ e $^{196}_{78}\text{Pt}$, respectivamente, com uma meia-vida $T_{1/2} = (6,183 \pm 0,010)$ dias⁽³¹⁾. Além disso, possui dois estados isoméricos de meias-vidas 4,8s e 9,7h. O primeiro, não interfere nas medidas por ter meia-vida muito pequena e o segundo, por ter spin muito elevado ($J^\pi = 11/2^-$), não chegando a ser formado.

As medidas de atividade do ^{196}Au foram feitas, contando-se os gamas emitidos nas transições do nível de 356 KeV, para o estado fundamental do núcleo ^{196}Pt . Essa é a linha de maior intensidade absoluta do esquema de decaimento do ^{196}Au : $I_{\gamma 356} = (87,6 \pm 0,1)\%$ ⁽³¹⁾. Para isso, utilizou-se basicamente um detetor de gamas Ge(Li) (ORTEC), acoplado a um multicanal (Northern NS-636), funcionando em linha com um computador (PDP-11/45). Os alvos irradiados eram mantidos em geometria fixa em relação à janela do detetor, através de um suporte. Os pulsos produzidos pela detecção dos gamas emitidos pela amostra, eram amplificados e digitalizados, gerando os espectros em energia no multicanal. Terminadas as medidas, os es-

pectros eram transferidos para o computador e analisados. A figura 11, mostra a região de energia de um espectro típico, contendo o fotopico de 356 KeV.

Após as medidas, obtinha-se através de programas de computação, a área do fotopico, que é proporcional à atividade induzida na amostra no instante inicial (N_0), ou ainda, ao número de reações produzidas. Utilizando-se a lei do decaimento radioativo tem-se:

$$A_{(T_1, T_2)} = \int_{T_1}^{T_2} -k \left(\frac{dN}{dT} \right) dT = K N_0 (e^{-\lambda T_1} - e^{-\lambda T_2}) \quad (\text{III.1})$$

A expressão (III.1) fornece o valor da atividade inicial (número de reações produzidas)

$$N_0 = \frac{A_{(T_1, T_2)}}{K(e^{-\lambda T_1} - e^{-\lambda T_2})} \quad (\text{III.2})$$

Na expressão (III.2), K é uma constante de proporcionalidade entre os gamas detetados e o número total de desintegrações da amostra.

Para se determinar a ocorrência, ou não, de contaminação da linha de 356 KeV por outras meias-vidas, acompanhou-se seu decaimento durante ~ 3 meias-vidas. A curva obtida para o decaimento, é mostrada na figura 12. O valor obtido no ajuste para a constante de decaimento foi: $\lambda = (7,85 \pm 0,42) \cdot 10^{-5} \text{ m}^{-1}$ ou $T_{1/2} = (6,13 \pm 0,33)$ dias. A compatibilidade entre o valor obtido para $T_{1/2}$ e o valor $T_{1/2} = (6,183 \pm 0,010)$ dias, citado na literatura, indica a ausência de contaminação da linha,

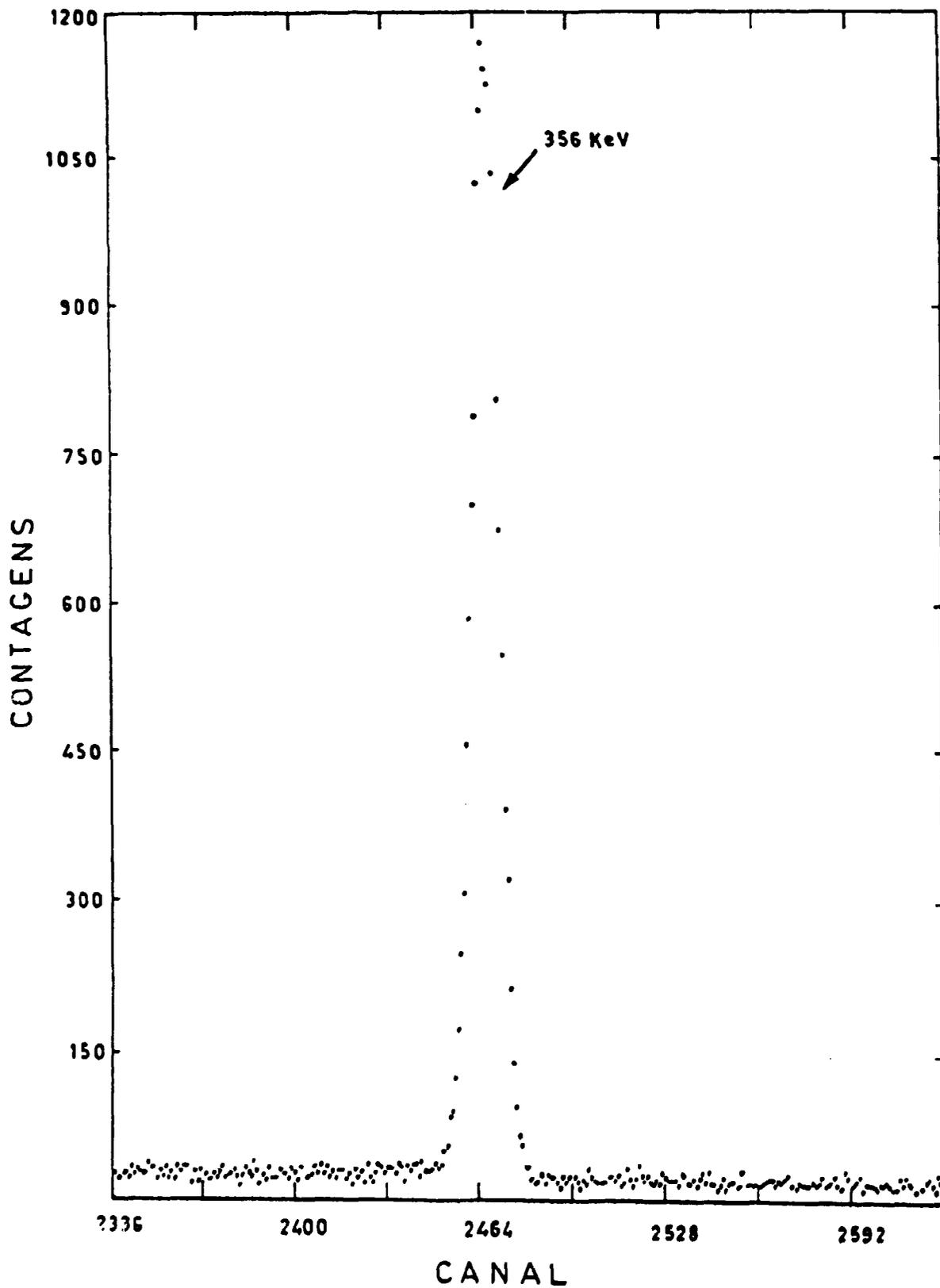


Figura 11 - Espectro típico do decaimento do ^{197}Au .

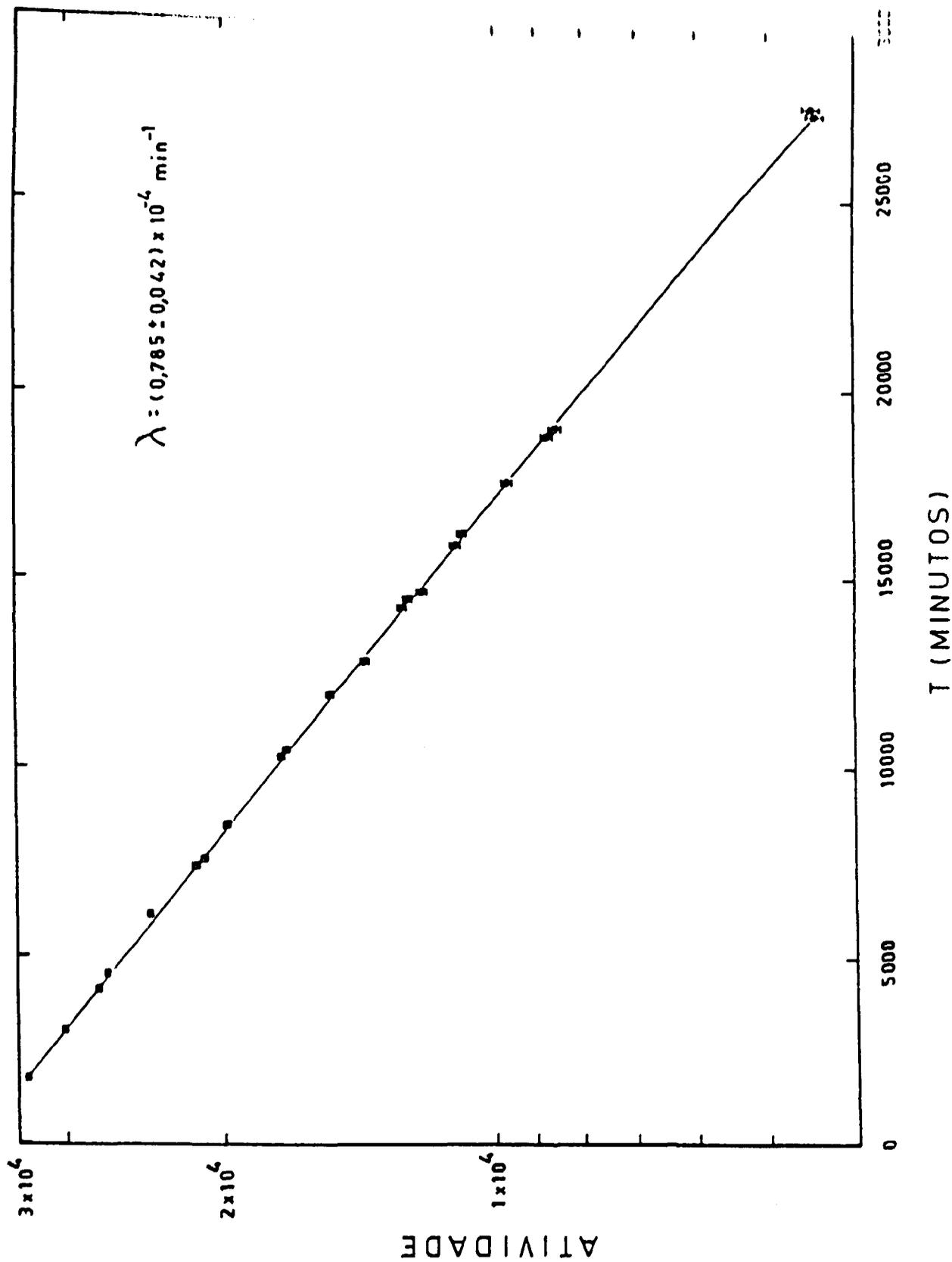


Figura 12 - Curva de decaimento do pico de 356 KeV.

garantindo a validade da expressão (III.2).

III.4 - Seção de choque da reação $^{197}\text{Au}(e,n)^{196}\text{Au}$

A reação $^{197}\text{Au}(e,n)^{196}\text{Au}$ foi estudada, utilizando-se os procedimentos descritos nos itens III.2 e III.3, entre 10,0 e 23,0 MeV, em intervalos de 1,0 MeV. A seção de choque da reação é dada por:

$$(E_0) = \frac{\text{N}^\circ \text{ de reações produzidas}}{\text{N}^\circ \text{ de elétrons incidentes} \times \text{N}^\circ \text{ átomos.cm}^{-2} \text{ da amostra}}$$

(III.3)

Como foi mostrado no item III.3, o número de reações produzidas (atividade induzida na amostra no instante inicial, N_0) está relacionado à área do fotopico de 356 KeV, através da expressão (III.2). Para se obter essa área, utilizou-se os programas ASTRIX⁽³²⁾ e IDEFIX⁽³³⁾, que ajustam pelo método dos mínimos quadrados, uma gaussiana ao pico e um polinômio do segundo grau ao fundo. Os resultados desses programas fornecem, além do valor da área e erros estatísticos associados, a posição e largura do pico e o chi-quadrado do ajuste. Para cada energia de irradiação, fez-se no mínimo três medidas de atividade para obter o valor médio de N_0 .

A constante k , que aparece na expressão (III.2), é dada pelo produto entre a eficiência do detetor na geometria de detecção (ϵ) e a intensidade absoluta da linha medida ($I_{\gamma 356}$ do ^{196}Au).

A eficiência na geometria de detecção foi determinada, utilizando-se uma fonte calibrada de ^{133}Ba (intensidade igual

ã (10,54 ± 0,51) μC em 01/04/74), cuja linha mais intensa $I_{\gamma} = (62 \pm 1)\%$ ⁽³¹⁾, tem a mesma energia que a linha proveniente do decaimento do núcleo ^{196}Au ($E_{\gamma} = 356 \text{ keV}$) ⁽³¹⁾.

O valor assim obtido para k, foi:

$$k = \epsilon \times I_{\gamma 356}^{\text{Au}} = (0,00279 \pm 0,00013) \times (0,876 \pm 0,01)$$

$$\epsilon \times I_{\gamma 356}^{\text{Au}} = (0,00244 \pm 0,00012) \quad (\text{III.4})$$

Assim, o número de reações produzidas é:

$$N_o = \frac{A(T_1, T_2)}{\epsilon \times I \times (e^{-\lambda T_1} - e^{-\lambda T_2})} = \frac{A(T_1, T_2)}{(e^{-\lambda T_1} - e^{-\lambda T_2}) \times 2,44 \times 10^{-5}} \quad (\text{III.5})$$

O número de elétrons incidentes foi obtido a partir do valor da carga integrada, que deve ser corrigido ao decaimento da amostra durante o tempo de irradiação. Assim, define-se uma carga equivalente (Q_E), que, se irradiada instantaneamente no instante final (T_F) da irradiação, produziria o mesmo efeito que a carga (Q) irradiada durante um intervalo de tempo ΔT :

$$Q_E = \frac{Q}{\Delta T} \int_0^{T_F} e^{-\lambda t} dt = \frac{Q}{\lambda \Delta T} (1 - e^{-\lambda T_F}) \quad (\text{III.6})$$

onde $\Delta T = T_F - 0 = T_F$

As irradiações de 10 à 16 MeV, tiveram duração típica de 10 horas, ao passo que de 16 à 23 MeV duraram cerca de 5 horas, mas a meia-vida do ^{196}Au é bastante grande, por

tanto as correções de carga nunca foram muito significativas.

Assim, o número de elétrons incidentes em função da carga equivalente é:

$$N_e = 6,25 \cdot 10^{12} \left(\frac{\text{elétrons}}{\mu\text{C}} \right) \times Q_E (\mu\text{C}) \quad (\text{III.7})$$

A massa molecular do ^{197}Au é $M \cong 196,967$, portanto o número de átomos por unidade de área da amostra é dado por:

$$N_{\text{át/cm}^2} = \frac{P (\text{mg/cm}^2) \times 6,022 \times 10^{23} (\text{át/mol})}{196,967 \times 10^3 (\text{mg/mol})}$$

$$N_{\text{át/cm}^2} = P \times 3,06 \times 10^{16} \frac{\text{átomos}}{\text{cm}^2} \quad (\text{III.8})$$

onde $P =$ peso da amostra em mg/cm^2

Substituindo-se (III.5), (III.7) e (III.8) na expressão (III.3), obtém-se:

$$\sigma(E_0) = \frac{A(T_1, T_2)}{(e^{-\lambda T_1} - e^{-\lambda T_2})} \times \frac{0,0214 \times 10^{-27}}{Q_E \times P} \text{ cm}^2 \quad (\text{III.9})$$

Portanto, utilizando-se $[Q_E] = \mu\text{C}$ e $[P] = \text{mg/cm}^2$, obtém-se o valor da seção de choque absoluta em milibarn:

$$\sigma(E_0) = \frac{0,0214}{Q_E \times P} \times \frac{A(T_1, T_2)}{(e^{-\lambda T_1} - e^{-\lambda T_2})} (\text{mb}) \quad (\text{III.10})$$

A incerteza introduzida na seção de choque pelo produto da eficiência na geometria de detecção (ϵ) e a intensidade da linha ($I_{\gamma 356}$), afeta o conjunto de dados sistematicamente, introduzindo um erro de 4,9% no valor absoluto.

III.5 - Taxa de produção da reação $^{197}\text{Au}(e+\gamma,n)^{196}\text{Au}$

A reação $^{197}\text{Au}(e+\gamma,n)^{196}\text{Au}$ foi estudada através de 6 irradiações na energia de 23,0 MeV, colocando-se antes do alvo, um radiador de cobre natural ($0,717\text{g/cm}^2$ de espessura) para produzir o bremsstrahlung. Nessas condições a taxa de produção medida, $Y_{e+br,n}(E_0)$, inclui, além da taxa de bremsstrahlung, a contribuição dos elétrons. Assim:

$$Y_{e+br,n}(E_0) = \sigma_{e,n}(E_0 - \Delta r) + Y_{br,n}(E_0 - \Delta r/2) \quad (\text{III.11})$$

Essas medidas foram realizadas para se obter a taxa de produção de bremsstrahlung, que permite estabelecer a eventual ocorrência de diferenças em escala absoluta, entre nossas medidas e as de outros laboratórios, que serão utilizadas na análise dos dados (será visto no capítulo IV). A partir da expressão (III.11) obtém-se:

$$Y_{br,n}(E_0 - \Delta r/2) = Y_{e+br,n}(E_0) - \sigma_{e,n}(E_0 - \Delta r) \quad (\text{III.12})$$

onde, Δr = perda média de energia por colisão e radiação, sofrida pelos elétrons ao atravessarem o radiador. Essa correção para a perda de energia no radiador, na qual se considera, que todos os elétrons perdem em média a mesma quantidade

de energia (Δr), é válida para a região onde ocorre pouca variação nos valores da taxa de bremsstrahlung, ou seja, para energias do elétron alguns MeV acima do pico da RGE1. Foi por esse motivo, e também, porque as medidas de eletrodesintegração terminam em 23,0 MeV, que todas as irradiações foram feitas nessa energia. O valor da correção para a perda de energia no radiador, foi obtido através da interpolação de valores tabelados na literatura (34). Convém ressaltar, que a perda de energia nos alvos é desprezível, por serem muito finos (espessuras entre 1,35 e 1,75 mg/cm²).

A colocação do radiador na frente do alvo, provoca a abertura do feixe, que deixa de ser integralmente coletado no copo de Faraday. Portanto, nessas irradiações colocou-se antes da entrada da câmara de vácuo, um monitor de emissão secundária (S.E.M.), cuja eficiência em relação ao copo de Faraday, era determinada antes do início e após o término das irradiações. À exceção desse detalhe, o procedimento experimental utilizado na obtenção da seção de choque, foi o mesmo descrito nos itens anteriores.

C A P Í T U L O I VANÁLISE DOS DADOS EXPERIMENTAIS E CONCLUSÕESIV.1 - Introdução

Neste capítulo, apresentam-se os resultados obtidos, através da análise dos dados pela técnica dos fótons virtuais e além disso, as conclusões do trabalho.

IV.2 - Análise dos dados experimentais

Os dados obtidos experimentalmente foram analisados pelo método dos fótons virtuais, que relaciona a seção de choque de eletrodesintegração, com as correspondentes seções de choque fotonucleares através dos espectros de fótons virtuais (já discutido no capítulo II). Essa análise foi feita supondo-se a contribuição dos multipolos E1, E2 e M1 para a seção de choque da reação $^{197}\text{Au}(e,n)^{196}\text{Au}$. Como foi visto anteriormente, a eletrodesintegração é dominada por baixos momentos transferidos ao núcleo, portanto a excitação de transições de multipolaridade $L \geq 3$, é muito desfavorecida em relação à de multipolaridades mais baixas. Ainda que os multipolos $L \geq 3$, sejam muito enfatizados pelos respectivos espectros de fótons virtuais, sua seção de choque de fotoexcitação é muito pequena, fazendo com que sua contribuição à seção de choque de eletrodesintegração seja desprezível para energias do elétron inferiores a 40 MeV^(24,25). Pela mesma razão, os multipolos E0 e M2 podem ser excluídos da análise. A RGE2

isovetorial observada na energia de 23 MeV⁽³⁵⁾ no núcleo ^{197}Au , deve decair predominantemente através do canal de emissão de dois neutrons, que se abre em 14,8 MeV (a seção de choque $\sigma_{\gamma,n}$ do ^{197}Au é compatível com zero em 18,0 MeV), portanto não foi incluída na análise.

As análises foram feitas através do programa FITUDO⁽³⁶⁾, que faz uma regressão linear, determinando pelo método dos mínimos quadrados, os coeficientes k_2 e k_3 que melhor ajustam a expressão:

$$\begin{aligned} \sigma_{e,n}^{\text{exp}}(E_t) = k_1 & \int_{\text{limiar}}^{E_0} \sigma_{\gamma,n}(E) N^{E1}(E_t, E, Z) \frac{dE}{E} + \\ & + k_2 \int_{\text{limiar}}^{E_0} \sigma_{\gamma,n}(E) [N^{E2}(E_t, E, Z) - N^{E1}(E_t, E, Z)] \frac{dE}{E} \\ & + k_3 \int_{\text{limiar}}^{E_0} \sigma^{M1}(E) [N^{M1}(E_t, E, Z) - N^{E1}(E_t, E, Z)] \frac{dE}{E} \end{aligned} \quad (\text{IV.1})$$

Simulou-se a seção de choque $\sigma_{\gamma,n}^{E2}(E)$, através de uma Lorentziana em 10,8 MeV, com 6,0 mb no pico e 4,0 MeV de largura (compatível com os valores da tabela 2, capítulo I), que esgota - 100% da respectiva regra da soma ponderada em energia⁽²⁴⁾:

$$\int \frac{\sigma_{\gamma,n}^{E2}(E) dE}{E^2} = 0,22 Z^2 A^{-1/3} \frac{\mu\text{b}}{\text{MeV}} = 235,97 \frac{\mu\text{b}}{\text{MeV}} \quad (\text{IV.2})$$

Portanto, o coeficiente k_2 na expressão (IV.1) , fornece a intensidade da RGE2. Por outro lado, a seção de choque $\sigma_{\gamma,n}^{M1}(E)$, foi representada por um valor médio constante de 1,0 mb (a eletrodesintegração não é sensível nem à distribuição e nem à forma da RGMI), entre 8,1 e 9,4 MeV, compatível com a largura obtida para a RGMI por Lone et al. (19). Assim , o coeficiente k_3 fornece o valor da seção de choque $\sigma_{\gamma,n}^{M1}(E)$, nesse intervalo de energia.

A constante k_4 foi determinada, comparando-se o valor obtido experimentalmente para o yield de bremsstrahlung (capítulo III), com o valor calculado por:

$$Y_{br,n}(E_0 - \Delta r/2) = N_r \int_{\text{limiar}}^{E_0 - \Delta r/2} \sigma_{\gamma,n}(E) k(E_0 - \Delta r/2, E, Z) \frac{dE}{E} \quad (\text{IV.3})$$

onde: N_r = número de átomos $\cdot \text{cm}^{-2}$ do radiador

Z = número atômico do radiador

$k(E_0 - \Delta r/2, E, Z)$ = seção de choque de bremsstrahlung

Como foi visto no item II.4, na literatura encontram-se duas medidas para a seção de choque $\sigma_{\gamma,n}(E)$ do ^{197}Au , que são discrepantes após o pico da RGE1, devido à erro do laboratório de Saclay na separação da multiplicidade de neutrons. Assim, as análises foram feitas utilizando-se separadamente as duas seções de choque. No entanto, já que antes do pico da RGE1, as duas medidas estão em bom acordo e além disso, as do laboratório de Saclay são mais detalhadas que as de Livermore, começando desde o limiar da reação ($S_n = 8,1$ MeV), utilizou-se também, uma combinação de ambas (com os valores de Saclay até 14,1 MeV e a partir daí, os valores de Livermore).

Desse modo, foram obtidos três valores para a constante k_1 , dependendo da seção de choque $\sigma_{\gamma,n}(E)$ utilizada na expressão (IV.3). Como já foi dito, essa constante k_1 , representa um fator de normalização, entre nossas medidas e as dos outros laboratórios e reflete uma diferença de valor em escala absoluta.

A seção de choque $\sigma_{e,n}(E_0)$ do ^{197}Au foi medida anteriormente, através da detecção direta dos neutrons emitidos⁽³⁷⁾. Essas medidas foram também utilizadas na análise, tendo sido normalizadas em relação a nossos valores experimentais, através da constante de normalização $R = (0,94 \pm 0,05)$, determinada a partir da comparação entre os valores dos dois conjuntos de dados nas energias: 10, 11, 12, 13 e 14 MeV.

Os valores obtidos experimentalmente para $\sigma_{e,n}(E_0)$, $Y_{br,n}(E-\Delta r/2)$ e os fatores de normalização k_1 , são mostrados nas tabelas A1, A2 e A3 do apêndice A.

IV.3 - Resultados obtidos na análise e discussão

As análises foram feitas fixando-se o valor da constante k_1 , obtida através da comparação de $\bar{Y}_{br,n}$ experimental, com $Y_{br,n}$ calculado pela expressão (IV.3) e deixando livres as constantes k_2 e k_3 . Como era de se esperar, o melhor ajuste é obtido, utilizando-se a seção de choque $\sigma_{\gamma,n}$ com os valores de Saclay até 14,1 MeV e a partir dessa energia, os valores de Livermore. Os valores obtidos para k_2 , k_3 e o chi-quadrado reduzido são mostrados na tabela 4, e o ajuste é mostrado na figura 13.

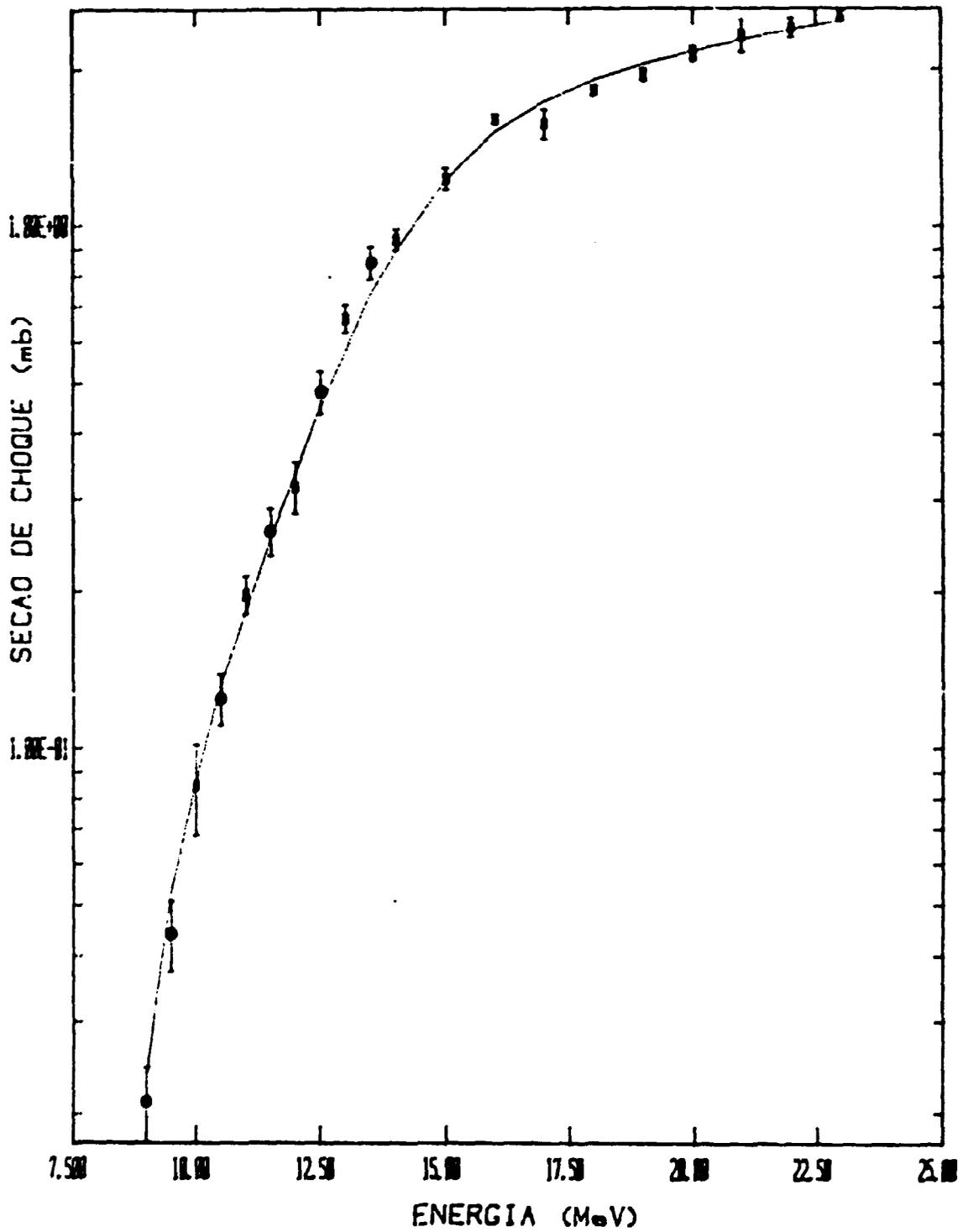


Figura 13 - Ajuste com os valores da tabela 4

$$E1 = 1.04$$

$$E2 = (0,61 \pm 0,64)$$

$$M1 = (11,6 \pm 2,0)$$

□ - Medidas por atividade residual

● - Medidas por detecção direta de neutrons

TABELA 4

$k_1 = 1,04$ (Saclay + Livermore)		
k_2	k_3	χ^2
$(0,61 \pm 0,64)$	$(11,6 \pm 2,0)$	1,85

Pode-se observar, que a intensidade obtida para a componente E2 (dada pela constante k_2) é indeterminada: $k_2 = 0,61 \pm 0,64$. Isso ocorre, porque a contribuição dessa componente para a seção de choque $\sigma_{e,n}(E_0)$ é menor que a da componente M1, como pode ser visto na simulação feita no item II.4.

Com o objetivo de mostrar que a existência da componente M1 não depende da seção de choque $\sigma_{\gamma,n}$ escolhida para a análise, apresentam-se abaixo os resultados obtidos usando-se os três conjuntos de dados para $\sigma_{\gamma,n}$: Saclay, Livermore e Saclay + Livermore. Como o E2 resulta indeterminado, porém, ainda assim, compatível com a sistemática existente para núcleos pesados (a intensidade da RGE2 isoescalar esgota - 100% da regra da soma ponderada em energia), fixou-se $k_2 = 1,00$. Os resultados são apresentados nas tabelas 5, 6 e 7. Utilizou-se em cada caso, não só o melhor valor de k_1 como, também, seus extremos. Pode-se observar dessas tabelas, que usando-se todos os conjuntos possíveis de dados fotonucleares e das constantes k_1 , o valor de k_3 fica contido entre $(8,6 \pm 0,9)$ e $(15,3 \pm 0,9)$, compatível ainda, mesmo nesses casos extremos, com o valor determinado pelo melhor ajuste que é: $(11,6 \pm 2,0)$ (vide tabela 4). Convém ressaltar, que os χ^2 obtidos na tabe-

TABELA 5

(Saclay + Livermore)						
$k_1 = 1,04 \pm 0,03$						
k_1	1,01		1,04		1,07	
k_2	k_3	x^2	k_3	x^2	k_3	x^2
1,00	$(12,5 \pm 0,9)$	1,60	$(10,5 \pm 0,9)$	1,58	$(8,6 \pm 0,9)$	1,77

TABELA 6

(Livermore)						
$k_1 = 1,13 \pm 0,03$						
k_1	1,10		1,13		1,16	
k_2	k_3	x^2	k_3	x^2	k_3	x^2
1,00	$(15,3 \pm 0,9)$	2,22	$(13,5 \pm 0,9)$	2,50	$(11,8 \pm 0,9)$	2,96

TABELA 7

(Saclay)						
$k_1 = 0,99 \pm 0,03$						
k_1	0,96		0,99		1,02	
k_2	k_3	x^2	k_3	x^2	k_3	x^2
1,00	$(14,4 \pm 0,9)$	2,14	$(12,4 \pm 0,9)$	2,05	$(10,4 \pm 0,9)$	2,18

la 5 são menores do que o obtido na tabela 4, embora ambos os ajustes utilizem o mesmo conjunto de dados fotonucleares, pois na tabela 5, fixou-se o valor de k_2 , o que diminui a incerteza do ajuste.

A seção de choque de fotoabsorção está relacionada à $B(M1, E)$ através de ⁽²⁵⁾:

$$\int \sigma_Y^{M1}(E) dE = 4,4478 \times 10^{-2} \times E \times \left[\frac{B(M1, E)}{\nu_0^2} \right] \quad (IV.4)$$

Portanto, utilizando-se o valor $(11,6 \pm 2,0)$, para $\sigma_Y^{M1}(E)$ entre 8,1 e 9,4 MeV e $E = 8,8$ MeV, obtêm-se: $B(M1) \dagger = (39 \pm 7) \nu_0^2$, ou ainda: $\Gamma \approx 103$ eV, já que a largura radiativa relaciona-se à $B(M1)$ através de ⁽²⁵⁾:

$$\left[\frac{B(M1)}{\nu_0^2} \right] = \frac{86,4}{[E(\text{MeV})]^3} \frac{2J_F+1}{2J_I+1} \Gamma(\text{eV}) \quad (IV.5)$$

Na expressão (IV.5) o fator $(2J_F+1)/(2J_I+1) = 3$, considerando-se uma transição $0^+ \rightarrow 1^+$.

Para se fazer uma comparação do valor obtido para $B(M1)$ no ¹⁹⁷Au, com a sistemática existente para outros núcleos pesados, mostram-se alguns resultados na tabela 8.

No caso do ²⁰⁶Pb, o M1 observado encontra-se completamente abaixo do limiar de emissão de um neutron. Portanto, o fato de ter sido obtida intensidade nula para o ²⁰⁹Bi, significa que o M1 deve estar localizado abaixo do limiar. No caso do ¹⁸¹Ta é possível, que parte dessa intensidade também esteja abaixo do limiar.



TABELA 8

Núcleo	B(M1) (μ_0^2)	Método experimental	Ref.
$^{206}_{\text{Pb}}$	19 ± 2	espalhamento de fótons polarizados	40
$^{208}_{\text{Pb}}$	$26,7 \pm 4,0$	eletrodesintegração (e,n)	41
$^{181}_{\text{Ta}}$	$12,8 \pm 4,8$	eletrodesintegração (e,n)	41
$^{209}_{\text{Bi}}$	zero	eletrodesintegração (e,n)	41
$^{197}_{\text{Au}}$	39 ± 7	eletrodesintegração (e,n)	Este trabalho

O resultado por nós obtido para o $^{197}_{\text{Au}}$, $B(M1) = (39 \pm 7) \mu_0^2$, $\Gamma \approx 103$ eV, é compatível não apenas com as estimativas teóricas ($20 \leq B(M1) \leq 50 \mu_0^2$), como também, com o resultado experimental de Lone et al. ^(13,19) ($\Gamma \approx 144$ eV), já que os autores observam parte da intensidade M1 abaixo do limiar de emissão de um neutron.

IV.4 - Conclusões

Pode-se concluir da análise dos dados experimentais da eletrodesintegração do $^{197}_{\text{Au}}$, que existe uma intensidade M1 na região do limiar (γ, n) correspondendo à $(39 \pm 7 \mu_0^2)$. Esse valor de B(M1) é um limite inferior, visto que parte dessa intensidade poderia estar abaixo do limiar (γ, n), decaindo por emissão γ .

Os dados experimentais são ainda compatíveis com uma intensidade E2 isoescalar da ordem de uma regra da soma ponderada em energia. No entanto, o valor preciso dessa intensidade não ficou determinado visto que, depois do dipolo elétrico, o dipolo magnético contribui de forma dominante para a seção de choque de eletrodesintegração, na região de energia estudada no presente trabalho.

O valor de $B(M1) \uparrow$ obtido é compatível com estimativas teóricas e resultados experimentais existentes para o ^{197}Au e outros núcleos pesados.

IV.5 - Sugestões para trabalhos futuros

Cálculos teóricos mais precisos para o $B(M1) \uparrow$ no ^{197}Au , seriam certamente bem vindos. Do ponto de vista experimental, seria interessante estender as medidas até 60 MeV, o que permitiria a determinação do E2 isoescalar, visto que a partir de 20 MeV essa componente contribui com uma fração cada vez maior para a seção de choque de eletrodesintegração, enquanto que a contribuição do M1 permanece praticamente constante. Essas medidas seriam possíveis no Laboratório do Acelerador Linear, já que, atualmente, a energia do feixe atinge ~ 60 MeV, enquanto que por ocasião da realização deste trabalho, a energia máxima era de ~ 30 MeV.

A P Ê N D I C E A

VALORES EXPERIMENTAIS OBTIDOS PARA AS SEÇÕES DE CHOQUE DAS REAÇÕES $^{197}\text{Au}(e,n)^{196}\text{Au}$ e $^{197}\text{Au}(e+\gamma,n)^{196}\text{Au}$

Os valores experimentais obtidos para a seção de choque $\sigma_{e,n}(E_0)$, são mostrados na tabela A1. Como para algumas energias foram feitas várias medidas, os valores tabelados correspondem à média dessas medidas. As barras de erro incluem o desvio padrão da média⁽³⁸⁾ e a propagação do erro introduzido pela resolução de 1% em energia. Na primeira coluna, mostra-se o número de medidas efetuadas

TABELA A1

Nº de medidas	Energia (MeV)	$\sigma_{e,n}(E_0)$ mb
1	10,0	(0,0847 ± 0,0167)
1	11,0	(0,197 ± 0,017)
1	12,0	(0,316 ± 0,036)
2	13,0	(0,665 ± 0,041)
1	14,0	(0,941 ± 0,043)
2	15,0	(1,229 ± 0,060)
3	16,0	(1,602 ± 0,035)
2	17,0	(1,570 ± 1,106)
1	18,0	(1,820 ± 0,042)
2	19,0	(1,951 ± 0,057)
4	20,0	(2,140 ± 0,074)
2	21,0	(2,322 ± 0,173)
3	22,0	(2,393 ± 0,099)
3	23,0	(2,535 ± 0,075)

Os valores experimentais obtidos para $Y_{br,n}(E_0 - \Delta r/2)$, através de 6 irradiações em 23,0 MeV, são mostrados na tabela A2. Os valores de energia foram corrigidos devido à perda de energia no radiador (discutido no item III.5).

TABELA A2

$(E_0 - \Delta r/2)$ MeV	$Y_{br,n}(E_0 - \Delta r/2)$ mb
22,0	$(9,161 \pm 0,232)$
22,0	$(9,225 \pm 0,480)$
22,0	$(8,993 \pm 0,160)$
22,0	$(9,259 \pm 0,430)$
22,0	$(9,268 \pm 0,148)$
22,0	$(9,795 \pm 0,119)$

Para se calcular o fator de normalização k_1 (discutido no item IV.2), utilizou-se a média ponderada nos erros⁽³⁸⁾ dos valores da tabela A2: $\bar{Y}_{br,n}(E_0 - \Delta r/2) = (9,400 \pm 0,074)$ mb. Na tabela A3, mostram-se os valores obtidos para k_1 , através da razão entre $\bar{Y}_{br,n}$ experimental e $Y_{br,n}$ calculado pela expressão (IV.3), usando-se a seção de choque de bremsstrahlung calculada por Davies, Bethe e Maximon⁽³⁹⁾ e as seções de choque $\sigma_{\gamma,n}(E)$ de Saclay, Livermore e Saclay+Livermore (discutido no item IV.2).

TABELA A3

$\bar{y}_{br,n}^{exp}(E_0 - \Delta r/2)$	$\frac{\bar{y}_{br,n}^{exp}}{y_{br,n}^{calc}(Saclay)}$	$\frac{\bar{y}_{br,n}^{exp}}{y_{br,n}^{calc}(Liv.)}$	$\frac{\bar{y}_{br,n}^{exp}}{y_{br,n}^{calc}(S+L)}$
$(9,400 \pm 0,074)$	$(0,99 \pm 0,03)$	$(1,13 \pm 0,03)$	$(1,04 \pm 0,03)$

REFERÊNCIAS

- 1) F.E. Bertrand, Nucl. Phys. A354(1981), 129c - 156c.
- 2) F. Cannata, H. Überall, Giant Resonance Phenomena in Intermediate Energy Nuclear Physics, Springer Tracts in Modern Physics, 89(1980).
- 3) A. Van der Woude, Progr. Part. Nucl. Phys. (1986), a ser pu
blicado.
- 4) H. Überall, Elastic Electron Scattering from Complex Nuclei, Part B, Academic Press (1971).
- 5) G.C. Baldwin, G.S. Klaiber, Phys. Rev. 71(1947).
- 6) M. Goldhaber, E. Teller, Phys. Rev. 74(1948).
- 7) H. Steinwedel, J.H.D. Jensen, Z. Naturforsch, A5, 413(1950).
- 8) A. Bohr, B.R. Mottelson, Nuclear Structure, vol. II, Advanced Book Program, W.A. Benjamin (1975).
- 9) B.L. Berman, S.C. Fultz, Rev. Mod. Phys. 47(1975), 713.
- 10) F.E. Bertrand, Ann. Rev. Nucl. Sci., 26(1976), 457.
- 11) S. Penner, Nuclear Structure Physics, Proc. of the 18th Scottish Universities Summer School in Physics, Ed.: S.J. Hall, J.M. Irvine (1977), 269.
- 12) G.R. Satchler, Elementary Modes of Excitation in Nuclei , Proc. of the International School of Physics (course LXIX), Ed.: A. Bohr, R.A. Broglia (1977), 271.
- 13) L.W. Fagg, Rev. Mod. Phys., 47(1975), 683.
- 14) A. Richter, Prog. Part. Nucl. Phys., 13(1984), 1-62.

- 15) D.J. Horen, Proc. of the Giant Multipole Resonance Topical Conference, Oak Ridge, U.S.A., Ed.: F.E. Bertrand (1980) , 299.
- 16) S.S. Hanna, págs. 1-31 da Ref. (15).
- 17) E. Wolyneç, Excitações M1 nos Núcleos, Pre-print IFUSP/P-410 , junho/1983.
- 18) R.S. Hicks, R.L. Huffman, R.A. Lindgren, B. Parker , G.A. Peterson, S. Raman and C.P. Sargent, Phys. Rev. C26(1982), 920.
- 19) M.A. Lone, Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy, Ed.: R. E. Chrien, W.R. Kane, (1978).
- 20) F.R. Buskirk, H.D. Gräf, R. Pitthan, H. Theissen, O. Titze and Th. Walcher, Proc. of the International Conference on Photonuclear Reactions, Ed.: B.L. Berman (1973), 703.
- 21) Pág. 477 da ref. (3).
- 22) E. Wolyneç, Electrodisintegration Experiments and Virtual Theory, Pre-print IFUSP/P-271, maio/1981.
- 23) W.C. Barber, Ann. Rev. Nucl. Sci., 12(1962), 1-42.
- 24) E. Hayward, págs. 275-298 da ref. (15).
- 25) E. Wolyneç, Espalhamento de Elétrons pelos Núcleos, Curso de Pós-Graduação, IFUSP(1985).
- 26) F. Zamani-Noor, D.S. Onley, Phys. Rev. C33(1986), 1354.
- 27) S.C. Fultz, R.L. Bramblett, J.T. Caldwell and N.A. Kerr , Phys. Rev. 127(1962), 1273.

- 28) A. Veyssière, H. Beil, R. Bergère, P. Carlos and A. Leprê te, Nucl. Phys. A159(1970), 561.
- 29) E. Woly nec, V.A. Serrão, P. Gouffon, Y. Miyao and M.N. Mar tins, submetido ao Journal Phys. G: Nucl. Phys.
- 30) D.S. Onley, comunicação particular.
- 31) Table of Isotopes, 7th edition, Ed.: C.M. Lederer and V. S. Shirley, John Wiley and Sons, Inc., (1978).
- 32) Programa ASTRIX, implementado por V.R. Vanin.
- 33) Programa IDEFIX, implementado por P. Gouffon.
- 34) L. Pages, E. Bertel, H. Joffre and L. Sklavenitis, Atomic Data 4(1972), 1-127.
- 35) R. Pitthan, F.R. Buskirk, E.B. Dally, J.N. Dyer and X.K. Murayama, Phys. Rev. Lett. 33(1974), 849-852.
- 36) Programa FITUDO, implementado por P. Gouffon.
- 37) P. Gouffon, Dissertação de Mestrado apresentado no IFUSP (1979).
- 38) O.A.M. Helene e V.R. Vanin, Tratamento Estatístico de da- dos em Física Experimental, Edgard Blücher Ltda, 1981.
- 39) H. Davies, H.A. Bethe, L. Maximon, Phys. Rev. 93(1954), 788.
- 40) R.M. Laszewski, P. Rullhusen, S.D. Hobit, S.F. Lebrum , Phys. Rev. Lett. 54(1985), 530.
- 41) M.I.C. Cataldi, Dissertação de Mestrado, submetida ao IFUSP (Novembro/86).