UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

SBI-IFUSP

ELETRODESINTEGRAÇÃO DO ^{232}Th

Francisco Antonio Beyerle Coutinho
Elis Wolynec

Leda Maria Lunardi

Dissertação de Mestrado
apresentada no Institu
to de Física-USP, sob a
orientação da Profa. Dra.
Elisa Wolynec.

São Paulo/1979

*Este trabalho foi realizado
com o apoio financeiro da
FAPESP e CNPq.*

R E S U M O

Apresentamos nesse trabalho as medi-
das de seção de choque absoluta de eletrodesintegração e da
taxa de produção da fotodesintegração para a reação $^{232}\text{Th}(e,n)$
 ^{231}Th .

A análise dos resultados de eletro-
desintegração foi realizada pelo método dos fótons virtuais
com a finalidade de determinar as multipolaridades das transi-
ções nucleares envolvidas nessa reação.

As medidas foram realizadas no Labo-
ratório do Acelerador Linear do Instituto de Física da USP,
tendo se estendido de 7,5 a 26 MeV no caso das medidas de ele-
trodesintegração e de 20 a 25 MeV no caso das de fotodesinte-
gração. Essas medidas foram feitas para testar a compatibili-
dade de nossas medidas com as realizadas com o uso de fótons
monocromáticos, utilizadas na análise dos resultados de ele-
trodesintegração.

Mostramos que a eletrodesintegração
por emissão de um neutron no tório se processa exclusivamente
através de transições de dipolo elétrico. Nossos dados ex-
cluem uma contribuição das transições de quadrupolo elétrico
maior do que 0,7% da intensidade das transições de dipolo elé-
trico.

A nossa sugestão sobre o decaimento
da ressonância isoescalar de quadrupolo elétrico é que este
deve se processar preferencialmente pelo canal de fissão, com
portamento similar ao do ^{238}U .

A B S T R A C T

The results of the absolute electrodisintegration cross section as well the photodesintegration yield of the reaction $^{232}\text{Th}(e,n)^{231}\text{Th}$ are reported.

We used the virtual photon formalism in the analysis of the electrodisintegration data in order to establish the multipolarities of the nuclear transitions involved in the reaction.

The measurements have been performed using the electron beam of the Linear Accelerator of the IFUSP, ranging from 7,5 to 26 MeV for the electrodisintegration and from 20 to 25 MeV for the photodisintegration data. The photodisintegration yield has been measured to check the agreement between our data and those obtained with monochromatic photons, which are used in the analysis of the electrodisintegration data.

We show that electrodisintegration by one neutron emission in thorium can be explained by a E1 process. Our data set up an upper limit to the E2 contribution of 0,7% of the E1 strenght.

We suggest that the isoscalar giant electric quadrupole ressonance (GQR) decays dominatly through the fission channel, as in the ^{238}U case.

Í N D I C E

	Pág.
CAPÍTULO I - RESSONÂNCIAS GIGANTES	1
I.1. INTRODUÇÃO	1
I.2. RESSONÂNCIAS GIGANTES	1
I.3. RESSONÂNCIAS GIGANTES DE DIPOLO E QUADRUPOLO ELÉTRICOS	1
I.4. REGRAS DA SOMA	13
I.4.a. REGRA DA SOMA DE DIPOLO ELÉTRICO (RSE1)	15
I.4.b. REGRA DA SOMA DE QUADRU POLO ELÉTRICO	18
I.5. MODOS DE DECAIMENTO DA RGE2	21
CAPÍTULO II - MÉTODO DOS FÓTONS VIRTUAIS	24
II.1. INTRODUÇÃO	24
II.2. RELAÇÃO ENTRE FOTO E ELETROEXCITAÇÃO	24
II.3. EXPRESSÕES ANALÍTICAS PARA O ESPEC TRO DE FÓTONS VIRTUAIS	28
II.4. REG2 EM MEDIDA DE ELETRODESINTEGRAÇÃO ...	31
II.5. ESTUDO DAS RG COM O TÓRIO	35
II.6. SIMULAÇÃO DA RGE2	37
CAPÍTULO III - TÉCNICAS EXPERIMENTAIS E ANÁLISE DE MEDIDAS	41
III.1. INTRODUÇÃO	41
III.2. IRRADIAÇÃO NO ACELERADOR LINEAR	41
III.3. MEDIDA DA ATIVIDADE RESIDUAL	44
III.4. DETETOR DE GAMAS DE BAIXA ENERGIA, ELETRÔNICA, GEOMETRIA E BLINDAGEM	47
III.5. CALIBRAÇÃO DA EFICIÊNCIA DO DETETOR DE RAIOS X	48

Í N D I C E

	Pág.
CAPÍTULO I - RESSONÂNCIAS GIGANTES	1
I.1. INTRODUÇÃO	1
I.2. RESSONÂNCIAS GIGANTES	1
I.3. RESSONÂNCIAS GIGANTES DE DIPOLO E QUADRUPOLO ELÉTRICOS	1
I.4. REGRAS DA SOMA	13
I.4.a. REGRA DA SOMA DE DIPOLO ELÉTRICO (RSE1)	15
I.4.b. REGRA DA SOMA DE QUADRU POLO ELÉTRICO	18
I.5. MODOS DE DECAIMENTO DA RGE2	21
CAPÍTULO II - MÉTODO DOS FÓTONS VIRTUAIS	24
II.1. INTRODUÇÃO	24
II.2. RELAÇÃO ENTRE FOTO E ELETROEXCITAÇÃO	24
II.3. EXPRESSÕES ANALÍTICAS PARA O ESPEC TRO DE FÓTONS VIRTUAIS	28
II.4. REG2 EM MEDIDA DE ELETRODESINTEGRAÇÃO ...	31
II.5. ESTUDO DAS RG COM O TÓRIO	35
II.6. SIMULAÇÃO DA RGE2	37
CAPÍTULO III - TÉCNICAS EXPERIMENTAIS E ANÁLISE DE MEDIDAS	41
III.1. INTRODUÇÃO	41
III.2. IRRADIAÇÃO NO ACELERADOR LINEAR	41
III.3. MEDIDA DA ATIVIDADE RESIDUAL	44
III.4. DETETOR DE GAMAS DE BAIXA ENERGIA, ELETRÔNICA, GEOMETRIA E BLINDAGEM	47
III.5. CALIBRAÇÃO DA EFICIÊNCIA DO DETETOR DE RAIOS X	48

	Pág.
III.6. ANÁLISE DAS MEDIDAS DE ELETRODESINTE GRAÇÃO	53
III.7. MEDIDA DE FOTODESINTEGRAÇÃO E ANÁLISE ...	57
III.8. OBSERVAÇÕES SOBRE AS INCERTEZAS	60
CAPÍTULO IV - ANÁLISE DOS RESULTADOS OBTIDOS E CONCLUSÕES	61
IV.1. INTRODUÇÃO	61
IV.2. RESULTADOS EXPERIMENTAIS	61
IV.3. ANÁLISE DOS RESULTADOS	61
IV.4. CONCLUSÕES	64
APÊNDICE A	66
A.1. PREPARAÇÃO DOS ALVOS	66
A.2. DETERMINAÇÃO DA MASSA DOS ALVOS	67
A.3. DETETOR DE BARREIRA DE SUPERFÍCIE, ELETRÔNICA, GEOMETRIA E BLINDAGEM	71
A.4. DETERMINAÇÃO DA EFICIÊNCIA DO SIS TEMA DETETOR ALFA	73
BIBLIOGRAFIA	75

INTRODUÇÃO

O estudo experimental da fotoabsorção nuclear revela um comportamento sistemático de todos os núcleos que aparece como uma banda de absorção larga denominada ressonância gigante de dipolo elétrico (RGE1).

O modo de decaimento da RGE1 foi exaustivamente verificado por reações nucleares e se processa principalmente por emissão de um ou mais neutrons nos núcleos médios e pesados.

Outra ressonância observada é a ressonância isoescalar de quadrupolo elétrico (RGE2), que também se apresenta como um comportamento sistemático. A observação da RGE2 foi feita inicialmente em experiências de espalhamento inelástico de elétrons e projéteis nucleares. Estas medidas fornecem apenas a intensidade da componente de quadrupolo elétrico, que é absorvida pelo núcleo, não dando informação sobre os modos de decaimento desta ressonância.

No nosso estudo, medimos a seção de choque de eletrodesintegração para um determinado canal de decaimento , analisando o resultado pelo método dos fótons virtuais. Apesar de não obtermos informação sobre a intensidade da absorção de dipolo e quadrupolo elétrico pelo núcleo, conseguimos estabelecer a contribuição de cada um desses multipolos no canal estudado .

O objetivo deste trabalho é estudar a contribuição do canal de emissão de um neutron no decaimento da RGE2 no tório, sendo que existem poucas medidas a respeito do decai

mento da RGE2 em núcleos pesados.

O capítulo I contém uma descrição das ressonâncias gigantes, suas evidências experimentais e a sistemática existente das RGE1 e RGE2.

No capítulo II introduzimos o formalismo dos fótons virtuais e sua adequação ao estudo da RGE2. Apresentamos uma simulação para a seção de choque de eletrodesintegração do tório por emissão de um neutron, com o estudo da possível contribuição de uma componente de quadrupolo elétrico.

No capítulo III descrevemos as técnicas experimentais envolvidas na medida da seção de choque e a análise dos dados obtidos.

No capítulo IV apresentamos a análise dos resultados experimentais e as conclusões deste trabalho.

O apêndice A trata da técnica da determinação da massa dos alvos, que foi realizada por espectroscopia alfa.

CAPÍTULO I - RESSONÂNCIAS GIGANTES

I.1. INTRODUÇÃO

Neste capítulo faremos uma descrição das características gerais das ressonâncias gigantes, discutindo com detalhe as de dipolo e quadrupolo elétricos.

I.2. RESSONÂNCIAS GIGANTES

No estudo experimental de fotoabsorção nuclear verifica-se que os núcleos observados apresentam um comportamento característico, que pode ser definido como função da energia de excitação da seguinte maneira (1,2):

a) para energias abaixo de 9 MeV, a excitação atinge somente níveis nucleares discretos ligados ou não. Estas ressonâncias são descritas pela estrutura de camadas do núcleo e são diferentes para cada núcleo, podendo eventualmente apresentar certos aspectos em comum (Regiões I e II da fig. 1). Este níveis são os mesmos revelados em experiências de decaimento, espalhamento elástico e inelástico de partículas;

b) para energias entre 10 e 25 MeV, a excitação é de estados coletivos, que dada a superposição de níveis nessa região aparece como uma banda de absorção larga (Região III da fig. 1);

c) para energias entre 30 e 140 MeV, a absorção é dominada pelo efeito quasideuteron (Região IV);

d) acima de 140 MeV, a absorção é dominada pe

CAPÍTULO I - RESSONÂNCIAS GIGANTES

I.1. INTRODUÇÃO

Neste capítulo faremos uma descrição das características gerais das ressonâncias gigantes, discutindo com detalhe as de dipolo e quadrupolo elétricos.

I.2. RESSONÂNCIAS GIGANTES

No estudo experimental de fotoabsorção nuclear verifica-se que os núcleos observados apresentam um comportamento característico, que pode ser definido como função da energia de excitação da seguinte maneira ^(1,2):

a) para energias abaixo de 9 MeV, a excitação atinge somente níveis nucleares discretos ligados ou não. Estas ressonâncias são descritas pela estrutura de camadas do núcleo e são diferentes para cada núcleo, podendo eventualmente apresentar certos aspectos em comum (Regiões I e II da fig. 1). Este níveis são os mesmos revelados em experiências de decaimento, espalhamento elástico e inelástico de partículas;

b) para energias entre 10 e 25 MeV, a excitação é de estados coletivos, que dada a superposição de níveis nessa região aparece como uma banda de absorção larga (Região III da fig. 1);

c) para energias entre 30 e 140 MeV, a absorção é dominada pelo efeito quasideuteron (Região IV);

d) acima de 140 MeV, a absorção é dominada pe

FIGURA 1 - Seção de choque de fotoabsorção nuclear.
(Ref. 2)

la fotoprodução de pions e ressonâncias de nucleons (Região IV).

A Região III da fotoabsorção, descrita no item b, é chamada de ressonância gigante e é explicada como sendo devida predominantemente à absorção da componente de dipolo elétrico da radiação eletromagnética incidente, sendo chamada Ressonância gigante de Dipolo Elétrico (RGE1). Sabe-se que ondas eletromagnéticas favorecem excitação de dipolo elétrico, quando o comprimento de onda da radiação incidente é grande comparado com a dimensão do sistema excitado.

O estudo das ressonâncias é de grande importância para a compreensão do sistema nuclear, uma vez que é um fenômeno comum a todos os núcleos e suas características estão ligadas a propriedades básicas da matéria nuclear como: polarizabilidade e compressibilidade ⁽²⁾, e também estão relacionadas com o estudo dos efeitos do movimento dos nucleons no núcleo.

No presente trabalho estaremos estudando as ressonâncias de dipolo elétrico e a isoescalar de quadrupolo elétrico, por isso não faremos aqui uma revisão das demais ressonâncias.

I.3. RESSONÂNCIAS GIGANTES DE DIPOLO E QUADRUPOLO ELÉTRICOS

A RGE1 tem as seguintes características:

a) está situada acima do limiar de emissão de partículas;

b) é observada experimentalmente para todos os núcleos;

c) sua posição média em energia (pico da ressonância, também chamado de energia de excitação da ressonância) é função suave do número de massa (A) do núcleo e para núcleos médios e pesados ($A > 50$), a energia de excitação situa-se em torno de $79 A^{-1/3}$ MeV (vide fig. 2);

FIGURA 2 - A sistemática da posição do pico da RGE1 em função do número de massa do núcleo. Para o caso de núcleos de formados, a seção de choque de fotoabsorção é desdobrada em dois picos, e a posição é representada pela média ponderada das duas energias de ressonância (Ref. 3)

d) a largura total da ressonância varia de 3 a 8 MeV, de acordo com a deformação nuclear, ou seja, a largura é pequena para núcleos de camadas fechadas e maior para nú

cleos deformados ⁽⁴⁾ (vide fig. 3).

FIGURA 3 - Seção de choque de fotodesintegração por emissão de neutrons para isótopos pares do neodmio. Conforme aumenta a deformação nuclear, aumenta a largura da RGE1, até o máximo de deformação que corresponde ao desdobramento da RGE1 em dois picos (Ref. 4)

Estas características indicam que a ressonância gigante é uma excitação coletiva dos nucleons. O tratamento em termos de movimento coletivo foi sugerido inicialmente por M. Goldhaber e E. Teller ⁽⁵⁾ e mais tarde, detalhado por V. Steinwedel e J. Jensen ⁽⁶⁾. Simplificadamente, o modelo fenomenológico proposto por M. Goldhaber e E. Teller e V. Steinwedel e J. Jensen é que protons e neutrons são considerados como dois fluídos compressíveis que se interpenetram. Esses dois fluidos estão distribuídos uniformemente, quando o núcleo está no esta

FIGURA 4 - Espectro da reação fotonuclear e espalhamento de eletrons no ^{90}Zr . As flechas indicam a posição de picos de ressonância em 14.0 e 16.7 e 28 MeV. (Ref. 13)

FIGURA 4 - Espectro da reação fotonuclear e espalhamento de eletrons no ^{90}Zr . As flechas indicam a posição de picos de ressonância em 14.0 e 16.7 e 28 MeV. (Ref. 13)

FIGURA 5 - Espectro de reação (p,p') para os núcleos de ^{24}Mg , ^{26}Mg , ^{27}Al e ^{28}Si .

(Ref. 10)

do fundamental. Um campo eletromagnético incidente atuará de maneira diferente sobre esses dois fluidos, perturbando a distribuição de equilíbrio de cargas, mas conservando a posição do centro de massa. Por esta razão é que estas oscilações são chamadas de modos de isospin, uma vez que o movimento dos prótons é contrário ao dos neutrons, ou seja prótons e neutrons oscilam foram de fase.

O modo coletivo de dipolo pode, também, ser descrito por uma superposição de excitações partícula-buraco. Como o momento angular transferido na absorção do modo dipolar elétrico é $L = 1$, a idéia esquemática do processo dada por G. Brown e M. Bosterli ⁽⁷⁾, considerando estados de um oscilador harmônico, é que o estado de partícula buraco corresponde à promoção de exatamente um número quântico principal. O conjunto de estados possíveis é que dariam, na imagem de partícula independente, a ressonância gigante. O fóton é absorvido, no processo de fotoexcitação, por uma única partícula, mas a soma das amplitudes de todas as excitações é realizada coerentemente para produzir a ressonância.

A idéia de movimento coletivo ainda pode ser fundamentada ⁽⁸⁾, lembrando que um fóton de 20 MeV tem um comprimento de onda de $\lambda = 60$ fm que é algumas vezes maior do que a dimensão nuclear. Por exemplo, para $A = 216$, $R = 1,2 \times A^{1/3} = 7,2$ fm.

A. Bohr e B. Mottelson ⁽³⁾ previram ainda a ocorrência de outros modos de oscilação nuclear, em particular uma ressonância isoescalar de quadrupolo elétrico (RGE2),

também característica de todos os núcleos, localizada em $59 A^{-1/3}$ MeV, portanto abaixo da RGE1. As ressonâncias em que o movimento de prótons e neutrons está em fase são chamadas isoescalares e quando este movimento está fora de fase, as ressonâncias são chamadas de isovetoriais (9).

Também, existem atualmente, evidências experimentais da existência de ressonâncias isoescalares de monopolo elétrico (E0), de octopolo elétrico (E3) e isovetorial de quadrupolo elétrico (E2). (10).

A RGE1 foi extensivamente estudada por vários processos de excitação, utilizando-se vários canais de reação: reação induzida por fótons reais, captura radioativa, espalhamento inelástico de elétrons e hadrons (p , ^3He , α , π), captura de mesons, etc. O modo dominante de decaimento da RGE1 para núcleos médios e pesados é o canal de emissão de um ou mais neutrons (11). Dessa forma o estudo sistemático da RGE1 mais completo existente na literatura refere-se a medidas das reações (γ, xn) (11).

Já no estudo das excitações de quadrupolo elétrico, o canal de reação estudado é o espalhamento inelástico de elétrons e/ou hadrons, caso em que a experiência mede a absorção da componente de quadrupolo elétrico pelo núcleo.

As primeiras experiências que identificaram a RGE2 foram medidas de espalhamento inelástico de elétrons (12) e prótons (13, 14).

As figs. 4 e 5 mostram um resultado típico de observação da RGE2, em espalhamento inelástico de elétrons e prótons, respectivamente. No caso de espalhamento inelástico de elétrons o fundo sobre o qual a RGE2 aparece é produzido por elétrons que irradiaram bremsstrahlung durante o processo de espalhamento. No espalhamento de hadrons, o fundo é proveniente de reações nucleares não ressonantes. As dificuldades experimentais para a obtenção de tais ressonâncias é, como foi visto nas figs. 4 e 5, o grande fundo presente nos espectros.

A sistemática da RGE2, a partir da compilação de várias medidas é ilustrada nas figs. 6, 7 e 8. Observa-se que:

a) a posição do pico da RGE2 varia com a massa nuclear como $63 A^{-1/3}$ MeV (vide fig. 6). O acordo dos núcleos da região $40 \leq A \leq 120$ é muito bom;

FIGURA 6 - Energia de excitação da RGE2 em função do número de massa nuclear. A curva sólida representa a energia de excitação $63A^{-1/3}$ MeV (Ref. 10)

b) a largura da RGE2 varia com a deformação nuclear e é mais estreita para núcleos de camadas fechadas e geralmente decresce com o aumento do número de massa (vide fig. 7);

FIGURA 7 - Largura da RGE2 isoescalar em função do número de massa nuclear (Ref. 10).

c) a intensidade da regra da soma esgotada pela RGE2 (RSE2, como veremos no próximo item deste capítulo) é mostrada na fig. 8. Nota-se pela figura que existe um aumento com o crescimento da massa nuclear. Para núcleos pesados a porcentagem da RGE2 esgotada é da ordem de 80%. E para núcleos médios e leves, em média de 30 a 60%.

FIGURA 8 - Porcentagem que esgota a regra da soma EWSR de E2 para a RGE2 isoescalar em função do número de massa nuclear, (Ref. 10).

I.4. REGRAS DA SOMA

A caracterização de uma transição como excitação coletiva é feita pela comparação da intensidade medida dos elementos da matriz de transição com os estimados por partícula única.

A probabilidade de transição $T_{fi}(\lambda L)$ para a emissão de um fóton de energia $E_f = h\omega$ ($k = \frac{\omega}{c}$) e polarização μ , ligando o estado fundamental de um núcleo, caracterizado por spin $J_i(M_i)$ e paridade π_i e um estado excitado de energia E_f , caracterizado por $J_f(M_f)$ e paridade π_f , é dada por:

$$T_{fi}(\lambda L) = \frac{8\pi(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \frac{k^{2L+1}}{h} B(\lambda L, J_i \rightarrow J_f) \quad (I.1)$$

onde $B(\lambda L, J_i \rightarrow J_f)$ são os elementos da matriz de transição reduzida, dados por:

$$B(\lambda L, J_i \rightarrow J_f) = \frac{1}{2J_i+1} \sum_{M_i M_f} |\langle f | \Theta_{\lambda\mu} | i \rangle|^2 \quad (I.2)$$

$$\text{e } |J_f - J_i| < L < J_i + J_f \quad ; \quad \mu + M_i = M_f$$

Os operadores $Q_{\lambda\mu}$ são operadores de multipolo elétrico ($Q_{\lambda\mu}$) ou magnético ($M_{\lambda\mu}$) de multiplicidade λ . E a transição eletromagnética será elétrica se $\pi_i = (-1)^\lambda \pi_f$ e magnética se $\pi_i = (-1)^{\lambda+1} \pi_f$. Por isso é que se costuma caracterizar as ressonâncias como elétricas e magnéticas.

Para a excitação de um núcleo do estado fundamental de momento angular zero, para um estado final de momento angular L , a probabilidade de transição supondo modelo de partícula única é:

$$T_{fi}^{(EL)} = \frac{2(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \left(\frac{3}{L+3} \right)^2 \frac{e^2}{hc} (kR)^{2L} \omega \quad (I.3)$$

$$e \quad T_{fi}^{(ML)} = \frac{20(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \left(\frac{3}{L+3} \right)^2 \frac{e^2}{hc} \left(\frac{\hbar}{McR} \right)^2 (kR)^{2L} \quad (I.4)$$

onde R é o raio nuclear.

E a probabilidade de transição reduzida tem os seguintes elementos para o caso elétrico (17):

$$B^{p.u.}_{(EL)} = \frac{2L+1}{4} \frac{e^2}{\hbar c} \left(\frac{3R^L}{L+3} \right)^2 \quad (I.5)$$

Uma transição geralmente é considerada coletiva se a razão entre o $B(EL)$ medido e $B^{p.u.}_{(EL)}$ for maior do que 10. A intensidade da transição medida pode, também, ser expressa em termos de um critério, chamado regra da soma (RS). As ressonâncias gigantes são assim chamadas, porque esgotam

uma fração considerável da regra da soma (10).

A regra da soma ponderada em energia para o caso de transições elétricas (RSEL), somada sobre todas as excitações abaixo do limiar de mesons e desprezando-se efeitos de interações de troca é dada por:

$$S(EL) = \sum_f B(EL; J_i \rightarrow J_f)(E_f - E_i) \quad (I.6)$$

Segundo a referência 16, a regra da soma pode ser relacionada com $B(EL)$ pela seguinte expressão:

$$(RSEL)_0^* = \int \sigma(EL, \omega) d\omega = (2\pi^3) \frac{e^2}{(\hbar c)^2} \left[\frac{(L+1)\omega^{2L+1}}{L [(2L+1)!!]^2} \right] B(EL) \quad (I.7)$$

I.4a. REGRA DA SOMA DE DIPOLO ELÉTRICO (RSEL):

No caso de dipolo elétrico a regra da soma

* No presente trabalho, usaremos a seguinte notação para as regras de soma

$$(RSEL)_n = \int \sigma(EL, \omega) \omega^n d\omega$$

onde o número n pode ser 0, ± 1 , ± 2 , indicando as diferentes ponderações em energia.

mais conhecida é a regra da soma de Thomas-Reiche-Kuhn (TRK), que é formulada em termos da intensidade de oscilador de dipolo elétrico.

A expressão para a regra da soma é dada por⁽¹⁶⁾:

$$(RSE1)_0 = \sum_f \int \sigma(E1, \omega_f) d\omega_f = 60 \frac{NZ}{A} (1+k) \text{ MeV.mb} \quad (I.8)$$

Esta regra da soma foi deduzida inicialmente para sistemas atômicos, onde o termo de potencial (proporcional a k) não envolvia forças de troca ou forças dependentes de velocidade, para tais potenciais $k = 0$ e neste caso a regra da soma é quase independente de modelo. No caso nuclear, a força de troca está relacionada com correlações entre os nucleons no núcleo e se ela for do tipo atrativo, a energia de ressonância será maior e portanto a regra da soma TRK tem um valor maior.

Esta regra não define o limite superior de integração em energia, mas certamente deve ser o limiar de produção de mesons, pelo fato de que sua dedução não inclui efeitos mesônicos.

A fig. 9, mostra a comparação da seção de choque de foto desintegração por um ou mais neutrons, integrada em energia até 30 MeV, em unidades de $60 \frac{NZ}{A} \text{ mb.MeV}$. Para núcleos pesados a seção de choque de desintegração por emissão de neutrons é próxima da seção de choque de fotoabsorção, porque os canais de decaimento por emissão de partículas carrega

das são inibidos pela barreira coulombiana.

FIGURA 9 - Intensidade da RSE1 em unidades da Regra da Soma
 $TRK = 60 \frac{NZ}{A}$

Dados da ref. 18 (ref. 3)

Nesta figura nota-se que a ressonância gigante esgota uma porcentagem razoável da regra da soma. Para núcleos leves o limite da integral em 30 MeV, corta ainda uma fração razoável da ressonância de dipolo elétrico e as medidas não incluem a desintegração por emissão de prótons que são da mesma ordem de grandeza do canal de emissão de neutrões.

Um resultado recente, muito importante, é a medida da seção de choque de fotoabsorção para vários núcleos efetuada por J. Ahrens et al ⁽¹⁹⁾.

Os resultados desta medida mostram que a seção de choque de fotoabsorção integrada até o limiar de produção de mesons excede o valor clássico da regra da soma (TRK) por um fator da ordem de até 2. (vide fig. 10)

FIGURA 10 - Seções de choque integradas até 35 MeV (círculos e quadrados abertos) e até 140 MeV (círculos fechados) em unidades da regra da soma clássica (TRK). (Ref. 19).

I.4.b. REGRA DA SOMA DE QUADRUPOLO ELÉTRICO:

No caso de transições do tipo de quadrupolo elétrico, a regra da soma mais independente de modelo é a regra da soma ponderada em energia obtida por M.Gell-Mann e V.Telegdi ⁽²⁰⁾, cuja expressão é:

$$(RSE2)_{-2} = \int \sigma(E2, \omega) \frac{d\omega}{\omega^2} = \pi^2 \left| \frac{e^2}{\hbar c} \right| \frac{A}{12} \frac{\langle r^2 \rangle}{Mc^2} \quad (I.9)$$

onde Mc^2 = energia de repouso de um nucleon (938 MeV)

$$\frac{e^2}{\hbar c} = \text{constante de estrutura fina} = \frac{1}{137}$$

$\langle r^2 \rangle$ = distância quadrática média entre um nucleon e o centro de massa no estado fundamental do núcleo. Se a distribuição de massa no núcleo é suposta uniforme:

$$\langle r^2 \rangle = \frac{3}{5} R_0^2 \text{ onde } R_0 = 1,2A^{1/3} \text{ fm}$$

No caso de núcleos, que contêm o mesmo número de neutrons e prótons ($N = Z$), esta regra da soma deve ser exata ⁽¹⁶⁾. Para núcleos de número diferente de prótons e neutrons ($N \neq Z$), ela não contém efeitos de correlação entre os núcleons e é expressa, segundo J.S.Conell ⁽¹⁶⁾:

$$(RSE2)_{-2} = \pi^2 \frac{e^2}{\hbar c} \frac{Z^2}{3A} \frac{\langle r^2 \rangle}{Mc^2} \quad (I.10)$$

A relação entre $(RSE2)_{-2}$ e $B(E2)$ é ⁽²²⁾:

$$\omega_r B(E2) = \frac{25}{4\pi} \frac{(\hbar c)^2 Z^2}{2AMc^2} \langle r^2 \rangle \quad (I.11)$$

onde ω_r é o pico da RGE2.

Embora a $(RSE2)_{-2}$ para núcleos de número diferente de prótons e neutrons não seja exata, ela é ainda usada na literatura como um modo comparativo entre os diferentes núcleos.

A regra da soma ponderada em energia foi generalizada por A.M.Lane ⁽²¹⁾ para outros valores de L.

É importante salientar que a RGE2 é muito me-
nos intensa do que a RGE1. Vamos exemplificar a ordem de mag-
nitude relativa de ambas para o caso do tório.

Utilizando a expressão (I.8) com $Z = 90$ e
 $A = 232$, obtemos:

$$(RSE1)_0 = 3300 \text{ mb. MeV} \quad (I.11)$$

A expressão para $(RSE2)_0$ em termos de $(RSE2)_{-2}$
pode ser aproximada por:

$$(RSE2)_0 \approx \omega_r^2 (RSE2)_{-2} = (63A^{-1/3})^2 (RSE2)_{-2} \mu b. MeV$$

onde ω_r é a posição do pico da RGE2 em MeV.

Então:

$$(RGE2)_0 \approx (63A^{-1/3})^2 (RSE2)_{-2} \mu b. MeV$$

A expressão (I.10) com $\langle r^2 \rangle = \frac{3}{5} \langle R \rangle^2 =$
 $= \frac{3}{5} R_0^2 A^{2/3}$, onde R é o raio do núcleo e $R_0 = 1,2$ fm fornece:

$$(RSE2)_0 \approx 30 \text{ mb. MeV} \quad (I.12)$$

Portanto, de (I.11) e (I.12) temos

$$\frac{(RSE2)_0}{(RSE1)_0} \approx \frac{30}{3300} \approx 0,009 \approx 1\%$$

Com este cálculo aproximado, podemos notar que a intensidade da RGE2 é da ordem de 1% da RGE1 no caso do tório.

I.5. MODOS DE DECAIMENTO DA RGE2

Ao contrário da RGE1, que como vimos, foi extensivamente estudada através de seu modo predominante de decaimento, por emissão de um ou mais neutrons, existem poucas medidas sobre os modos de decaimento da RGE2.

O principal problema no estudo do decaimento da RGE2 é que esta se superpõe sobre a RGE1, além da intensidade da RGE2, como visto, na seção I.4., ser apenas uma pequena fração da intensidade da RGE1.

Para separar os modos de decaimento dessas duas ressonâncias se faz necessária a realização de medidas de coincidência entre a partícula incidente espalhada e o produto x da desexcitação, experiências do tipo (e, e', x) ou (h, h', x) onde h indica hadion ($p, {}^3\text{He}, \alpha$, etc...).

As medidas do tipo (e, e', x) não são factíveis até o presente momento, devido ao baixo fator de utilização dos aceleradores de elétrons existentes (o feixe de elétrons, é pulsado, portanto o fluxo não é contínuo).

Por outro lado, as medidas do tipo (h, h', x) são possíveis com os aceleradores existentes e algumas tentativas foram feitas nesse sentido ^(22,23). Entretanto, conforme vis

to na figura 5, o espectro resultante da medida com hadrons fornece a ressonância superposta a um fundo proveniente de reações nucleares não ressonantes. O fundo é grande comparado com o pico da ressonância e no espectro das medidas de correlação angular existe interferência das diferentes excitações com a RGE2.

É importante notar que nas reações do tipo (e, e', x) o fundo desaparecerá no espectro de coincidência, uma vez que o fundo devido ao bremsstrahlung não emite partículas.

Das experiências do tipo (h, h', x) , existe o estudo do decaimento da RGE2 no oxigênio (^{16}O) a partir da reação (α, α', x) efetuado por K.T.Knöpfle et al ⁽²²⁾, mostrando que o modo dominante de decaimento da RGE2 é por emissão de partículas alfa.

Existem, também, estudos sobre o modo de decaimento da RGE2 em alguns núcleos actinídeos (^{232}Th e ^{238}U), através das reações (α, α', f) ⁽²⁴⁾ e $(^6\text{Li}, ^6\text{Li}^*, f)$ ⁽²³⁾, mas contendo resultados contraditórios quanto à intensidade do modo de decaimento da RGE2. Na primeira experiência ⁽²⁴⁾, a taxa medida do decaimento da RGE2 é desprezível quando comparada com o cálculo da probabilidade de fissão. Por outro lado, na segunda experiência ⁽²³⁾, a conclusão é que o modo preferencial do decaimento é pelo canal de fissão.

Reações de captura do tipo (α, γ_0) e (p, γ_0) foram utilizadas no estudo do decaimento da RGE2. As medidas com reações de captura determinam a intensidade da RGE2 a partir

da distribuição angular dos fótons emitidos na transição do núcleo formado para o estado fundamental. Portanto essa reação corresponde ao estudo do decaimento da RGE2 diretamente para o estado fundamental do núcleo residual, não sendo representativo de todos os decaimentos.

O conhecimento atual dos modos de decaimento da RGE2 ainda requer mais estudos, visto que as poucas medidas existentes contêm resultados inesperados e contraditórios entre si.

Outra maneira de se estudar o decaimento da RGE2 usando eletroexcitação, porém sem a detecção do elétron espalhado, tem sido utilizada recentemente (25,26,27). Esta técnica, que discutiremos no capítulo seguinte, consiste na medida da seção de choque de eletrodesintegração e posterior análise pelo método dos fótons virtuais.

CAPÍTULO II - MÉTODO DOS FÓTONS VIRTUAIS

II.1. INTRODUÇÃO

Neste capítulo apresentamos o formalismo dos fótons virtuais, que relaciona a seção de choque de fotoexcitação com a correspondente eletroexcitação. Discutimos a possibilidade de estudo dos modos de decaimento da RGE2, a partir de medidas de eletrodesintegração e exemplificamos para o caso do tório.

II.2. RELAÇÃO ENTRE FOTO E ELETROEXCITAÇÃO

A interação entre o campo eletromagnético de um elétron e as cargas e correntes nucleares está relacionada com a interação de fótons com o núcleo.

Na interação entre o fóton e o núcleo, para uma determinada energia transferida ω , existe uma única possibilidade para o momento transferido, porque a massa do fóton é zero, então o momento é dado por $q = \frac{\omega}{c}$. No caso de elétrons, para uma dada energia fixa E_e do elétron, existe uma variação do momento transferido de modo a respeitar a condição de que o quadrimomento transferido (q_μ) seja do tipo espaço: (28)

$$q_\mu^2 = q^2 - \frac{E_e^2}{c^2} > 0 \quad (\text{II.1})$$

Na aproximação onde a dimensão nuclear pode ser desprezada em face do comprimento de onda do elétron, os efei

tos relativos de fótons e elétrons nas reações nucleares produzidas pode ser desenvolvido sem conhecimento das funções de onda nucleares, mas com a especificação da multipolaridade envolvida na reação nuclear. A especificação desta é necessária, porque determina a distribuição angular dos elétrons expalhados e portanto a distribuição de momento transferido (29).

A relação entre a seção de choque para eletroexcitação nuclear e o correspondente processo de fotoexcitação é um espectro de radiação virtual definido como (30):

$$N^{\lambda L}(E_0, \omega) \frac{d\omega}{\omega} = \frac{\sigma_e(\lambda L, E_0, \omega)}{\sigma_\gamma(\lambda L, \omega)} \quad (\text{II.2})$$

onde: λ = indica transições elétricas ou magnéticas (E ou M)

L = multipolaridade da transição nuclear;

σ_e = seção de choque para eletroexcitação nuclear, integrada sobretodos os ângulos de espalhamento;

σ_γ = seção de choque para fotoexcitação nuclear;

ω = energia do foton real ou virtual;

E_0 = energia total do eletron incidente

O espectro de fótons virtuais relaciona portanto a seção de choque para a eletroexcitação nuclear com a correspondente fotoexcitação (fótons reais) de forma análoga ao cálculo da excitação produzida por bremsstrahlung. A diferença é que a radiação virtual é absorvida pelo próprio núcleo e não é detectada diretamente na prática mas somente a transição nuclear produzida pela mesma, enquanto que a radiação real ou bremsstrahlung é a radiação que escapa e pode ser absorvida

por outro núcleo, podendo ser detetada experimentalmente.

J.A.Thie et al ⁽³⁰⁾ calcularam o espectro de fótons virtuais na aproximação de Born, com ondas planas (PWBA) supondo o núcleo pontual, para ordem multipolares até octopolo elétrico, com resultados explícitos. A expressão para o espectro de fótons virtuais de dipolo elétrico é:

$$N_{PW}^{El}(E_0, \omega) = \frac{\alpha}{\pi} \left\{ \frac{(E_0^2 + E^2)}{(E_0^2 - m_0^2 c^4)} \log \left[(E_0 E + \sqrt{(E_0^2 - m_0^2 c^4)} \sqrt{(E^2 - m_0^2 c^4)} - \right. \right. \\ \left. \left. - m_0^2 c^4) / m_0 c^2 \omega \right] - 2 \left[(E^2 - m_0^2 c^4) / (E_0^2 - m_0^2 c^4) \right]^{1/2} \right\} \quad (II.3)$$

onde: E_0 = a energia total do elétron incidente;

$m_0^2 c^2$ = energia de repouso do elétron = 0,511 MeV;

$E = E_0 - \omega$ = energia final do elétron;

ω = energia do fóton;

α = constante de estrutura fina = $\frac{1}{137}$

Foram realizadas várias experiências para testar a validade desse cálculo. Os resultados experimentais obtidos para núcleos pesados (Z alto) estavam em desacordo com as previsões com os cálculos em PWBA, sugerindo que os efeitos de distorção coulombiana não eram desprezíveis ⁽³¹⁾. Em particular a determinação da razão entre as seções de choque para espalhamento inelástico de elétrons e positrons, cujo valor previsto é 1,0 em PWBA, mas experimentalmente tem o valor de 1,65 para

energia total da partícula incidente de 27 MeV (32)

L.S.Cutler (33) desenvolveu cálculos em segun-
da aproximação de Born, calculando a diferença entre os espal-
hamento inelástico de elétrons e positrons. Tais cálculos
preveem a magnitude e a direção do efeito mas não explicam cor-
retamente os resultados experimentais.

W.W.Gargaro e D.S. Onley (34) calcularam, na
aproximação para núcleo pontual, expressões para o espectro
de fótons virtuais, usando o tratamento de onda distorcida em
um campo coulombiano para elétrons relativísticos. A expres-
são obtida, para todas as multipolaridades é:

$$N_{DW}^{\lambda L}(E_0, \omega) = \frac{\alpha}{\pi} \left(\frac{p_0}{p} \right) (E_0 + m_0 c^2)(E + m_0 c^2) \frac{\omega^4}{2L+1} \left\{ \sum_{\kappa_0 \kappa} S(\lambda)(2j_0+1)(2j+1) \cdot \right. \\ \left. |C(j_0, j, L, \frac{-1}{2}, \frac{1}{2}) R(\kappa_0, \lambda L, \kappa)|^2 \right\} \quad (II.4)$$

onde: j_0 e j = momentos angulares totais inicial e final do
elêtron;

p_0 e p = momentos inicial e final do elêtron;

$S(\lambda)$ = operador de projeção, que retém termos que
obedeçam a regra de seleção para transições
elétricas ou magnéticas de multipolaridade L ;

e $\kappa_i = j_i + \frac{1}{2}$ onde ($i = 0, 1$)

$R(\kappa_0, \lambda L, \kappa)$ = integral radial sobre as funções de onda do
elêtron.

Assim conhecendo-se a seção de choque para fotodesintegração nuclear e utilizando-se as expressões para o espectro de fótons virtuais, pode-se expressar a seção de choque para a eletrodesintegração correspondente (da equação II.2) como:

$$\sigma_e(E_0) = \int_0^{E_0 - m_0 c^2} \frac{d\omega}{\omega} \sum_{\lambda L} \sigma_\gamma(\lambda L, \omega) N^{\lambda L}(E_0, \omega) \quad (\text{II.5})$$

I. Nascimento et al ⁽³⁵⁾ e E. Wolyneć et al ^(35,37) compararam resultados de medidas experimentais com as previsões da seção de choque total calculada pelo método dos fótons virtuais, utilizando os cálculos em DWBA de W.W.Gargaro e D.S. Onley ⁽³⁴⁾, encontrando bom acordo entre as previsões e os resultados experimentais (vide fig. 11).

II.3. EXPRESSÕES ANALÍTICAS PARA O ESPECTRO DE FÓTONS VIRTUAIS

Para calcular os espectros de fótons virtuais, em DWBA, os $R(\lambda)$ da expressão (II.4) são a soma de uma série infinita, devendo ser computado o valor dessa soma. Tal processo envolve tempo proibitivo de computação na análise de medidas de eletrodesintegração. Para contornar esse problema são ajustadas expressões analíticas a espectros de fótons virtuais calculados que reproduzem bem seus valores.

Para o espectro de fótons virtuais de quadrupolo elétrico, com cálculo em DWBA, utilizamos expressões analíticas existentes na literatura ⁽³⁶⁾:

FIGURA 11 - Resultado do cálculo em DWBA e dados experimentais para σ^-/σ^+ em função do número atômico do alvo e $E_0 = 27 \text{ MeV}$. (Ref 35)

$$N_{DW}^{E1}(E_0, \omega, Z) = N_{PW}^{E1}(E_0, \omega) + \omega \left[1,29 \times 10^{-5} \exp(1,245 Z^{1/3} - 0,052 E_0) \right] \cdot \frac{(E_1 + m_0 c^2)}{(E_0 + m_0 c^2)} \quad (II.6)$$

Para o espectro de fótons virtuais de quadru polo elétrico, ainda não foram obtidas expressões analíticas em função do número atômico dos núcleos. Calculamos para o tô rio, vários espectros de quadrupolo elétrico em DWBA, através dos quais obtivemos a seguinte expressão (38):

$$N^{E2}(E_0, \omega) = 2,2317 \exp\left(-5,848 \frac{E}{E_0}\right) + 24,084 \exp\left(-17,125 \frac{E}{E_0}\right) \quad \text{para } \frac{k}{E_0} \geq 0,8 \quad (II.7a)$$

e

$$N^{E2}(E_0, \omega) = 0,00157 - 0,02945 \left(\frac{E}{E_0}\right) + 1,6034 \left(\frac{E}{E_0}\right)^2 - 5,2655 \left(\frac{E}{E_0}\right)^3 \quad \text{para } \frac{k}{E_0} > 0,8 \quad (II.7b)$$

onde k é o número de onda do fóton.

Convém notar que a expressão acima foi ajusta da, utilizando espectros calculados para $Z = 90$ com $5 \text{ MeV} \leq E_0 \leq 40 \text{ MeV}$ e $5 \leq \omega \leq E_0 - m_0 c^2$.

Portanto a validade da expressão acima fica restrita a essas

condições.

Na figura 12, mostramos os espectros de fótons virtuais de dipolo e quadrupolo elétricos, para um elétron de energia cinética 25 MeV, espalhado inelasticamente pelo núcleo de tório.

Conforme se verifica nesta figura, o número de fótons virtuais de quadrupolo elétrico na região da RGE2 (aproximadamente, 10 MeV) é 20 vezes maior que o número de fótons virtuais de dipolo elétrico.

De acordo com a seção I.4, a fotoexcitação da RGE2 é da ordem de 1% da RGE1. Porém, na eletroexcitação será enfatizada de um fator de aproximadamente 20, para elétrons de energia cinética 25 MeV, tornando sua detecção factível. A enfatização da excitação da REG2 por elétrons aumenta com o número atômico do núcleo. Nas condições acima, a enfatização para $Z = 1$ seria da ordem de 2.

Veremos a seguir como uma medida de eletroexcitação pode ser utilizada para o estudo da RGE2.

II.4. RGE2 EM MEDIDA DE ELETRODESINTEGRAÇÃO

A partir da relação entre o processo de eletrodesintegração e o equivalente de fotoabsorção calculamos qual seria a alteração no valor da seção de choque de eletrodesintegração para o tório, por emissão de um neutron, se a transição se efetuar somente por absorção de dipolo elétrico

FIGURA 12 - Espectros de fôtons virtuais de dipolo e quadrupolo elétricos, de elétrons de energia cinética 25,5 MeV espalhados por um núcleo de tório.

FIGURA 12 - Espectros de fôtons virtuais de dipolo e quadrupolo elétricos, de elétrons de energia cinética 25,5 MeV espalhados por um núcleo de tório.

e por dipolo e quadrupolo elétricos.

Observando a equação II.4, nota-se que a seção de choque de fotoexcitação deve ser discriminada em termos das multipolaridades das transições nucleares.

A seção de choque de fotoexcitação não distingue os diferentes multipolos e experimentalmente as medidas não determinam a quantidade $\sigma_Y(g\lambda, \omega)$, mas fornecem $\sigma_Y(\omega)$ e estas se relacionam por:

$$\sigma_Y(\omega) = \sum_{\lambda L} \sigma_Y(\lambda L, \omega) \quad (\text{II.8})$$

Se o processo de decaimento da ressonância gigante for predominantemente $E1$ ⁽¹⁰⁾, então é razoável supor que só o termo $L = 1$ e $\lambda = E$ contribua e então a expressão acima fica:

$$\sigma_Y(\omega) \cong \sigma_Y(\lambda L, \omega) \quad (\text{II.9})$$

e outros termos não contribuem significativamente (em relação a $E1$).

Então se somente houver transições de dipolo elétrico, a expressão (II.4) para a seção de choque total de eletrodesintegração torna-se:

$$\sigma_e(E1, E_0) = \int_0^{E_0 - m_0 c^2} \sigma_Y(\omega) N^{E1}(E_0, \omega) \frac{d\omega}{\omega} \quad (\text{II.10})$$

e se as transições forem de dipolo e quadrupolo elétricos:

$$\sigma_e(E_1+E_2, E_0) = \int_0^{E_0 - m_0 c^2} \frac{d\omega}{\omega} \left\{ \sigma_Y(E_1, \omega) N^{E_1}(E_0 + \omega) + \right. \\ \left. + \sigma_Y(E_2, \omega) N^{E_2}(E_0, \omega) \right\} \quad (II.11)$$

onde

$$\sigma_Y(\omega) = \sigma_Y(E_1, \omega) + \sigma_Y(E_2, \omega) \quad (II.12)$$

Reescrevendo (II.12) em termos da seção de choque experimental $\sigma_Y(\omega)$:, utilizando:

$$\sigma_Y(E_1, \omega) = \sigma_Y(\omega) - \sigma_Y(E_2, \omega) \quad (II.13)$$

obtemos:

$$\sigma_e(E_1+E_2, E_0) = \int_0^{E_0 - m_0 c^2} \left[\sigma_Y(\omega) N^{E_1}(E_0, \omega) + \sigma_Y(E_2, \omega) \left[N^{E_2}(E_0, \omega) - \right. \right. \\ \left. \left. - N^{E_1}(E_0, \omega) \right] \right] \frac{d\omega}{\omega} \quad (II.14)$$

A expressão (II.14) mostra que, como $N^{E_1}(E_0, \omega)$ e $N^{E_2}(E_0, \omega)$ são conhecidos, se $\sigma_Y(\omega)$ foi conhecida e medirmos $\sigma_e(E_1+E_2, E_0)$, poderemos obter $\sigma_Y(E_2, \omega)$ a partir da solução dessa equação integral.

II.5. ESTUDO DAS RG COM O TÓRIO

Como foi visto no Capítulo I, a ênfase da absorção das componentes de quadrupolo elétrico pelo núcleo aumenta com o número atômico (Z), por isso escolhemos um núcleo de Z alto, que é o tório, para o estudo da eletroexcitação da RGE2.

No caso do tório ($Z=90$) o pico da RGE2 situa-se em $\omega_r = 63 A^{-1/3} \approx 10$ MeV, com largura de aproximadamente 4 MeV e a possibilidade de esgotar a $(RSE2)_{-2}$ de 80% (10).

Os limiares das reações de fotodesintegração por emissão de partículas para o tório são (33):

reação	(γ, n)	(γ, p)	(γ, t)	$(\gamma, {}^3\text{He})$	(γ, α)	$(\gamma, 2n)$	(γ, np)	$(\gamma, 2p)$
E(MeV)	6,4	7,8	10,2	12,2	-4,1	11,6	13,7	13,7

Portanto na região da RGE2 os canais de decaimento possíveis são: fissão e emissão de neutrons, prótons, trítios e alfas.

A emissão de partículas carregadas é fortemente inibida pela barreira coulombiana do núcleo. No tório, a altura da barreira coulombiana do núcleo para prótons é 13 MeV e para alfas é 24 MeV (40). Portanto os canais de emissão de partícula carregada são fortemente inibidos. Não existem medi

das da seção de choque $\sigma_{\gamma,p}$ no tório, porém no caso do ^{181}Ta observa-se que a seção de choque $\sigma_{\gamma,p}$ integrada em energia, do limiar até 30 MeV é 9 MeV.mb ⁽⁴¹⁾. A razão $\sigma_{\gamma,n}/\sigma_{\gamma,n}$ é da ordem de 0,4% no ^{181}Ta e representa o comportamento típico para núcleos de Z alto. Para o canal de emissão de partículas α a inibição é ainda maior. Assim, os únicos canais importantes para o decaimento da fotoabsorção no tório são a emissão de neutrons e a fissão.

A desintegração por emissão de um neutron foi o canal de decaimento escolhido por ser o modo dominante de decaimento da fotoabsorção na região de energia da RGE2. A seção de choque de fotodesintegração $\sigma_{\gamma,n}$ é 15 vezes maior que a de fissão $\sigma_{\gamma,f}$ ⁽¹¹⁾.

A escolha do tório também se deve ao fato deste ser próximo ao urânio ($Z = 92$). No urânio, o modo de decaimento da RGE2 mostrou-se preferencial pelo canal de fissão ⁽²⁶⁾ em relação ao canal de neutron ⁽²⁷⁾, apesar da seção de choque de fotodesintegração por neutrons ser três vezes maior que a correspondente fotofissão ⁽¹¹⁾. Este último fator é diferente do tório e torna-se interessante o estudo de núcleos vizinhos com algumas diferenças no comportamento.

Outra razão da escolha do tório é que o núcleo residual, proveniente da eletrodesintegração por emissão de um neutron, tem meia vida conveniente para medida por atividade residual.

II.6. SIMULAÇÃO DA RGE2

É importante devido à pequena magnitude da RGE2, estimarmos sua contribuição na seção de choque $\sigma_{e,n}$.

Utilizando a expressão (II.14) com valores de $\sigma_\gamma(\omega)$ provenientes de experiências com fótons monocromáticos realizadas por A. Veyssire et al (42), e para o espectro de fótons virtuais $N^{E1}(E_0, \omega)$ e $N^{E2}(E_0, \omega)$, as expressões analíticas (II.6) e (II.7), simulamos a contribuição da RGE2 na seção de choque $\sigma_{e,n}(E_0)$.

Como vimos na seção anterior, os canais dominantes de decaimento na região de energia da RGE2 são a fissão e a emissão de um neutron. Nesta região a seção de choque $\sigma_{\gamma,n}$ tem um valor de 15 vezes maior que a de fotofissão, este valor foi obtido como uma média na região de 9,0 a 10,5 MeV com dados da referência 42.

Assim:

$$\sigma_{\gamma,n} \approx 15 \sigma_{\gamma,f}$$

Do ponto de vista estatístico é razoável supor que o decaimento da RGE2 por emissão de um neutron seja uma ordem de magnitude maior do que por fissão.

Representamos a $\sigma_{\gamma,n}(E_2)$ por uma lorentziana com pico localizado em 10 MeV, com amplitude de 6 mb e largura 4 MeV, obtendo:

$$\int \sigma(E2, \omega) \frac{d\omega}{\omega^2} = 275 \frac{\mu b}{\text{MeV}}$$

Portanto, $\sigma_{\gamma, n}(E2)$ esgota 95% da $(RGE2)_{-2}$. Con-
vém notar que apesar de $\sigma_{\gamma, n}(E2)$ esgotar essa fração da regra
da soma a integral:

$$\int \sigma(E2, \omega) d\omega = 30 \text{ MeV. mb}$$

tem um valor de apenas 1% da $(RGE1)_0$. Na figura 13c, mostramos
a razão entre as seções de choque de eletrodesintegração
 $\sigma_e(E1 + E2, E_0)$ e $\sigma_e(E1, E_0)$, onde a primeira foi calculada
supondo haver contribuição de $\sigma_{\gamma, n}(E2)$ representado conforme
descrito acima e a segunda sem contribuição alguma da compo-
nente de quadrupolo elétrico. Nesta figura notamos que em
 $E_0 = 25 \text{ MeV}$, a seção de choque $\sigma_e(E1 + E2)$ é 25% maior do
que a $\sigma_e(E1)$, mostrando ser possível sua observação experi-
mental.

Estudamos, também, o comportamento da contri-
buição de $\sigma_{\gamma, n}(E2)$ para a seção de choque de eletrodesintegra-
ção em função da variação da largura e posição do pico dessa
ressonância. Os valores escolhidos diferem da sistemática exis-
tente da RGE2 ⁽¹⁰⁾, e introduzem alterações, como pode ser
visto na figura 13a e b, onde está mostrada a razão $\sigma_{e, n}(E1 + E2) / \sigma_{e, n}(E1)$. Notamos nessa figura que a mudança da forma
e posição da RGE2 altera o valor da razão na região abaixo de
10 MeV. Na região acima de 17 MeV, por outro lado o comporta-
mento crescente com a energia não se altera significativamen-

FIGURA 13 - Resultados previstos para a razão $\sigma_{e,n}(E1+E2)/\sigma_{e,n}(E1)$, em função da energia do elétron e parâmetros da representação de $\sigma_{\gamma,n}(E2)$ por uma lorentziana (E_p = posição em energia, Γ = largura à meia altura e A_p = amplitude).

FIGURA 13 - Resultados previstos para a razão $\sigma_{e,n}(E1+E2) / \sigma_{e,n}(E1)$, em função da energia do elétron e parâmetros da representação de $\sigma_{\gamma,n}(E2)$ por uma lorentziana (E_p = posição em energia, Γ = largura à meia altura e A_p = amplitude).

te com a mudança dos parâmetros que definem a RGE2.

A atribuição do valor de $\sigma_{\gamma,n}(E_2)$ baseado no comportamento da curva de razão na região de baixa energia é arriscada, uma vez que o rápido crescimento da curva da taxa de produção com a energia nessa região provoca uma forte dependência da razão com a calibração de energia. Dessa forma, para a verificação experimental da contribuição de $\sigma_{\gamma,n}(E_2)$ consideramos importante a utilização de medidas até 30 MeV.

CAPÍTULO III - TÉCNICAS EXPERIMENTAIS E ANÁLISE DE MEDIDAS

III.1. INTRODUÇÃO

Neste capítulo discutiremos as técnicas experimentais utilizadas na medida da seção de choque absoluta de eletrodesintegração do tório por emissão de um neutron, $\sigma_{e,n}(E_o)$.

Descreveremos o arranjo experimental utilizado nas irradiações e na medida da atividade residual.

Apresentaremos também a análise dos dados obtidos a partir das medidas de foto e eletroexcitação, e o procedimento para a obtenção da curva de seção de choque.

III.2. IRRADIAÇÃO NO ACELERADOR LINEAR

Os alvos de tório foram irradiados, utilizando o feixe de eletrons do Acelerador Linear do IFUSP, analisado em energia. A espessura típica dos alvos de tório é de 200 a 300 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ e toda a técnica de obtenção e determinação da massa dessas amostras está descrita no Apêndice A.

As irradiações foram realizadas com as amostras colocadas em uma câmara, onde se fazia vácuo, a fim de minimizar a abertura do feixe e a contribuição de bremsstrahlung. O esquema do arranjo experimental usado na irradiação pode ser visto na fig. 17.

Dentro da câmara de irradiação existem dois su

FIGURA 17 - Esquema do arranjo experimental utilizado nas irradiações.

portes simétricos, nos quais são colocados separadamente uma retícula e a amostra a ser irradiada. A retícula tem um depósito de sulfeto de zinco, que quando atravessado pelo feixe de elétrons, torna-se luminoso, sendo usado para se determinar a forma e a posição do feixe antes da experiência.

A câmara de irradiação é acoplada a um copo de Faraday, utilizado para coletar a carga irradiada, que após integração e digitalização é armazenada em um contador.

O tempo de irradiação de cada amostra foi escolhido de modo a se obter boa estatística nas contagens da atividade residual e as irradiações foram realizadas na região de 7,5 a 26,0 MeV de energia, em intervalos de 0,5 MeV.

Nas medidas de fotodesintegração utilizamos uma folha de cobre (espessura de $0,717 \text{ g/cm}^2$) como radiador na fonte da amostra de tório para a produção de fótons de bremsstrahlung. A geometria do feixe é alterada após este atravessar do radiador e a amostra de tal forma que a carga não é totalmente coletada pelo copo de Faraday. Um monitor de emissão secundária (SEM) substitui, neste caso, o copo de Faraday na monitoração da carga irradiada. O SEM⁽⁵¹⁾ contém três folhas de alumínio com $10 \mu\text{m}$ de espessura cada uma e sua eficiência é determinada, prévia e posteriormente às irradiações, em relação ao copo de Faraday.

III.3. MEDIDA DA ATIVIDADE RESIDUAL

O ^{231}Th , produzido na eletrodesintegração do

^{232}Th por emissão de um neutron, decai por emissão de β^- para o ^{231}Pa com meia vida de $(25,52 \pm 0,01) \text{ h}$ ⁽⁵²⁾. Este decaimento é acompanhado por uma cascata de fótons, cujo diagrama está na figura 18. ⁽⁵³⁾ Desta cascata de fótons os mais intensos são de baixa energia: 25,64 e 84,21 keV, com intensidades absolutas de 0,148 e 0,065, respectivamente.

Realizamos uma irradiação em 25 MeV de energia, a fim de seguir a meia vida dos gamas citados acima, para verificar a possível existência de gamas espúrios, provenientes de outras reações ou contaminantes na amostra. Foram tomadas 12 medidas da atividade residual com duração média de 2,5 h, tempo vivo do analisador, sendo desprezível o tempo morto.

As curvas de decaimento das áreas dos fotopicos de 25,64 e 84,21 keV estão na figura 19.

Foi ajustada uma exponencial a cada conjunto de dados acima, com o programa AJUSTE ⁽⁵⁴⁾. Os resultados obtidos são:

$$T_{1/2} = (25,2 \pm 0,4) \text{ h} \text{ para o fotopico de } 25,64 \text{ keV}$$

$$\text{e } T_{1/2} = (25,4 \pm 0,9) \text{ h} \text{ para o fotopico de } 84,21 \text{ keV}$$

Esses resultados estão de acordo com o valor encontrado na literatura: $(25,52 \pm 0,01) \text{ h}$ ⁽⁵²⁾.

Na determinação da seção de choque absoluta utilizamos as medidas da área do fotopico de 25,64 keV, por ser o mais intenso dos gamas e estar na região de energia onde a

FIGURA 19 - Dados experimentais obtidos para as áreas dos fotopicos de 25,64 e 84,21 keV em função do tempo. As retas indicadas foram obtidas por ajuste de exponenciais pelo método dos mínimos quadrados. Os valores obtidos para a meia vida estão indicados.

ficiência do detetor de GeLi é maior, havendo, portanto, melhor estatística.

III.4. DETETOR DE GAMAS DE BAIXA ENERGIA. ELETRÔNICA, GEOME TRIA E BLINDAGEM

O sistema detetor utilizado na medida da atividade residual do ^{231}Th consistia, basicamente, de:

a) um detetor de fótons de baixa energia de GeLi, plano, de volume $1,43 \text{ cm}^3$, com janela de Berílio de $0,13 \text{ mm}$ de espessura ⁽⁵⁵⁾;

b) e um sistema eletrônico composto de pré- amplificador e amplificador acoplados a um sistema multicanal com disponibilidade de 8192 canais, do qual foram utilizados 4096 canais para cada espectro. A resolução do sistema detetor, medida como a largura a meia altura do pico de 81 keV , que segue o decaimento do ^{133}Ba , era de 503 eV .

A geometria de detecção foi mantida constante, por um suporte de lucite que fixava a fonte junto à janela do detetor, apesar dessa geometria ser favorável ao aparecimento de picos soma no espectro.

Picos soma aparecem em espectros de fótons se dois fótons de energias E_1 e E_2 forem detetados simultâneamente (o intervalo de tempo entre a detecção de ambos é menor do que o tempo de resolução do detetor). Neste caso o resultado é o aparecimento de um fotopico de energia que é a soma de E_1 e E_2 ⁽⁵⁶⁾.

No espectro obtido do ^{231}Th , com o detetor de raios X, aparecem vários picos provenientes de possíveis somas entre fótons e raios X, como estão indicados na figura 20a.

Para verificarmos se os supostos picos soma eram produto da geometria de contagem, realizamos duas medidas nas mesmas condições (amostra e sistema eletrônico) em diferentes geometrias: a primeira com a amostra encostada à proteção da janela do detetor e a segunda com a amostra afastada de 5cm. Os picos soma realmente se tornaram pouco intensos ou desapareceram na segunda medida, comprovando a hipótese acima, como pode ser visto na figura 20b.

Devido à baixa atividade da radiação gama do espectro de ^{231}Th , os tempos de medida eram longos (cerca de 3 horas), sendo necessário o uso de blindagem sobre o sistema detetor.

O arranjo experimental foi então blindado por uma capa cilíndrica de cobre e chumbo para eliminar a radiação de fundo, sendo o cobre utilizado para absorver os raios X provenientes do chumbo. A radiação de fundo na região de energia de interesse, nessas condições, não mostrou picos importantes, sendo considerada desprezível.

III.5. CALIBRAÇÃO DA EFICIÊNCIA DO DETETOR DE RAIOS X

Nas medidas da seção de choque, $\sigma_{e,n}(E_o)$ é necessário que se conheça com precisão a eficiência do detetor de raios X na energia do gama de interesse (25,64 keV).

FIGURA 20a: Espectro do ^{231}Th obtido com a amostra encostada à proteção da janela do detetor de Raios X. A notação é a de Siegbahn e os números indicam as energias em KeV, estando identificados, também, os picos soma e os de escape do K_{α} do Ge. No espectro aparecem picos de tantaló, porque utilizamos uma folha de tantaló como radiador nesta irradiação.

FIGURA 20b: Espectro de ^{231}Th obtido com a amostra afastada de 5cm do detector. Nota-se que os picos soma desapareceram ou tornaram-se pouco intensos.

A curva de eficiência, em relação à geometria de contagem utilizada na experiência, foi obtida usando-se fontes de calibração de ^{57}Co ; ^{241}Am e ^{137}Co com as características mostradas na tabela I.

Inicialmente, a área sob os fotopicos foi calculada segundo programa disponível no PDP11/45, programa ASTRIX (62), que ajusta pelo método dos mínimos quadrados, uma ou duas gaussianas aos pontos experimentais, mais um polinômio de segundo grau, destinado a simular o fundo. A inviabilidade do uso deste programa surgiu do fato das fontes utilizadas terem atividades muito diferentes entre si. Por exemplo, a fonte de ^{241}Am se desintegrava numa taxa média de 4×10^5 desint/s, no instante da medida, enquanto que a fonte de ^{57}Co em uma taxa média de 1×10^2 desint/s. A qualidade do ajuste, que era boa para os fotopicos menos intensos, piorava consideravelmente para fotopicos mais intensos, como no caso do ^{241}Am (59,54 keV).

A fim de eliminar possíveis erros sistemáticos com o cálculo da área pelo programa de ajuste, esta foi determinada como a soma das contagens na região do fotopico, descontado o fundo nessa região.

O cálculo da eficiência foi desenvolvido segundo a relação:

$$\epsilon_{\gamma} = \frac{A_p}{I_{\gamma} N_{\gamma}}$$

onde ϵ_{γ} = a eficiência na energia do fotopico

Fonte	Meia Vida	Atividade Inicial (1/1/69) $\times 10^5$ Bq	Energia keV	Intensidade por 100 decaimentos da fonte
^{57}Co (1)	270 ± 2 d	$(4,147 \pm 0,004)$	6,40	$0,553 \pm 0,011$
			14,40	$0,097 \pm 0,004$
			122,06	$0,852 \pm 0,004$
			136,47	$0,111 \pm 0,003$
^{137}Cs (2)	$30,0 \pm 0,5$ a	$(3,963 \pm 0,004)$	32,10	$0,0556 \pm 0,0018$
			35,29	$0,0136 \pm 0,0006$
^{241}Am (3)	433 ± 2 a	$(3,755 \pm 0,004)$	11,89	$0,0091 \pm 0,0002$
			13,94	$0,141 \pm 0,004$
			17,50	$0,201 \pm 0,004$
			21,01	$0,0537 \pm 0,0020$
			26,35	$0,025 \pm 0,009$
			59,54	$0,353 \pm 0,006$

TABELA I

1-) Ref. 57 e 58

2-) Ref. 59

3-) Ref. 60 e 61

A_p = área sob o fotopico

I_γ = intensidade do gama por 100 decaimentos da fonte.

N_γ = número de desintegrações da fonte.

O cálculo da incerteza da eficiência foi feito por propagação de erros e os resultados finais para as três fontes utilizadas estão na figura 21. Nesta figura a curva é o resultados do ajuste da função:

$$\ln \epsilon = a_0 + a_1 E + a_2 E^2$$

aos pontos experimentais, pelo método dos mínimos quadrados⁽⁵⁴⁾.

O valor da eficiência no ponto de interesse ($E_\gamma = 25,64$ keV) com o erro calculado pela covariância é:

$$\epsilon_\gamma(25,64 \text{ keV}) = 0,080 \pm 0,010$$

III.6. ANÁLISE DAS MEDIDAS DE ELETRODESINTEGRAÇÃO

No cálculo da seção de choque absoluta $\sigma_{e,n}$, é necessária a determinação de três grandezas: o número de núcleos de ^{231}Th formados na reação, o número de elétrons incidentes e o número de átomos de tório por unidade de área nas amostras. Essas três grandezas são determinadas a partir de dados obtidos experimentalmente. A determinação do número de átomos de tório por unidade de área, N_α , a partir da atividade de alfa natural da amostra está descrita no Apêndice A.

FIGURA 21 - Gráfico dos valores da eficiência absoluta em função da energia. A curva ajustada ajustada pelo método dos mínimos quadrados é: $\ln \epsilon = (1,73 \pm 0,24) + (1,70 \pm 1,10) \times 10^{-2} E - (1,37 \pm 0,74) \times 10^{-4} E^2$

O número de núcleos de ^{231}Th formados, N_γ , é calculado a partir da medida da atividade residual induzida na amostra. O cálculo da área do fotopico foi realizado pelo programa ASTRIX ⁽⁶²⁾. Este programa fornece o chi-quadrado do ajuste e os parâmetros da gaussiana (área, posição e largura) com os respectivos erros estatísticos.

O número de núcleos de ^{231}Th formados está relacionado com a área do fotopico, medida entre os instantes t_1 e t_2 , que pela lei do decaimento:

$$A_p = \int_{t_1}^{t_2} I_\gamma \epsilon_\gamma \lambda N_\gamma e^{-\lambda t} dt = I_\gamma \epsilon_\gamma N_\gamma (e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2})$$

onde N_γ = número de núcleos de ^{231}Th

λ = constante de decaimento = $(4,527 \pm 0,002) \times 10^{-4} \text{ min}^{-1}$

I_γ = intensidade do gama de 25,64 keV por 100 decaimentos da fonte ⁽⁵³⁾ = $0,148 \pm 0,010$

ϵ_γ = eficiência do detetor = $0,080 \pm 0,010$

Portanto, N_γ , é dado por:

$$N_\gamma = \frac{A_p}{I_\gamma \epsilon_\gamma (e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2})}$$

O número de elétrons incidentes, N_e , é obtido a partir da contagem da carga irradiada, Q . Essa quantidade deve ser corrigida para levar em consideração o decaimento da amostra durante a irradiação.

Podemos definir uma carga equivalente Q_E , co

mo a carga irradiada instantaneamente ao final da irradiação, que produziria o mesmo efeito da carga Q irradiada durante o intervalo de tempo T :

$$Q_E = \sum_{i=0}^N Q_i e^{-\lambda(T-it)}$$

onde: Q_i é a quantidade de carga irradiada que é armazenada no contador durante o i -ésimo intervalo de tempo t , e $Nt = T$.

A correção na carga foi da ordem de 5 a 8% por que as irradiações tinham duração típica de $\frac{1}{10}$ da meia vida do ^{231}Th .

A partir da carga equivalente podemos escrever número de elétrons incidentes como:

$$N_e = \frac{Q_e (\mu\text{C})}{\text{carga do eletr\~{o}n}} = 6,24 \times 10^{12} Q_E (\mu\text{C}) \frac{\text{el\~{e}trons}}{\mu\text{C}}$$

A seção de choque absoluta em termos das quantidades medidas experimentalmente é dada por:

$$\sigma_{e,n}^{\text{exp}} = \frac{N_Y}{N_\alpha N_e} = \frac{C}{(e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2})} \frac{A_p}{Q_E A_\alpha} \quad (\text{III.1})$$

onde C é uma constante definida por:

$$C = \frac{\lambda_\alpha \epsilon_\alpha a_1}{I_Y \epsilon_Y 6,24 \times 10^{12}}$$

e que depende somente de grandezas características da experiência.

III.7. MEDIDA DE FOTODESINTEGRAÇÃO E ANÁLISE

Na comparação do valor experimental da seção de choque, $\sigma_{e,n}^{\text{exp}}$, com o calculado pela expressão (II.10), devemos levar em consideração a possibilidade de haver uma diferença de normalização, uma vez que a comparação envolve medidas de dois laboratórios diferentes.

Pode, portanto, existir uma constante δ , tal que:

$$\sigma_{e,n}^{\text{exp}}(E_0) = \delta \int_0^{E_0 - m_0 c^2} \sigma_{\gamma,n}(\omega) N^{\text{El}}(E_0, \omega) \frac{d\omega}{\omega} \quad (\text{III.2})$$

onde δ é um número da ordem da unidade, independente da energia.

A constante δ não pode ser obtida pela expressão acima, uma vez que estamos procurando investigar a possível contribuição de uma componente de quadrupolo elétrico na seção de choque $\sigma_{\gamma,n}$.

A determinação experimental dessa constante é feita pela medida da taxa de produção ("yield") obtida com fótons de bremsstrahlung, $Y_{\text{br},n}$, visto que o espectro de bremsstrahlung tem componentes iguais para diferentes multipolos. $Y_{\text{br},n}$ é dado por:

$$Y_{br,n}^{calc}(E_o) = \int_0^{E_o - m_o c^2} \sigma_{\gamma,n}(\omega) K_{br}(E_o, \omega, Z) \frac{d\omega}{\omega} \quad (III.3)$$

onde:

$K_{br}(E_o, \omega, Z)$ = espectro de bremsstrahlung de Schiff⁽⁶³⁾ produzido por um radiador de número atômico Z_r .

$\sigma_{\gamma,n}(\omega)$ = seção de choque absoluta obtida com fótons monocromáticos. Existem dois valores na literatura: A.Veynière et al⁽⁴²⁾ e J.T. Caldwell et al⁽⁶⁴⁾. Os dados de A. Veyssière et al⁽⁴²⁾ não contém valores abaixo de 9 MeV, por isso foram complementados com os de P.Dickey et al⁽⁶⁵⁾ que realizaram medidas abaixo desta energia com bom acordo com os de Veyssière.

A taxa de produção, $Y_{br,n}$, é obtida experimentalmente com a colocação de um radiador de cobre antes do alvo, para produzir bremsstrahlung. A atividade é induzida na amostra por fótons e elétrons que atravessam o radiador.

Os elétrons sofrem degradação em energia devido a processos de radiação e colisão no radiador tornando necessária, portanto, uma correção no valor da atividade induzida. As medidas experimentais foram feitas entre 20 e 25 MeV,

região onde a taxa de produção não varia apreciavelmente com a energia, podendo ser utilizada a correção sugerida por W.C. Barber (66).

Sendo Δr a perda média em energia por colisão e radiação dos elétrons no radiador, podemos, em primeira aproximação, considerar a taxa de produção medida como:

$$Y_{br+e,n}^{\text{medido}}(E_o) = Y_{br,n}^{\text{exp}}(E_o) + \sigma_{e,n}^{\text{exp}}(E_o - \Delta r)$$

onde $Y_{br+e,n}^{\text{medido}}$ é a taxa de produção medida nas irradiações com o radiador antes do alvo.

$Y_{br,n}^{\text{exp}}$ é a taxa de produção devida somente ao bremsstrahlung

e

$\sigma_{e,n}^{\text{exp}}(E_o - \Delta r)$ é a seção de choque de eletrodesintegração medida previamente, sem o radiador.

Portanto, se $Y_{br,n}(E_o)$ for medido nas mesmas condições experimentais que a correspondente eletrodesintegração, podemos determinar δ comparando nosso valor experimental, $Y_{br,n}^{\text{exp}}(E_o)$ com:

$$Y_{br,n}^{\text{exp}}(E_o) = \delta Y_{br,n}^{\text{cal}}(E_o - \frac{\Delta r}{2})$$

onde $Y_{br,n}^{\text{cal}}$ é dado pela expressão (III.3).

Dessa forma, conhecido δ , podemos comparar nos valores de $\sigma_{e,n}^{exp}$ com os valores calculados pelas expressões (II.10) e (II.11) diretamente, visto que eventuais diferenças serão devidas a outros fatores que não de normalização.

Os resultados experimentais e a sua análise serão mostrados no próximo capítulo.

III.8. OBSERVAÇÕES SOBRE AS INCERTEZAS

Os erros estatísticos dos pontos da seção de choque $\sigma_{e,n}^{exp}$ são da ordem de 3% para energias acima de 10 MeV, porém uma incerteza de 10% foi adotada, baseada na reprodutibilidade das medidas.

As incertezas introduzidas pela eficiência do detetor de raios X e pela intensidade da linha, afetam o conjunto de pontos como um todo e portanto, introduzem um erro sistemático na escala de valor absoluto. Calculamos essa incerteza por propagação de erros, obtendo o valor de 14%.

CAPÍTULO IV - ANÁLISE DOS RESULTADOS OBTIDOS E CONCLUSÕES

IV.1. INTRODUÇÃO

Neste capítulo apresentamos os resultados experimentais obtidos de acordo com as técnicas descritas no capítulo III. A análise destes resultados será feita com o formalismo descrito no capítulo II, com o propósito de determinar as componentes de dipolo e quadrupolo elétricos envolvidas na eletrodesintegração do tório por emissão de um neutron.

IV.2. RESULTADOS EXPERIMENTAIS

A seção de choque absoluta, $\sigma_{e,n}^{exp}$, e a taxa de produção absoluta, $Y_{br,n}^{exp}$, foram obtidas a partir dos dados experimentais, conforme descrito no capítulo anterior. Os resultados experimentais para a fotodesintegração (círculos) e eletrodesintegração (círculos cheios) podem ser vistos na figura 22. As barras de erro são da ordem de 10%, que foi atribuído baseado na reprodutibilidade dos pontos.

IV.3. ANÁLISE DOS RESULTADOS

O cálculo da seção de choque absoluta, $\sigma_{e,n}(E1)$, através da expressão (II.10), foi realizado com os dois valores da seção de choque $\sigma_{\gamma,n}^{(42,64)}$, como mencionado no capítulo anterior. Os resultados obtidos para ambos os valores são compatíveis, razão pela qual a análise só foi feita com os dados de $\sigma_{\gamma,n}$ de J.T. Caldwell et al ⁽⁶⁴⁾, por ser uma medida mais recente e que contém maior número de pontos.

FIGURA 22 - Resultados experimentais obtidos para a seção de choque de eletrodesintegração do ^{232}Th por emissão de um neutron (círculos) e para a taxa de produção (círculos abertos). A curva superior é o resultado previsto no caso do processo ser El puro. A curva inferior é o resultado para $Y_{br,n}$ calculado por espectro de bremsstrahlung.

Calculamos os valores para a razão entre a seção de choque, $\sigma_{e,n}^{\text{exp}}$, e $\sigma_{e,n}(\text{El})$ calculada a partir da equação (II.10), como estão mostrados na figura 23. Nesta figura os pontos indicados por círculos são os valores da razão entre $Y_{br,n}^{\text{exp}}$, calculado a partir da expressão (III.3), que fornecem um valor médio da constante de normalização: $\delta = 1,16 \pm 0,04$. Pela figura nota-se que o comportamento da razão $\sigma_{e,n}^{\text{exp}} / \sigma_{e,n}(\text{El})$ para energias acima de 11 MeV pode ser representado por uma constante de valor 1,04. Considerando as respectivas incertezas e a possibilidade de erros sistemáticos que afetem de forma diferente as medidas de foto e eletrodesintegração, este valor não é necessariamente incompatível com o obtido para a constante δ . Assim vamos considerar o fator 1,04 como a diferença de normalização de valor absoluto entre nossas medidas e as de J.T.Caldwell et al ⁽⁶⁴⁾ na análise das medidas de eletrodesintegração.

O fato da razão $\sigma_{e,n}^{\text{exp}} / \sigma_{e,n}(\text{El})$ não apresentar um comportamento crescente com a energia, como seria esperado a partir das considerações feitas na seção II.6, indica que o processo pode ser explicado por absorção exclusivamente de dipolo elétrico.

Acima de 11 MeV, o acordo com a seção de choque calculada, $\sigma_{e,n}(\text{El})$, é bom, mas abaixo de 11 MeV nossos pontos estão sistematicamente, acima do valor previsto (vide figura 22), como é visto claramente no gráfico da razão $\sigma_{e,n}^{\text{exp}} / \sigma_{e,n}(\text{El})$ (figura 23). Este comportamento não pode ser explicado, pela existência de uma componente de quadrupolo elétrico, uma vez que não se observa o crescimento que seria esperado

FIGURA 23 - Razão entre os pontos experimentais da seção de choque de eletrodesintegração por emissão de um neutron e os valores calculados supondo que o processo seja exclusivamente El. (círculos) Os círculos abertos indicam a razão entre a taxa de produção experimental e a calculada. (III.3)

acima de 17 MeV. Pelo nosso método de análise parece difícil encontrar uma explicação física para este comportamento.

Fatores experimentais responsáveis por tal efeito poderiam ser, por exemplo, perda de carga no copo de Faraday, devido à abertura do feixe e erro na calibração de energia do Acelerador. A calibração em energia foi recentemente refeita ⁽⁶⁷⁾, confirmando os valores que utilizamos em toda a experiência. A possibilidade de haver perda de carga no copo de Faraday apesar de improvável, não pode ser excluída porque nessa região de energia o tamanho e abertura do feixe são significativamente maiores que para energias mais elevadas e o alinhamento do feixe torna-se crítico. As demais condições experimentais foram analisadas, não se encontrando nenhum fator que pudesse explicar o fenômeno observado.

Supondo que os pontos abaixo de 11 MeV contém algum tipo de erro que não tenhamos conseguido identificar, podemos ainda investigar a existência de uma componente de quadrupolo elétrico, utilizando os pontos acima de 11 MeV. A componente de quadrupolo elétrico não pode ser estudada somente com pontos da região de baixa energia (menores que 11 MeV), como já mencionamos na seção II.6, pois um deslocamento em energia de algumas centenas de keV nos pontos de $\sigma_{e,n}^{exp}$ podem alterar a razão $\sigma_{e,n}^{exp} / \sigma_{e,n}(E1)$ até de um fator da ordem de 2.

A estimativa da componente de quadrupolo elêtrico foi efetuada, como descrito no capítulo I, simulando a RGE2 de acordo com a sistemática existente ⁽¹⁰⁾. Representamos $\sigma_{\gamma,n}(E2)$ por uma lorentziana localizada em 10 MeV, com meia

largura de 4,0 MeV e amplitude variável em termos da $(RSE2)_{-2}$. O chi quadrado do ajuste em função da amplitude da RGE2 está mostrado pela curva contínua na figura 24. O melhor ajuste é obtido para $\sigma_{\gamma,n}(E_2) = 0$.

Podemos tentar estabelecer um limite superior para a possível contribuição da componente de quadrupolo elétrico. Isso pode ser feito a partir da curva do chi-quadrado reduzido do ajuste em função da porcentagem da $(RSE2)_{-2}$, determinando seu valor correspondente ao máximo chi quadrado permitido pelo critério do nível de confiabilidade de 95% (o número de graus de liberdade do ajuste foi 31).

No nosso caso, o mínimo chi quadrado reduzido (1,75) já se encontra fora deste nível. Interpretamos este resultado como proveniente da subestimação dos erros experimentais adotados. Assim, adotando-se erros experimentais de 14%, obtemos um chi-quadrado igual a 1,0, para contribuição somente de dipolo elétrico. Na figura 24, a curva tracejada mostra o resultado obtido. O chi-quadrado máximo permitido pelo nível de confiabilidade de 95% é 1,45, que coloca um limite superior à componente de quadrupolo elétrico de 35% da $(RSE2)_{-2}$. Esse valor indica que o canal de emissão de um neutron contribui com menos de 35% para o decaimento da RGE2 no tório.

IV.4. CONCLUSÕES

Neste trabalho foi realizada a medida da seção de choque absoluta de eletrodesintegração do tório por emissão de um neutron. Os resultados foram analisados pelo forma

FIGURA 24 - Gráfico da variação do chi-quadrado reduzido com a quantidade de quadrupolo elétrico em porcentagem da $(RSE2)_{-2}$.

lismo dos fótons virtuais.

Mostramos que a seção de choque $\sigma_{e,n}$ acima de 11 MeV pode ser explicada supondo que a reação se processa exclusivamente por absorção de dipolo elétrico. Os resultados experimentais abaixo de 11 MeV estão em desacordo com os valores calculados por razões não identificadas neste trabalho.

Nossos dados não excluem, entretanto, uma possível contribuição de quadrupolo elétrico que esgote até 35% da $(RGE2)_{-2}$. Esse resultado sugere que o decaimento mais importante da RGE2 deve proceder através do canal de fissão, uma vez que esse é o único energeticamente viável, além do da emissão de um neutron. Essa conclusão não é inesperada pois medidas de eletrodesintegração e eletrofissão do ^{238}U efetuadas no laboratório mostraram que o canal de emissão de um neutron ⁽²⁷⁾ não contribui para o decaimento da RGE2, sendo este dominado pela fissão ⁽²⁶⁾. No caso do tório, a proporção entre as seções de choque $\sigma_{\gamma,n}$ e $\sigma_{\gamma,f}$ na região da RGE2 é muito maior que no ^{238}U , entretanto este resultado não exclui a possibilidade de que o decaimento da RGE2 no tório proceda preferencialmente pelo canal de fissão. Os resultados experimentais referentes a que fração da $(RGE2)_{-2}$ é esgotada por esse canal são ainda inconclusivos na literatura. Trabalhos em andamento neste laboratório ⁽⁶⁸⁾ deverão fornecer resultados em futuro próximo.

APÊNDICE A

A.1. PREPARAÇÃO DOS ALVOS

Os alvos de tório foram preparados por eletro_{de}posição molecular. Alvos semelhantes já eram obtidos em 1938 por eletrólise ⁽⁴³⁾. A técnica de eletrodeposição molecular foi desenvolvida por W. Parker et al ⁽⁴⁴⁾ e a escolha desta surgiu da necessidade de se obter alvos de espessura fina ($\sim 10^{-3}$ comprimentos de radiação). A importância do uso de alvos finos em medidas absolutas de seção de choque de eletro_{de}sinetração é a minimização da atividade residual induzida por fótons de bremsstrahlung produzido no próprio alvo.

Os alvos utilizados tem cerca de 10^{-5} compri_{me}ntos de radiação e portanto a atividade induzida por fotode_{de}sinetração é menor do que 1% da produzida por eletrodesineta_{de}gração.

Na preparação dos alvos utilizamos solução de nitrato de tório (encontrado na forma comercial de $\text{Th}(\text{NO}_3)_2$, de alta pureza - Merck - 99% de pureza) em solvente orgânico (acetona), sendo o tório eletrodepositado em folhas de alumí_{ni}o de espessura da ordem de $7\mu\text{m}$.

Devido à necessidade de obtermos alvos aderen_{tes}, quando colocados no vácuo, foi necessário um estudo ini_{ci}al da qualidade do depô_{si}to em função:

- a) da intensidade da corrente durante a deposi_{ção};

- b) do tempo de deposição;
- c) do solvente orgânico utilizado;
- d) da concentração de nitrato de tório no sol
vente e
- e) da diferença de potencial aplicada entre os
elétrodos.

Estes estudos foram realizado por R.Pamboukian et al ⁽⁴⁵⁾. O teste de aderência no vácuo é importante, por que tanto as irradiações quanto as medidas por espectrometria alfa foram realizadas no vácuo.

Os depósitos obtidos tem espessura típicas de 200 a 300 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$.

A célula utilizada na deposição está na figura 14.

A.2. DETERMINAÇÃO DA MASSA DOS ALVOS

A determinação do número de átomo de tório por unidade de área nas amostras utilizadas (em número de cinco) é necessária para o cálculo da seção de choque absoluta. Esta determinação foi realizada por espectroscopia alfa, utilizando o fato do tório ser um emissor alfa natural.

O tório natural decai para o rádio ($^{228}_{88}\text{Ra}$) com meia vida de $1,41 \times 10^{10}$ anos ⁽⁴⁶⁾, por emissão de duas partículas alfa com energias de 4,011 e 3,994 MeV e intensidades de 0,77 e 0,23, respectivamente ⁽⁴⁷⁾. A família radioativa, ou

Fig.14 Corte longitudinal da célula utilizada na deposição de nitrato de tório

seja, a série de núcleos provenientes do decaimento por emissão de partículas alfa do tório, até o chumbo, que é estável, esquematicamente é a seguinte (47):

Os esquemas de cada decaimento estão detalhados na ref. 47.

Assim o espectro obtido envolve toda a família do tório, aparecendo as linhas mais intensas de cada decaimento, como pode ser visto na figura 15. Devido à resolução de 127 MeV por canal do sistema de detecção alfa na energia de 4 MeV, as linhas das duas partículas alfa do tório não são separadas. Portanto a soma das contagens sob o pico correspondente é proporcional ao número de átomos de tório. Devido à fina espessura do depósito, os tempos de medida eram da ordem de 12h para a obtenção de picos bem definidos.

O cálculo do número de átomos de tório por uni

dade de área foi realizado do seguinte modo:

$$N_{\alpha} = \frac{A_{\alpha}}{\lambda_{\alpha} \epsilon_{\alpha} a_1}$$

onde

- A_{α} = atividade alfa da amostra
- λ_{α} = constante de decaimento alfa do tório
- a_1 = área exposta da fonte ao detetor.
- ϵ_{α} = eficiência do detetor de barreira de superfície na geometria utilizada (como veremos no item seguinte)

A.3. DETETOR DE BARREIRA DE SUPERFÍCIE. ELETRÔNICA, GEOMETRIA E BLINDAGEM

As medidas de espectrometria alfa foram realizadas com um sistema detetor, que consistia de:

a) um detetor de barreira de superfície da ORTEC de 100 μm de espessura ativa e espessura do eletrodo de ouro de 40 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$, mantido em vácuo da ordem de 10^{-7} torr:

b) um sistema eletrônico composto de pré-amplificador e amplificador acoplado a um sistema multicanal, do qual foram utilizados 512 canais.

A geometria de contagem foi mantida fixa e o esquema de contagem pode ser visto na figura 16. Entre a fonte e o detetor foi colocada uma máscara de alumínio para delimitar com mais precisão a área exposta ao detetor.

FIGURA 16 - Esquema da geometria utilizada para a determinação da atividade alfa dos alvos de tório.

As medidas foram realizadas em duas geometrias diferentes. A distância fonte-detetor foi mantida fixa e a variação da área exposta foi escolhida de modo a verificar a qualidade do depósito quanto à uniformidade.

A relação entre as atividades obtidas, nas duas geometrias estudadas, indica que a uniformidade do depósito é constante dentro de 10% na região de interesse.

Não foi necessária a utilização de blindagem nas medidas por espectroscopia alfa visto que a radiação de fundo existente era desprezível.

A.4. DETERMINAÇÃO DA EFICIÊNCIA DO SISTEMA DETETOR ALFA

Na interação de uma partícula alfa de energia menor do que 10 MeV com a matéria podem ocorrer dois fenômenos⁽⁴⁸⁾:

a) espalhamento elástico, conhecido como espalhamento de Rutherford, que ocorre com uma probabilidade muito pequena, e depende do inverso do quadrado da energia. Por exemplo: para uma partícula alfa com energia de 1,0 MeV, a probabilidade de espalhamento para ângulos menores que 10° é de 0,021/cm;

b) espalhamento inelástico, no qual os átomos constituintes da matéria são excitados ou ionizados. A ionização da matéria permite a determinação da energia da partícula alfa incidente, dependendo da perda de energia média e da sua penetração no material.

No caso do detetor de barreira de superfície uti

lizado na determinação da atividade alfa das amostras de tório, que tem uma espessura ativa de silício de 100 μm , a penetração das partículas alfa provenientes do tório (energia média de 4,0 MeV), a penetração é de 20 μm ⁽⁴⁰⁾. Portanto, para partículas alfa dessa energia, a eficiência do detetor de barreira de superfície é somente o fator geométrico determinado pelo ângulo sólido da fonte em relação ao detetor.

O cálculo do fator de geometria foi realizado, por método de Monte Carlo, através de um programa de computador, cujo algoritmo é de C. Bonnet et al ⁽⁵⁰⁾. O resultado obtido para a eficiência do sistema detetor na geometria descrita é:

$$\epsilon_{\alpha} = 0,0365 \pm 0,0007$$

com a área exposta da fonte de

$$a_{\alpha} = (0,899 \pm 0,017) \text{ cm}^2$$

B I B L I O G R A F I A

1. M.G.Huber - Am. Journ. of Phys. 35 (1967) 685.
2. R.Bergère - Photonuclear Reaction - Proceedings of the International School of Electro and Photonuclear Reactions and Applications, Erice, Itália (1976).
3. A.Bohr e B. Mottelson - Nuclear Structure, vol. II (Benjamin, Reading, Massachussets, 1975).
4. P. Carlos et al - Nucl Phys. A172 (1971) 437.
5. M.Goldhaber e E. Teller - Phys Rev. 74 (1948) 1046.
6. V.H.Steinwedel e J.H.D. Jensen - Z.Naturf. 52 (1950) 413.
7. G. Brown e M. Bosterli - Phys. Rev. Lett. 3 (1959) 472.
8. I.D.Goldman - Reações Fotonucleares - publicação interna do IFUSP (1976).
9. D.J.Rowe - Nuclear Collective Motion - (Methuen-1970)
10. F.E.Bertrand - Ann. Rev. of Nucl. Sci. 26 (1976) 457.
11. B.L. Berman e S.C. Fultz - Rev.of Mod. Phys. 47 (1975) 713.
12. R. Pitthan e Th. Walcher - Phys. Lett. 36 B (1971) 563.
13. S. Fukuda e V. Torizuka - Phys. Rev. Lett. 29 (1972) 110.
14. M.B. Lewis e F.E.Bertrand - Nucl. Phys. A196 (1972) 337.
15. O. Nathan e S.G. Nilsson - Alpha and Beta Spectroscopy, vol. 1, edited by K. Siegbahn (North Holland, 1965).
16. J.S.O'Connell - Proceedings of Photonuclear Reactions and Applications - Asilomar (1973).

17. J.M.Eisenberg e W. Greiner - Excitation Mechanism of the nucleus - Nuclear Theory, vol. II (North-Holland-1979).
18. S.C. Fultz et al - Phys. Rev. 143(1966) 790.
19. J. Ahrens et al - Nucl. Phys. A251(1975) 479.
20. M. Gell-Mann e V. Telegdi - Phys. Rev. 91(1953) 169.
21. A.M. Lane - Nuclear Theory - W.A. Benjamin (1964).
22. K.T. Knöpple et al - Phys. Lett. 74B (1978) 191.
23. A.C.Shotter et al - Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 569.
24. J.van der Plicht et al - Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 1121.
25. E. Wolyneć, W.R.Dodge e E.Hayward - Phys. Rev. Lett. 42(1979) 127.
26. J.D.T.Arruda Neto et al - Phys. Rev. C18 (1978) 863.
27. M.N.Martins, E.Wolyneć e G. Moscati - Phys. Rev. C16(1977) 613.
28. T. de Forest, Jr. e J.D.Walecka - Adv. in Phys. 15(1966) 1.
29. W.C. Barber - Ann. Rev. of Nucl. Sci. 21(1961) 1.
30. J.A. Thie, C.J. Mullin e E.Guth - Phys. Rev. 87(1952) 962.
31. W.C. Barber e T. Wiedling - Nucl. Phys. (1960) 575.
32. V. Kneissl et al - Nucl. Phys. A256 (1976) 11.
33. L.S. Cutler - Phys. Rev. 157 (1967) 885.
34. W.W. Gargaro e D.S. Onley - Phys. Rev. C41 (1971) 1032.
35. I.C.Nascimento, E.Wolyneć e D.S.Onley - Nucl. Phys. A246 (1975) 210.

36. E. Wolyneec et al - Phys. Rev. C11(1975) 1083.
37. E. Wolyneec et al - Nucl. Phys. A244(1975) 205.
38. E. Wolyneec e L.M.Lunardi - Ciência e Cultura, vol. 26, nº 7, julho 1976.
39. Tabela de Limiares de Reações - NBS (1973).
40. P. Marmier e E. Sheldon - Physics of Nuclei and Particles, vol. I - Academic Press (1969).
41. A. Suzuki et al - Nucl. Phys. A257(1976) 477.
42. A. Veyssiêre et al - Nucl. Phys. A199(1973) 45.
43. S. Cotellet e M. Haissinsky - Compt. Rend. 206 (1938) 1644.
44. W. Parker, H. Bildstein e N. Getoff - Nucl. Instr. and Meth. 26 (1964) 55.
45. R. Pamboukian, P. Gouffon e E.Wolyneec - Ciência e Cultura, vol. 26, nº 7 (1976) 60.
46. T.A. Farley - Cann. Journ. of Phys. 38 (1960) 1059.
47. Table of Isotopes - 7th edition - edited by C.M. Lederer e V.S. Shirley - (John Wiley - 1978).
48. G. Knop e W. Paul - Alpha and beta spectroscopy, vol. 1 - edited by K. Siegbahn - (North-Holland, 1965).
49. Manual da ORTEC - detetor de barreira de superfície.
50. C. Bonnet, P.Hillion e G. Nurdin - Nucl. Instr. and Meth. 54 (1967) 321.
51. A Fagundes - Tese de Mestrado - IFUSP (1977).
52. M.J. Cabell - Cann. Journ. of Phys. 36(1958) 989.

53. P. Hornsøhøj et al - Nucl. Phys. A248 (1975) 406.
54. Programa AJUSTE - P. Gouffon - PDP11/45 (LAL)
55. Manual da ORTEC - detetor de raios X (GeLi).
56. V.R. Vanin - Tese de Mestrado - IFUSP (1977).
57. J.L. Campbell e L.A. McNells - Nucl. Instr. and Meth. 101(1972) 153.
58. J. Konijn e E.W.A. Lingeman - Nucl. Instr. and Meth. 94 (1971) 389.
59. M.J. Martine e P.H. Blichert-Toft - Nucl. Data 8A (1971) 1.
60. R.L. Watson e T.K.Li - Nucl. Phys. A178(1971) 210.
61. W.D. Schmidt - Ott e R.W. Fink - Z. Phys. 249 (1972) 286.
62. Programa ASTRIX - V.R.Vanin - PDP11/45 (LAL).
63. H.W. Koch e J.W. Motz - Rev. of Mod. Phys. 31 (1959) 20.
64. J.T. Caldwell et al - Atlas fo Photoneutron Cross Sections obtained with monoenergetic Photons - edited by B.L. Berman - December (1976) - Lowrence Livermore Laboratory.
65. P.A. Dickey e P.Axel - Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 501.
66. W.C. Barber - Phys. Rev. 111(1958) 1642.
67. P. Gouffon - Tese de Mestrado - IFUSP (1979) Apêndice C.
68. S.B. Herdade - Comunicação pessoal.