

*Wayne Allan Seale
Antonio de Jesus*

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

SBI-IFUSP



305M810T1070

EXCITAÇÃO COULOMBIANA DE 189 OS

Suzana Botelho Brandão

Dissertação de Mestrado apresentada ao Instituto de Física da Universidade de São Paulo para obtenção do título de Mestre em Ciências.



Orientador:

Prof. Dr. *Wayne Allan Seale*

Defesa em 14/12/87

SÃO PAULO

1987

539.7

B817e

M

e 2

FICHA CATALOGRÁFICA

Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação
do Instituto de Física da Universidade de São Paulo

Brandão, Suzana Botelho
Excitação coulombiana de ^{189}Os . São Paulo, 1987.

Dissertação (Mestrado) - Universidade de São Paulo.
Instituto de Física. Departamento de Física Nuclear.
Área de Concentração: Física Nuclear
Orientador: Prof. Dr. Wayne Allan Seale

Unitermos: 1.Estrutura nuclear; 2.Excitação coulombiana; 3.Medidas de probabilidades reduzidas de transição; 4. ^{189}Os .

USP/IF/SBI - 41/87

1914

Dear Mother,

I am well and hope these few lines will find you the same.

I have not much news to write at present.

I am still in the same place.

I hope to hear from you soon.

I am, dear Mother, your affectionate son,

John Doe

Aos meus pais.

AGRADECIMENTOS

a todos os amigos meu muito obrigada pelo apoio e incentivo no dia-a-dia e em especial àqueles que mais de perto contribuíram para a concretização deste trabalho;

ao Prof. Wayne, pela orientação, respeito e amizade; pela leitura criteriosa das várias versões desta tese;

ao Grupo de Espectroscopia Gama: Prof^a Ewa, Prof. Ribas, Prof. Rao e os colegas Medina, Márcio, Luiz Guilherme, José Roberto e Márcia, pela valiosa ajuda nos períodos de máquina, pelas discussões e críticas e, sobretudo, pelo ambiente de trabalho sério e amigo que sempre existiu;

à Sylvia, amiga de todas as horas, por estar presente sempre que precisei;

ao César, pela grande amizade e valiosas discussões;

à Gina, por bem mais que a cuidadosa datilografia: e pela amizade e boa-vontade em todas as situações;

à Rita e Cláudia, pela atenção sempre que necessário;

ao João Carlos, pelo cuidado com que fez os desenhos;

à minha família, pelo apoio total que nunca me faltou;

à minha filha, pelo amor e compreensão; e

ao CNPq e à CAPES, pela bolsa concedida.

ÍNDICE GERAL

I.	INTRODUÇÃO	1
II.	EXCITAÇÃO COULOMBIANA	4
II.1.	Aspectos Gerais	4
II.2.	O Formalismo em Formato Adequado a Cálculos Numéricos	11
II.3.	O Programa GOSIA	18
III.	MODELOS NUCLEARES PARA A REGIÃO DE MASSA $A=190$	22
III.1.	Estados Rotacionais e Acoplamento de Coriolis	25
III.2.	Estados Vibracionais Coletivos e Mistura de Fônons e Quase-partícula	28
IV.	EQUIPAMENTO E PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL	35
IV.1.	O Acelerador e a Fonte de Íons	35
IV.2.	Reações e Energia Segura para Excitação Coulombiana	36
IV.3.	Composição do Alvo	39
IV.4.	Disposição do Alvo e Detectores	40
IV.5.	Aquisição de Dados	40
IV.6.	Calibração em Energia e Medida da Eficiência do Detector	41
V.	ANÁLISE DE DADOS	48
V.1.	Análise dos Espectros	48
V.2.	Extração dos Valores de $B(E2)$	49
V.3.	Apresentação dos Resultados	50
VI.	DISCUSSÃO E CONCLUSÃO	58
	REFERÊNCIAS	69

ÍNDICE DE TABELAS

TABELA IV.1.	Tabela Resumo das Reações	37
TABELA IV.2.	Constituição Isotópica do Alvo	39
TABELA V.1.	Tabela de Intensidades Relativas	55
TABELA V.2.	Tabela de Valores de B(E2)	56

ÍNDICE DE FIGURAS

FIGURA III.1.	Diagrama dos Níveis de Nilsson Apropriado ao ^{189}Os	23
FIGURA IV.1.	Esquema do Acelerador Pelletron-DFN	42
FIGURA IV.2.	Esquema da Fonte SNICS	43
FIGURA IV.3.	Disposição do Equipamento Experimental	44
FIGURA IV.4.	Diagrama de Blocos do Equipamento Eletrônico	45
FIGURA IV.5.	Curva de Eficiência do Detector GeHP	46
FIGURA IV.6.	Medida da Eficiência Relativa do Detector GeHP.....	47
FIGURA V.1.	Espectros das Reações $^{189}\text{Os}+^{16}\text{O}$; $^{189}\text{Os}+^{28}\text{Si}$ $^{189}\text{Os}+^{35}\text{Cl}$	51
FIGURA V.2.	Esquema de Níveis Rotacionais e Vibracionais para ^{189}Os , com os Valores de B(E2)/B(E2) s.p.u para as Transições	57

RESUMO

A estrutura de níveis de ^{149}Os foi estudada através da excitação Coulombiana com os feixes de ^{35}Cl , ^{28}Si e ^{16}O . GOSIA - um código escrito para analisar dados de excitação Coulombiana múltipla - foi usado para a obtenção das probabilidades reduzidas de transição $B(E2)$. Os resultados para as transições intrabanda e interbanda permitiram hipóteses a respeito da classificação dos estados em termos de níveis de Nilsson. Raios - gama provenientes da desexcitação dos níveis a 216.7 e 219.4 keV foram separados e a probabilidade reduzida de transição foi medida.

ABSTRACT

The level structure of ^{149}Os has been studied by Coulomb excitation with ^{35}Cl , ^{28}Si and ^{16}O beams. De-excitation γ - rays were measured with a high resolution GeHP detector. GOSIA - a computer code for multiple Coulomb excitation - was used to obtain the reduced transition probabilities $B(E2)$. Assignments of Nilsson levels at energies below 816 keV were tentatively given. Evidences for the existence of collective non-rotational states at energies around 600 keV were found. De-excitation γ - rays from 216.7 and 219.4 keV levels were separated and the reduced transition probabilities measured.

I. INTRODUÇÃO

O grande interesse na investigação dos núcleos de Os consiste no fato de que os isótopos mais leves são bem caracterizados como prolatos enquanto há várias opções teóricas para aqueles que se aproximam da região de massa $A \approx 190$: esféricos, γ -instáveis, triaxiais ou oblatos [Be76].

A interpretação usual dos níveis dos núcleos de A ímpar nas regiões de transição envolve comparações com o modelo de Nilsson, que tem tido sucesso nas previsões das propriedades dos núcleos fortemente deformados. Importantes esforços teóricos foram feitos na tentativa de descrever os núcleos transicionais em termos de uma deformação triaxial. Para os núcleos pares [Da58] há uma relativa concordância com as observações experimentais, enquanto que a tentativa de estender os cálculos de simetria triaxial para os núcleos transicionais ímpares na região de massa $A = 190$ [Me74] e [He62] esbarrou tanto em dificuldades teóricas como também na ausência de dados experimentais adequados especialmente para os núcleos mais pesados.

A compilação mais recente referente ao núcleo de ^{189}Os encontra-se nos Nuclear Data Sheets de 1981. Os níveis adotados para este núcleo referem-se a informações de decaimento β^- do ^{189}Re [Cr63] e [Sa79], à excitação Coulombiana com ions leves [Mc63] e [Hr67], à captura eletrônica de ^{189}Ir [Ha62] e [Ma70], às reações de espalhamento inelástico (d,d') [Mo75] e às reações de

transferência (d,p) e (d,t) [Mo75] e [Be76]. Essas informações serão discutidas com mais detalhes no Cap.VI, onde será feita a comparação dos nossos resultados com a literatura. Os trabalhos citados possibilitaram o estabelecimento dos níveis de baixa energia com base no modelo de Nilsson mais acoplamento de Coriolis, enquanto que os níveis a energias de aproximadamente 600 keV foram interpretados em termos do acoplamento de uma quasi-partícula (1qp) à vibração γ do caroço par-par do núcleo vizinho. Os modelos nucleares apropriados à região de massa do núcleo de Os serão discutidos no Cap.III.

No presente trabalho, usando o método de espectroscopia gama, o núcleo de ^{189}Os foi estudado através da excitação Coulombiana provocada por feixes de ^{28}Si , ^{16}O e ^{35}Cl , com o objetivo de extrair informações a respeito das probabilidades reduzidas de transição. A técnica de excitação Coulombiana é uma ferramenta poderosa para o estudo das propriedades eletromagnéticas dos estados nucleares, fornecendo informações independentemente de modelo. A maior parte dos níveis observados podem ser interpretados em termos de simples excitações coletivas do tipo rotacional ou vibracional. Com o fim de extrair informações a respeito dos valores de $B(E2)$, usou-se o código GOSIA [Cz83], escrito para ajustar dados de excitação Coulombiana múltipla. Alguns parâmetros importantes para a descrição semi-clássica da excitação Coulombiana e o formalismo básico necessário para o entendimento de como

GOSIA ajusta os dados experimentais para a obtenção dos $B(E2)$, serão apresentados no Cap. II.

No Cap. IV serão descritos em detalhes o equipamento e o procedimento experimental utilizados. No Cap. V serão apresentados os espectros e discutidos os métodos de análise empregados para a obtenção final das probabilidades reduzidas de transição.

Finalmente, no Cap. VI, nossos resultados serão discutidos dentro do contexto das interpretações feitas para os núcleos da mesma região de massa do ^{180}Os e em relação à sistemática dos níveis de baixa energia que podem ser descritos pelo modelo de Nilsson.

II. EXCITAÇÃO COULOMBIANA

II.1 - Aspectos Gerais:

A teoria de excitação Coulombiana pura é bem entendida, mas é matematicamente complicada. Uma discussão detalhada dos aspectos relevantes da teoria pode ser encontrada, principalmente, no artigo de revisão de Alder et.al [Al56], em McGowan e Stelson [Mc74] e na monografia de Alder e Winther [Al75]. Neste capítulo serão descritos, de maneira sucinta, alguns aspectos gerais da teoria. Quanto ao formalismo de excitação Coulombiana nos restringiremos àquele usado no programa computacional de análise de dados (GDSIA) [Cz83], que será descrito nos seus outros aspectos no Cap. V.

Entende-se por excitação Coulombiana o processo pelo qual um núcleo é excitado apenas pelo campo eletromagnético do projétil, cuja energia de bombardeio deve ser tal que ele não penetre na região de alcance das forças nucleares. As experiências de excitação Coulombiana fornecem, independentemente de modelo, as seções de choque de excitação dos níveis que estão diretamente relacionadas às probabilidades reduzidas de transição $B(E\lambda)$ e $B(M\lambda)$. Essas propriedades eletromagnéticas são importantes para se testar a validade ou não dos vários modelos nucleares.

O processo de excitação Coulombiana, principalmente para ions pesados, pode ser razoavelmente

descrito usando-se a aproximação semi-clássica. Discutiremos alguns parâmetros que são importantes na descrição da colisão:

- a soma dos raios nucleares, onde a energia cinética inicial fica igual à energia potencial eletrostática:

$$R = 1.4(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \quad (\text{II.1})$$

- a distância de menor aproximação numa colisão frontal, o chamado diâmetro de colisão:

$$b = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{E} \quad (\text{II.2})$$

onde Z_1 e Z_2 referem-se ao número atômico do alvo e projétil, respectivamente e E é a energia de bombardeio

- o comprimento de onda do projétil:

$$\lambda = \frac{h}{p} \quad (\text{II.3})$$

A magnitude relativa destas três grandezas está ilustrada na figura abaixo [Wi65] como função da energia de bombardeio:

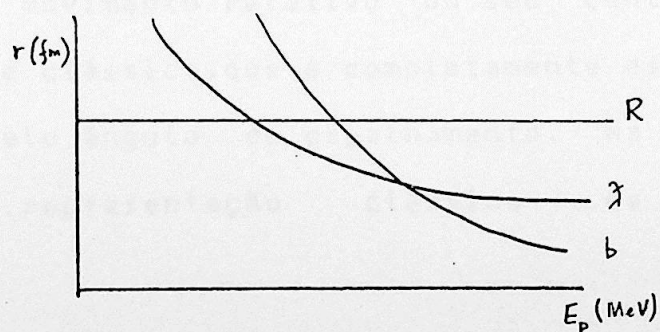


Figura II.1

Notemos que a energia para $b = R$ é sempre menor que a energia para $b = \lambda$. Para nos certificarmos da não-penetração, devemos ter tanto $b > R$ quanto $b > \lambda$. Da figura vemos que $b > R$ implica em $b > \lambda$. Define-se o parâmetro η como sendo:

$$\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v} \quad (\text{II.4})$$

A aplicabilidade de cálculos semi-clássicos na descrição do processo de excitação Coulombiana traduz-se na condição:

$$\eta \gg 1 \quad (\text{II.5})$$

que é válida para a maioria dos casos de interesse. Para ions pesados temos que $\eta \approx 100$. Se a condição (5) for satisfeita teremos um pacote de onda de dimensões menores em comparação às dimensões da órbita hiperbólica clássica e o pacote seguirá a hipérbole sem maiores distorções. Portanto, numa colisão com energia abaixo da barreira Coulombiana, onde um dos núcleos (ou ambos) são excitados, podemos descrever o movimento relativo do seu centro-de-massa por uma hipérbole clássica, que é completamente especificada pela energia e pelo ângulo de espalhamento. Na figura a seguir temos a representação clássica da órbita do

projétil, mostrando o sistema relativo de referência, onde o alvo está em repouso.

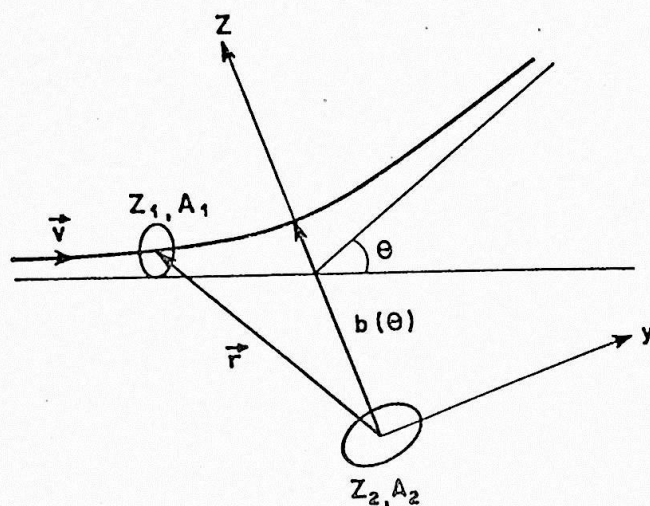


FIG. II.2 - Diagrama clássico da órbita do projétil no campo Coulombiano do núcleo alvo, visto do referencial onde o núcleo alvo está em repouso.

A seção de choque diferencial para espalhamento elástico é dada pela fórmula de Rutherford:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_R} = \frac{a^2}{4} \sin^{-4}\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (\text{II.6})$$

onde

$$a = \frac{b}{Z} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{M_0 v^2} \quad (\text{II.7})$$

Durante a colisão os dois núcleos podem ser excitados. Vamos, por simplicidade, supor que apenas o núcleo alvo seja excitado e que a probabilidade deste núcleo

se encontrar no estado $|n\rangle$ após a colisão seja P_n . Então, a seção de choque diferencial para o espalhamento inelástico do estado $|n\rangle$ é dada por:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_n = P_n \frac{d\sigma_R}{d\Omega} \quad (II.8)$$

Na representação clássica, a excitação é causada pelo campo eletromagnético dependente do tempo, que varia no alvo à medida que o projétil se move sobre a órbita hiperbólica de acordo com as equações clássicas do movimento. Assim, encontramos as probabilidades de excitação resolvendo, para o núcleo alvo, a equação de Shrödinger dependente do tempo. Desprezamos o fato de que o projétil perde a energia $\Delta E = E_n - E_1$ durante a colisão, onde E_n refere-se à energia do estado $|n\rangle$ e E_1 à do estado $|1\rangle$. Esta perda de energia não pode ser considerada de uma forma precisa desde que não conhecemos em que ponto da trajetória a energia é transferida. Devemos supor que a perda de energia não modifica essencialmente a órbita, ou seja, $\Delta E/E \ll 1$. (Os estados mais altos não satisfazem esta condição, mas são excitados apenas fracamente).

Sabendo-se que um campo do tipo $V[\vec{r}(t)]$ pode excitar um estado $|n\rangle$ apenas se o tempo de colisão for menor ou da mesma ordem de grandeza do que o tempo característico para a transição do estado $|1\rangle \rightarrow |n\rangle$, e definindo o produto da frequência nuclear $\Delta E/\hbar$ e o tempo de colisão Γ por:

$$\xi_{1 \rightarrow n} = (\Delta E / \hbar) \Gamma \quad (\text{II.9})$$

temos que apenas se ξ for da ordem de 1 ou menor, o estado $|n\rangle$ poderá ser excitado. Portanto, se $\xi \ll 1$ e $n \gg 1$, a condição $\Delta E/E \ll 1$ é satisfeita para a maioria dos casos de interesse.

A magnitude da probabilidade de excitação depende também do valor da interação $V[\vec{r}(t)]$. A medida desta intensidade é dada pelos elementos de matriz da integral de ação:

$$\langle n | \int_{-\infty}^{\infty} V[\vec{r}(t)] dt | 1 \rangle \approx \langle n | V[b(\theta)] | 1 \rangle \cdot \Gamma \quad (\text{II.10})$$

a qual pode ser estimada pelo valor de V na distância de menor aproximação multiplicado pelo tempo de colisão. Se medirmos esta quantidade em termos de unidades de \hbar , obtemos o parâmetro adimensional:

$$X_{1 \rightarrow n}(\theta) \approx \frac{\langle n | V[b(\theta)] | 1 \rangle b(\theta)}{2\hbar v} \quad (\text{II.11})$$

o qual mede o número de "quanta" trocados durante a colisão para excitar o estado $|n\rangle$. Se X é um número pequeno, haverá apenas uma pequena chance de que um quantum seja trocado e poderemos tratar a excitação do estado usando teoria de perturbação. Se, ao mesmo tempo, X for grande e a razão ξ for pequena, então o estado será fortemente excitado.

Usualmente separa-se a interação V nas várias componentes multipolares. O parâmetro χ é decomposto, por sua vez, numa soma de χ 's parciais, onde cada termo pertence à componente de V cuja ordem multipolar é λ .

Pode-se estimar, para a componente quadrupolar da interação Coulombiana entre a carga Z_1e de um projétil e um núcleo de momento quadrupolar Q , para $\theta=180^\circ$:

$$V(b) \cong \frac{Z_1 e Q}{b^3} \quad (\text{II.12})$$

$$e \quad \chi^{(2)} = \frac{Z_1 Q e}{2\hbar b^2 v} \quad (\text{II.13})$$

Para núcleos reais, e para energias abaixo da barreira, $\chi^{(2)}$ é, no máximo, da ordem de 10. Para as demais ordens multipolares, temos:

$$\begin{aligned} \chi^{(1)} &< 10 \\ \chi^{(2)} &< 10 \\ \chi^{(3)} &< 0.5 \\ \chi^{(4)} &< 0.1 \end{aligned} \quad (\text{II.14})$$

e pode-se notar a importância cada vez menor das excitações de ordem multipolar mais alta.

Temos ainda que a componente monopolar da interação $Z_1 Z_2 e^2 / r$ leva ao parâmetro

$$\chi^{(0)} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v} \quad (II.15)$$

o qual é idêntico a η (ver eq.4). O parâmetro $\chi^{(0)}$ mede, então, a intensidade da interação monopolar da mesma forma como $\chi^{(1)}$, $\chi^{(2)}$... medem as intensidades das interações multipolares de ordem superior.

Como o parâmetro $\chi^{(\lambda)}$ mede o número de quanta de momento angular $\lambda\hbar$ que é trocado durante a colisão, a transferência de momento angular Δl ao núcleo pode ser estimada por $\Delta l \approx \lambda \chi^{(\lambda)} \hbar$. Na discussão a respeito da aplicabilidade do formalismo clássico, desprezou-se o fato de que a transferência de momento angular muda significativamente a órbita. Portanto, para que a aproximação semi-clássica se aplique, devemos supor que $\Delta l/l \ll 1$. Isto leva à condição $\chi^{(\lambda)} \lambda / \eta \ll 1$, que é ainda mais restritiva que a simples condição $\eta \gg 1$.

II.2 - O formalismo de excitação Coulombiana múltipla em formato apropriado a cálculos numéricos:

Começemos considerando a expansão do potencial de interação eletromagnética em série multipolar como sendo a soma de três fatores: a interação monopolo-monopolo, a interação monopolo-multipolo mútua e a interação multipolo-

multipolo. A equação de Schrödinger poderá então ser separada convenientemente:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\psi_{1,2}\rangle = (H_{12}^0 + V_{12}(\vec{r}, t)) |\psi_{1,2}\rangle \quad (\text{II.16})$$

onde $V_{1,2}$ representa a interação monopolo-multipolo entre o projétil (multipolo) e o alvo (monopolo). A interação monopolo-multipolo define a cinemática, i.e., determina a dependência temporal da trajetória clássica. A interação multipolo-multipolo pode ser desprezada por ser muito menor que a monopolo-multipolo.

Para resolver a equação (16), vamos representar a função $|\psi(\vec{r}, t)\rangle$ como uma combinação linear da função de onda do núcleo livre e mais coeficientes que dependem do tempo:

$$|\psi(\vec{r}, t)\rangle = \sum_n a_n(t) |\phi(\vec{r})\rangle \exp\left[-\frac{iE_n t}{\hbar}\right] \quad (\text{II.17})$$

considerando

$$H^0 |\phi_n\rangle = E_n |\phi_n\rangle \quad (\text{II.18})$$

após algumas manipulações chega-se finalmente à:

$$\frac{\partial}{\partial t} a_k(t) = -\frac{i}{\hbar} \sum_n a_n(t) \langle \phi_k | V(t) | \phi_n \rangle \exp\left[i\frac{(E_k - E_n)t}{\hbar}\right] \quad (\text{II.19})$$

O sistema de equações diferenciais acima define a expansão complexa dos coeficientes $a_k(t)$. Antes da colisão, supõe-se que o núcleo esteja no estado fundamental; assim, a condição inicial que corresponde a $t = -\infty$, pode ser expressa como $a_k = \delta_{k0}$, onde o índice 0 representa o estado fundamental. Após a colisão, o núcleo será descrito por um conjunto de amplitudes de excitação $a_k(t = -\infty)$ que definem as probabilidades de excitação:

$$P_k = a_k a_k^* \quad (\text{II.20})$$

O potencial de interação pode ser expresso numa série multipolar:

$$V_{1,2}(t) = \sum_{i=1}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} 4\pi \frac{Z_{2,1} e}{2\lambda+1} (-1)^\mu S_{\lambda\mu}(t) M_{1,2}(\lambda, -\mu) \quad (\text{II.21})$$

onde os $S_{\lambda\mu}$ para excitações elétricas e magnéticas são dados respectivamente por:

$$S_{\lambda\mu}^E(t) = \frac{Y_{\lambda\mu}[\theta(t), \phi(t)]}{[r(t)]^{\lambda+1}} \quad (\text{II.22})$$

$$S_{\lambda\mu}^M(t) = \frac{1}{c} \frac{\frac{d\vec{r}}{dt} (\vec{r} \times \vec{v})}{\lambda [r(t)]^{\lambda+1}} Y_{\lambda\mu}[\theta(t), \phi(t)] \quad (\text{II.23})$$

Os momentos multipolares são dados por:

$$M(E\lambda, \mu) = \int \rho[\vec{r}(t)] r^\lambda Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) d^3r \quad (\text{II.24})$$

$$M(M\lambda, \mu) = \frac{1}{c(\lambda+1)} \int r^\lambda j[\vec{r}(t)] (\vec{r} \times \vec{\nabla}) Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) d^3r \quad (\text{II.25})$$

onde $Y_{\lambda\mu}$ são os harmônicos esféricos normalizados e $\rho[\vec{r}(t)]$ e $j[\vec{r}(t)]$ representam a distribuição espacial de carga e corrente, respectivamente.

Inserindo (21) em (19), obtém-se a parametrização das excitações eletromagnéticas pelos elementos de matriz dos operadores de momento multipolar:

$$\frac{d}{dt} a_k(t) = -i4\pi \frac{Z_{1,2}e}{h} \sum_n a_n(t) \exp\left[\frac{i(E_k - E_n)t}{\hbar}\right] \quad (\text{II.26})$$

$$\sum_{\lambda\mu} (-1)^\mu S_{\lambda\mu}(t) \langle \phi_k | M(\lambda, -\mu) | \phi_n \rangle$$

Para representar a função dependente do tempo $S_{\lambda\mu}(t)$, é conveniente introduzir o parâmetro ϵ , que representa a excentricidade da órbita, e o parâmetro w , que substitui o tempo. São dados por:

$$\epsilon = 1/\sin(\theta_{cm}/2) \quad (II.27)$$

$$t = \frac{a}{v_{\infty}} (\epsilon \sinh w + w) \quad (II.28)$$

As funções $S_{\lambda\mu}(t)$ para excitações elétricas e magnéticas serão então substituídas pelas respectivas "funções-de-colisão" adimensionais:

$$Q_{\lambda\mu}^E(\epsilon, \omega) = a \frac{\lambda(2\lambda-1)!!}{(\lambda-1)!} \left(\frac{-\pi}{2\lambda+1}\right)^{1/2} r(\omega) S_{\lambda\mu}^E[t(\omega)] \quad (II.29)$$

$$Q_{\lambda\mu}^M(\epsilon, \omega) = \frac{c}{v} a \frac{\lambda(2\lambda-1)!!}{(\lambda-1)!} \left(\frac{\pi}{2\lambda+1}\right)^{1/2} r(\omega) S_{\lambda\mu}^M[t(\omega)] \quad (II.30)$$

Após algumas manipulações chega-se ao sistema final de equações diferenciais para amplitudes de excitação:

$$\frac{da_k}{d\omega} = -i \sum_{\lambda\mu n} Q_{\lambda\mu}(\epsilon, \omega) \zeta_{kn}^{\lambda\mu} \langle I_k || M(\lambda) || I_n \rangle \times \quad (II.31)$$

$$\exp[i\xi_{kn}(\epsilon \sinh w + w)] a_n(\omega)$$

que, sob o ponto de vista da teoria de excitação eletromagnética, são tratados como estados independentes. Os ξ_{kn} , chamados parâmetros de adiabaticidade, refletem as flutuações temporais das funções-de-onda nuclear. Os ζ_{kn}

representam os parâmetros de acoplamento dos estados nucleares. São dados por:

$$\xi_{kn} = \frac{Z_1 Z_2 \sqrt{A_1}}{6.3} \{ (E_p - SE_k)^{-1/2} - (E_p - SE_n)^{-1/2} \} \quad (\text{II.32})$$

$$\xi_{kn}^{\lambda\mu} = C_{\lambda}^{E(M)} \frac{Z_1 \sqrt{A_1}}{(SZ_1 Z_2)^{\lambda}} (2\lambda+1)^{1/2} (-1)^{I_n - M_n} \begin{pmatrix} I_n & \lambda & I_k \\ -M_n & \mu & M_k \end{pmatrix} \quad (\text{II.33})$$

$$\{ (E_p - SE_k)(E_p - SE_n) \}^{(2\lambda-1)/4}$$

onde $s = 1 + A_1/A_2$

E_p = energia de bombardeio

os $C_{\lambda}^{E(M)}$ e os $Q_{\lambda\mu}(\epsilon, w)$ estão tabelados em [A175].

É possível ocorrer excitações mútuas significativas dos níveis nucleares apenas quando a oscilação relativa de suas funções-de-onda for pequena se comparada ao tempo efetivo de colisão. Disto resulta que a seção de choque de excitação Coulombiana aumenta com a diminuição de ξ . Considerando que a energia de excitação é pequena comparada à de bombardeio, podemos expandir a expressão (32) em série de Taylor, obtendo:

$$\xi_{kn} = (E_n - E_k) / E_p \sqrt{E_p} \quad (\text{II.34})$$

a qual mostra que energias crescentes de projétil favorecem a excitação Coulombiana não apenas porque há aumento do

parâmetro de acoplamento ξ mas também devido a valores decrescentes de ξ .

Uma maneira conveniente de visualização do processo de excitação consiste em introduzir as chamadas integrais orbitais, definidas como:

$$R_{\lambda\mu}(\epsilon, \xi) = \int_{-\infty}^{\infty} Q_{\lambda\mu}(\epsilon, \omega) \exp[i\xi(\epsilon \sinh \omega + \omega)] d\omega \quad (\text{II.35})$$

as quais determinam diretamente as amplitudes de excitação desde que a aproximação de 1ª ordem possa ser usada. Neste caso, temos:

$$a_n = \sum_{\lambda} \zeta_{k0}^{\lambda\mu} R_{\lambda\mu}(\epsilon, \xi_{k0}) \langle I_k || M(\lambda) || I_0 \rangle \quad (\text{II.36})$$

onde $\mu = M_0 - M_k$ e o índice 0 denota o estado fundamental.

A fórmula (36) é válida para uma determinada polarização fixa do estado fundamental. Entretanto, para um estado fundamental que tenha spin diferente de zero, deve-se fazer a média das amplitudes de excitação sobre todos os subestados magnéticos possíveis do estado fundamental. Tem-se, portanto:

$$a_k = \frac{1}{(2I_0 + 1)^{1/2}} \sum_{m_0} a_k(m_0) \quad (\text{II.37})$$

$$P_k = \frac{1}{2I_0 + 1} \sum_{m_0} P_k(m_0) \quad (\text{II.38})$$

onde os $a_k(m_0)$ denotam a probabilidade de excitação de um determinado estado k , considerando a polarização m_0 para o estado fundamental.

Da relação (36) é possível extrair as probabilidades reduzidas de excitação,

$$B(\lambda, I_k \rightarrow I_f) = \frac{1}{2I_k + 1} \langle I_k || M(\lambda) || I_f \rangle^2 \quad (\text{II.39})$$

em todos os casos em que a hipótese de excitação direta possa ser aplicada.

II.3. - O programa GOSIA:

Nesta seção será explicado como foram extraídas as probabilidades reduzidas de transição dos ^{149}Os a partir de medidas experimentais de intensidades relativas dos gamas. Usou-se o código GOSIA, desenvolvido por Czosnyka, Cline e Wu [Cz83], escrito para analisar dados provenientes de excitação Coulombiana múltipla. GOSIA calcula as seções de choque de excitação dos níveis (integradas sobre um intervalo especificado de ângulo e energia), e compara-as com as intensidades relativas experimentais. O primeiro passo consiste em calcular as amplitudes de excitação, já convenientemente parametrizadas, segundo a expressão (36). Uma vez que essas amplitudes dependem dos elementos de matriz ligando os estados, estes devem ser fornecidos como

dados de entrada do programa, como pontos de partida para os cálculos (ver mais detalhes no Cap.V). Evidentemente, estes elementos de matriz não têm um valor bem conhecido, caso contrário, os $B(E2)$ já estariam automaticamente determinados, pois ambos relacionam-se conforme a expressão (39). A partir destes elementos de matriz iniciais, calculam-se as amplitudes de excitação, a partir das quais é possível calcular as seções de choque, que estão diretamente relacionadas às intensidades relativas (conforme eq.45). Estas intensidades são então "comparadas" (no sentido de minimização de χ^2) às intensidades relativas experimentais fornecidas. O programa calcula, de alguma forma, aqueles elementos de matriz que têm maior influência na excitação de cada nível, sugerindo mudanças percentuais nos seus valores. Os elementos de matriz são modificados e, a partir deste novo conjunto, GOSIA recalcula as intensidades relativas, comparando-as com as experimentais. Este processo de ajuste tem fim quando é encontrado um valor aceitável de χ^2 , ou seja, o melhor conjunto de elementos de matriz que ajusta as intensidades experimentais dadas fornece os $B(E2)$ procurados.

A seguir apresentamos um esboço do formalismo usado por GOSIA nos cálculos descritos acima.

As seções de choque de excitação de cada nível são definidas por:

$$\frac{d^2\sigma(I \rightarrow I_f)}{d\Omega_\gamma d\Omega_p} = \sigma_R(\theta_p) \sum_{\chi \geq 0} R_{k\chi}(I, I_f, \theta_p) P_{k\chi}(\theta_\gamma) (2\cos\chi(\phi_p - \phi_\gamma) - \delta_{\chi 0}) \quad (\text{II.40})$$

onde os $P_{k\chi}$ são as funções de Legendre esféricas, $\sigma_R(\theta_p)$ é a seção de choque de Rutherford dependente de ângulo, os $R_{k\chi}$ representam os tensores estatísticos de decaimento que descrevem as transições elétricas e magnéticas mistas. São dados por:

$$R_{k\chi}(I, I_f) = \frac{1}{2\gamma(I_1)\sqrt{\pi}} \rho_{k\chi} \sum_{\lambda\lambda'} \delta_\lambda \delta_{\lambda'}^* F_k(\lambda\lambda' I_f I) \quad (\text{II.41})$$

Na expressão acima, os F_k são os coeficientes de correlação $\gamma - \gamma$, os δ_λ representam as amplitudes de transição de I_1 para I_2 , para determinada multipolaridade. São assim definidos:

$$\delta_\lambda = i^{n(\lambda)} \frac{1}{(2\lambda+1)!! h^{\lambda+1}} \left(\frac{8\pi(\lambda+1)}{\lambda}\right)^{1/2} \left(\frac{E_\gamma}{c}\right)^{\lambda+1/2} \times \frac{\langle I_2 || E(M)\lambda || I_1 \rangle}{(2I_1+1)^{1/2}} \quad (\text{II.42})$$

$$\text{com } n(\lambda) = \begin{cases} \lambda & \text{para transições } E\lambda \\ \lambda+1 & \text{para transições } M\lambda \end{cases}$$

$\gamma(I_1)$ representa a probabilidade de emissão e relaciona-se à δ_λ por:

$$\gamma(I_1) = \sum_{\lambda n} |\delta_\lambda(I_1 \rightarrow I_n)|^2 \quad (\text{II.43})$$

$\rho_{k\lambda}^{(I)}$ expressa a polarização de um dado nível:

$$\rho_{k\lambda}^{(I)} = (2I+1)^{1/2} \sum_{MM'} (-1)^{I-M'} \begin{pmatrix} I & K & I \\ -M & X & M \end{pmatrix} a_{IM}^* a_{IM} \quad (\text{II.44})$$

onde os a_{IM} são as amplitudes de excitação já definidas em (36).

Uma vez calculadas as seções de choque dadas em (40), é possível a obtenção das intensidades relativas dos gamas (γ), pois se relacionam assim:

$$Y(I \rightarrow I_f) = \sin(\theta_p) \int_{\phi_p} \frac{d^2\sigma(I \rightarrow I_f)}{d\Omega_\gamma d\Omega_p} d\phi_p \quad (\text{II.45})$$

Como foi dito no início, pretende-se comparar as intensidades relativas dadas acima com as intensidades relativas experimentais. Para que esta comparação seja válida, deve-se integrar a expressão (45) sobre um intervalo finito de ângulos de espalhamento da partícula, levando-se em consideração, também, a perda de energia do projétil no alvo. Tem-se, portanto, a expressão final para as intensidades relativas integradas (Y_i):

$$Y_i(I \rightarrow I_f) = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \frac{1}{dE/dx} dE \int_{\theta_{p\min}}^{\theta_{p\max}} Y(I \rightarrow I_f) d\theta_p \quad (\text{II.46})$$

III. MODELOS NUCLEARES PARA A REGIÃO DE MASSA A=190

Os argumentos apresentados neste capítulo seguem basicamente a exposição do artigo de revisão de Bunker e Reich [Bu71]. Serão discutidos os aspectos relevantes para o entendimento das diversas interpretações possíveis para os níveis dos núcleos dessa região de massa, com ênfase especial nos valores teóricos previstos, pelos diversos modelos, para as probabilidades reduzidas de transição.

Muitas das características da estrutura dos níveis de mais baixa energia dos núcleos de A ímpar deformados na região de terras-raras ($150 < A < 190$) são bem explicadas pelo modelo unificado que leva em conta não apenas o movimento de uma partícula independente em um potencial deformado mas também efeitos de emparelhamento e de coletividade. Por ex., em quase todos os casos já bem estudados, os primeiros níveis de energia podem ser razoavelmente descritos como estados puros de uma quasi-partícula (1qp) de Nilsson e excitações rotacionais associadas. A energias de excitação de cerca de algumas centenas de keV foram observados vários estados excitados que claramente possuem um forte componente do caráter vibracional previsto pelo modelo unificado. Por outro lado, a energias de cerca de 1 MeV, a influência de modos adicionais de movimento começa a ficar importante e muitos dos estados observados não podem ser

explicados em termos de um esquema simples de acoplamento. A seguir apresentamos um diagrama dos níveis de Nilsson apropriado ao ^{149}Os , que é um núcleo fracamente deformado, cujo parâmetro de deformação é estimado como sendo $\delta \approx 0.15$ [Ma75].

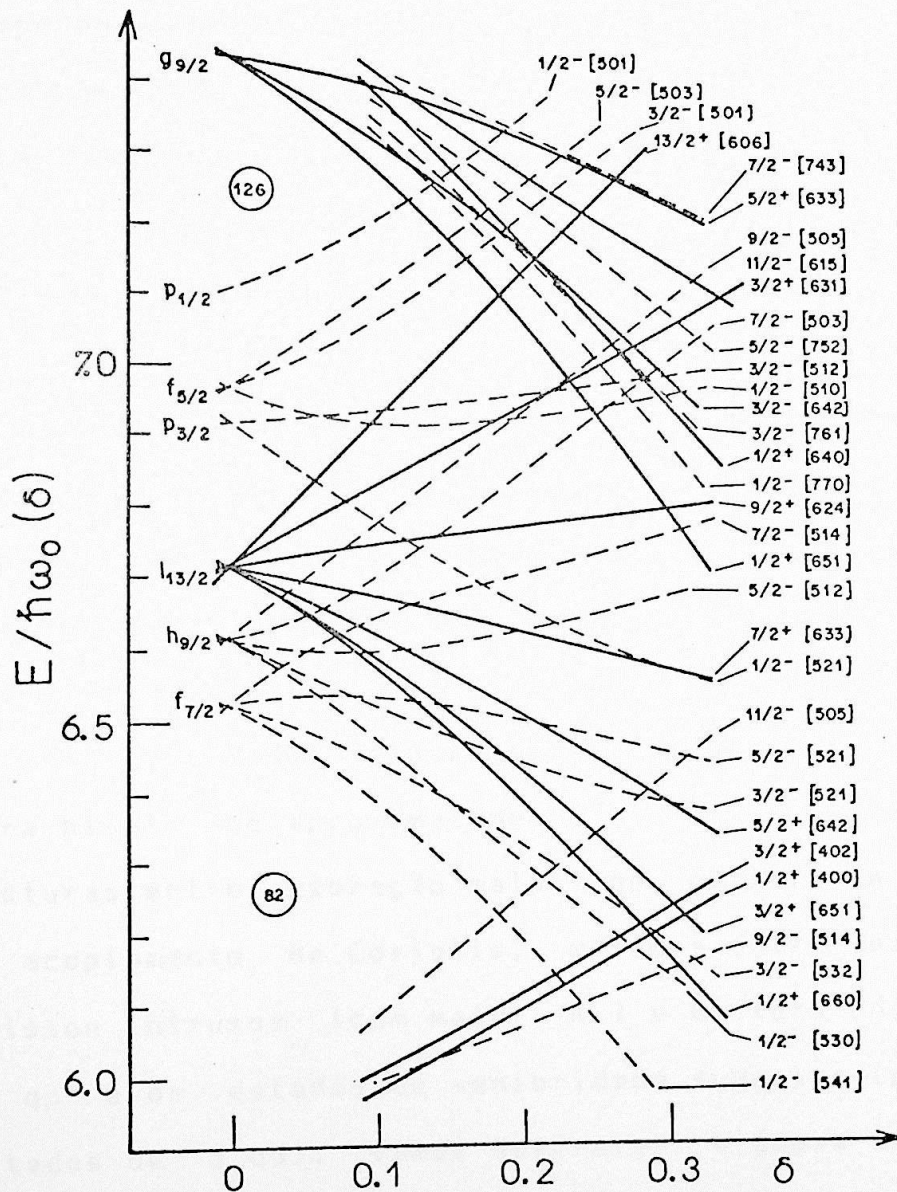


FIG. III.1-Diagrama dos níveis de Nilsson apropriado p/ núcleos com número de neutrons impar na região $82 < N < 126$, (tirado de [Bu 71]).

Há dois aspectos relacionados ao entendimento da estrutura nuclear que merecem destaque na presente discussão. Ambos relacionam-se ao tratamento das interações residuais, ou seja, aquelas interações cujos efeitos não podem ser descritos em termos de um potencial do tipo campo médio. O primeiro, a chamada aproximação "BCS", trata da componente de curto alcance da interação nucleon-nucleon, fornecendo um formalismo matemático que permite tratar o fato de que os nucleons preferem existir como pares correlacionados que continuamente se "espalham" de um orbital a outro. De acordo com este modelo, a superfície de Fermi num núcleo real não é bem definida, conseqüentemente, as excitações elementares nos núcleos de A ímpar podem ser pensadas como "estados de quasi-partícula". O segundo aspecto refere-se ao entendimento das vibrações coletivas dos núcleos de A ímpar e da mistura desses estados aos de qp.

Os dados experimentais disponíveis indicam que, para níveis de aproximadamente 1 MeV, há evidências de misturas entre vibração mais 1 qp, mistura de bandas devido ao acoplamento de Coriolis, mistura entre os estados de Nilsson intrusos (com maior N) e mistura entre os estados de qp e os estados de senioridade superior (principalmente estados de 3 qp). Vamos descrever algumas dessas misturas possíveis.

III.1 - Estados rotacionais e acoplamento de Coriolis:

A cada estado intrínseco K dos núcleos de A -ímpar (não importando se seu caráter é vibracional, de $1q\pi$, etc.) está associada uma banda rotacional, cujos spins são $I = K, K+1, K+2, \text{etc.}$ Os estados com $I = K$ são definidos como os cabeças-de-banda. Se admitirmos simetria axial, as funções-de-onda adiabáticas simetrizadas para um estado rotacional puro de partícula única, podem ser escritas como:

$$\psi_{mK}^I = [(2I+1)/16\pi^2]^{1/2} (\chi_K D_{mK}^I + (-1)^{I+K} \chi_{-K} D_{mK}^I) \quad (\text{III.1})$$

onde os χ_K são as funções intrínsecas e os D_{mK}^I representam a matriz de rotação.

Para a maioria dos casos, a dependência dos spins com os níveis de energia é dada aproximadamente pela fórmula adiabática:

$$E(I, K) = E_K + \hbar^2/2\mathcal{J} [I(I+1) + \delta_{K, 1/2} a(-1)^{I+1/2}(I+1/2)] \quad (\text{III.2})$$

onde E_K é escolhido de forma que $E(K, K)$ - a energia da cabeça-de-banda - tenha a energia experimental, \mathcal{J} é o momento de inércia efetivo e "a" é o parâmetro de desacoplamento, que existe somente quando $K=1/2$. A origem de "a" está ligada à interação de Coriolis entre os estados degenerados

caracterizados por $-K$ e K . Seu valor é determinado usando a função-de-onda específica do estado. Para um estado puro temos:

$$a = \sum (-1)^{j-1/2} (j+1/2) C_{K,j} \quad (\text{III.3})$$

onde os $C_{K,j}$ são os coeficientes de expansão do estado de qp numa base esférica.

Quando as energias dos níveis rotacionais desviam-se daquelas que são previstas pela eq.(2) é porque o acoplamento de Coriolis, (i.e., as interações entre os graus de liberdade rotacional e de partícula), não pode ser desprezado. A interação de Coriolis, em 1ª ordem, mistura estados que diferem por $\Delta K = 1$. Nos casos mais extremos, essa mistura pode modificar tão seriamente os espectros rotacionais que a estrutura de bandas praticamente desaparece. Nos casos de acoplamento fraco ou moderado, a solução do problema de acoplamento de Coriolis pode ser obtida através de métodos aproximativos. O principal efeito no espectro de energia das bandas rotacionais é essencialmente o de expansão ou compressão, o que modifica o valor do momento de inércia efetivo.

Uma descrição teórica mais detalhada dos efeitos do acoplamento de Coriolis para um núcleo particular exige a solução explícita do problema de mistura. Isso é feito diagonalizando-se, para cada valor de I , uma matriz H_{KK} , cujos elementos diagonais são as energias conhecidas dos

estados não misturados, com elementos não diagonais dados por:

$$H_{KK'} = P_{KK'} \langle \text{IMK} | H_{\text{cor}} | \text{IMK} \rangle \quad (\text{III.4})$$

onde $|\text{IMK}\rangle$ são as funções-de-onda adiabáticas dadas pela eq.(1),

$$H_{\text{cor}} = -\hbar^2/2J (I_{+j_-} + I_{-j_+}) \text{ e}$$

$P_{KK'} \approx (UU' + VV')$ leva em conta os efeitos de emparelhamento, ou seja, o fato de que o acoplamento é entre estados de qp e não entre estados de partícula única.

Em princípio, a diagonalização dos elementos de matriz de Coriolis deveria considerar todos os estados de uma dada camada N . Entretanto, para simplificar o problema, frequentemente incluem-se apenas uns poucos estados e o efeito dos demais serem desprezados fica embutido no ajuste do momento de inércia efetivo.

No que se refere especificamente às probabilidades de transição gama, uma das consequências mais importantes relacionada à mistura de Coriolis é que os valores de $B(E2)$ entre estados dominados por qp diferentes são frequentemente "aumentados" em relação à estimativa do modelo de Nilsson. Tal efeito explica-se porque os valores de $B(E2)$ são da ordem de 100 s.p.u. (single-particle unit) de forma que, uma mistura de apenas 1% introduz uma intensidade adicional de $E2$ entre os estados misturados da ordem de $\approx 1.0 B(E2)$ s.p...

III.2 - Estados vibracionais coletivos e mistura de fônons e quasi-partícula:

O fato de que estados vibracionais de quadrupolo e octopolo aparecem sistematicamente nos núcleos pares dessa região de massa sugere que excitações coletivas similares devam aparecer, também, nos núcleos ímpares. Experimentalmente é bem conhecido que muitos dos estados não-rotacionais dos núcleos de A -ímpar exibem fortes propriedades coletivas - o "aumento" do valor das probabilidades de transição é, talvez, a mais óbvia.

Podemos pensar nos estados vibracionais dos núcleos de A ímpar, em primeira aproximação, como sendo resultantes do acoplamento de um estado particular de $1q\pi$ - o estado base K_0 - a uma das vibrações coletivas do caroço par-par (supostamente oscilações em torno de uma forma de equilíbrio não-esférica). Cada oscilação é caracterizada pelos números quânticos λ e ν (λ denota a ordem multipolar da vibração de paridade $(-1)^\lambda$ e ν representa a componente do momento angular vibracional em torno do eixo de simetria). Devido ao acoplamento do movimento da partícula ímpar à superfície nuclear, os valores de K ficam restritos aos valores possíveis $|K_0 \pm \nu|$. Assim, correspondendo ao estado $K^\pi = 2^+$ acoplado à vibração gama do caroço par-par, pode haver, nos núcleos ímpares, dois estados

vibracionais ($K = K_0 + 2$ e $K = K_0 - 2$) associados à cada orbital K_0 . Em vista do número de estados de 1qp de baixas energias e dos possíveis modos vibracionais de 1 fônon, é evidente que pode haver um grande número de estados vibracionais para núcleos de A ímpar a energias que variam entre 0.5 e 2 MeV. Muitos desses estados foram de fato observados nos núcleos da região de terras-raras; entretanto, têm sido pouco entendidos com o modelo descrito acima, o qual é denominado "modelo coletivo simples."

Há evidências de que fortes misturas ocorrem entre estados de 1qp e as configurações vibracionais já descritas. Esse fenômeno pode introduzir efeitos importantes a energias de excitação da ordem de umas poucas centenas de keV. Na verdade, apenas uns poucos estados vibracionais foram vistos em núcleos de A ímpar e na maioria dos casos essas excitações encontram-se "espalhadas" sobre vários estados intrínsecos.

Funções-de-onda teóricas para muitos dos estados vibracionais de mais baixa energia na região de terras-raras foram desenvolvidas [Be66, So67] usando-se uma Hamiltoniana do tipo

$$H = H_{sp} + H_{pair} + \Sigma H \quad (\text{III.5})$$

onde o último termo relaciona-se à expansão multipolar usada para representar a componente de longo alcance da interação residual nucleon-nucleon a qual, presume-se, dá origem ao

movimento vibracional. A eq. (5) é resolvida "microscopicamente" em termos de excitações de partícula única, através de cálculos tipo RPA. As teorias microscópicas prevêm que a maior parte de qualquer estado vibracional nos núcleos de A ímpar deformados tenha contribuições de um número relativamente pequeno de componentes de 3 qp, as quais envolvem predominantemente os nucleons externos. Em outras palavras, o movimento vibracional é visto essencialmente como um fenômeno de superfície, com um caráter coletivo bem menor que o movimento rotacional, o qual envolve uma grande parte de todos os nucleons ou, pelo menos, todos aqueles fora da última camada fechada. Esse modelo é consistente com as evidências experimentais de que os valores de $B(E2)$ entre vibrações de quadrupolo e seus estados-base não são nunca maiores que poucas s.p.u., enquanto que os $B(E2)$ de transições rotacionais podem ser da ordem de 10^2 s.p.u.

Nas teorias microscópicas, o grau de mistura existente entre os estados de 1 qp e os vibracionais depende da separação em energia dos estados puros e dos detalhes de suas configurações. Mais especificamente, a mistura entre uma dada excitação vibracional de caráter multipolar (λ, ν) e um estado de 1 qp $|K'\rangle$ é esperado como sendo especialmente forte se existir um elemento de matriz $Y_{\lambda\mu}$ grande entre o estado $|K'\rangle$ e o estado base da vibração. Por ex., se $|K'\rangle$ está conectado a um estado de 1 qp $|K_0\rangle$ por um elemento de matriz $Y_{2,+2}$ grande, é de se esperar que a

configuração $|K'\rangle$ se misture fortemente com o estado $|K_0-2\rangle$, construído sobre $|K_0\rangle$, desde que $K' = |K_0 - 2\rangle$.

O problema experimental de identificação das excitações vibracionais dos núcleos de A ímpar, ou mesmo o estabelecimento da presença de certas componentes vibracionais nos estados misturados não é tarefa fácil. Uma das complicações surge do fato de que muitos desses estados apresentam um comportamento que não é radicalmente diferente daquele esperado para os estados de 1 qp puros. Essa é uma das razões principais porque essas excitações vibracionais só foram identificadas vários anos após sua existência ser prevista. Na prática, estabelecer o caráter misto de um estado requer o uso de várias técnicas experimentais, cada uma delas capaz de revelar um aspecto particular da função-de-onda total. Dentre as características observáveis mais importantes no que se refere às vibrações e aos estados mistos de 1 qp mais vibração (restringindo-nos àquelas do tipo $|K_0 \pm 2\rangle \gamma$), podemos citar: spin e paridade dos níveis, momento de inércia, decaimento β , valores do parâmetro de desacoplamento, reações de transferência de um único nucleon, espalhamento inelástico de partículas carregadas e elementos de matriz para transições gama. Entraremos em detalhes apenas no que se refere a essa última, por estar mais diretamente ligada ao nosso trabalho.

De acordo com o modelo coletivo simples, a intensidade somada de E2 [$\Sigma B(E2, I_0 K_0 \rightarrow I_1 K_0 \pm 2)$] entre um

estado de 1 qp e os estados vibracionais de 1 fônon ($K_0 \pm 2$) γ associados é esperada como sendo aproximadamente a metade do valor de $B(E2)$ para a excitação vibracional do núcleo par-par vizinho, a menos de pequenas contribuições associadas à partícula ímpar. Para estados vibracionais puros, as intensidades de transição são dadas por:

$$B(E2, I_0 K_0 \rightarrow I_f K_0 \pm 2) \approx 1/2 B(E2, 00 \rightarrow 22) \langle I_0 2 K_0 \pm 2 | I_f K_0 \pm 2 \rangle^2 \quad (\text{III.6})$$

Sabendo-se que os valores de $B(E2, 00 \rightarrow 22)$ vão desde 2 até 8 s.p.u., é de se esperar que o valor total de $B(E2)$ para excitação das bandas ($K_0 \pm 2$) γ fique em torno de 1 a 4 s.p.u. Essa estimativa poderá ser modificada desde que haja mistura significativa de 1 qp mais fônon. Para tais estados misturados, os elementos de matriz E2 associados à 1 qp e aos movimentos coletivos somam-se coerentemente. Uma vez que as componentes misturadas de 1 qp são usualmente as que estão ligadas aos estados-base vibracionais por um elemento de matriz E2 relativamente grande, é evidente que essas componentes podem afetar significativamente o valor total da probabilidade de transição E2. Segundo Bès [Be66], no caso simples de misturas entre um estado vibracional gama e um único estado de partícula única, a transição E2 do estado-base ao mais baixo dos dois estados misturados envolve uma interferência construtiva entre a partícula única e os elementos de matriz E2 coletivos enquanto que,

para o estado mais alto, envolve uma interferência destrutiva. O resultado é que, se os dois estados são totalmente misturados, as respectivas probabilidades de transição E2 podem diferir, no máximo, por um fator 5. Embora uma transição "aumentada" (observada, por ex., em excitação Coulombiana) seja um indício importante da presença de uma componente coletiva vibracional nos estados excitados, o valor de $B(E2)$, em si, não é uma medida confiável da porcentagem de mistura dessa componente.

Há tabelas de valores teóricos de $B(E2)$ [Be66, So67] para estados misturados típicos que, em geral, concordam bem com os valores observados experimentalmente. Existem algumas discordâncias grandes que não implicam necessariamente numa deficiência básica do modelo porque, em muitos casos, os resultados são sensíveis a outros tipos de misturas não incluídas no cálculo, como, por ex., o acoplamento de Coriolis.

Embora as transições de qualquer um dos estados vibracionais de um núcleo de A ímpar para estados de 1 qp que não sejam os estados-base da vibração sejam proibidas no modelo coletivo simples, tais transições são frequentemente observadas experimentalmente. Muitas dessas transições são explicáveis em termos das misturas já esperadas de 1 qp aos estados vibracionais. As misturas de 3 qp também permitem tais transições.

Os aspectos discutidos neste capítulo são os mais importantes para as interpretações das transições observadas.

no núcleo de ^{187}Os . Voltaremos a essas interpretações no
Cap. VI.

IV. EQUIPAMENTO E PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

IV.1 - O acelerador e a fonte de ions:

Os dados experimentais deste trabalho foram tirados na DFN - IFUSP, utilizando o acelerador eletrostático tandem 8-UD. Ver esquema na Fig. IV.1.

Os feixes utilizados - ^{28}Si , ^{16}O e $^{35}\text{Cl}^-$, foram produzidos numa fonte SNICS (Source of Negative Ions by Cesium Sputtering). Neste tipo de fonte [Mi77] e [Ac83], um gás de césio é introduzido em uma região de descarga. Ions positivos de Cs^+ são formados na região em torno de um filamento helicoidal feito de tungstênio. Através de uma diferença de potencial entre o filamento e o catodo, os ions de Cs^+ bombardeiam este último, arrancando ions negativos do elemento do qual deseja-se extrair o feixe. (O catodo é um cilindro de Cu de 9 mm de diâmetro e 15 mm de comprimento, onde é prensado o pó do elemento de interesse). O feixe de ^{28}Si foi extraído de uma pastilha de ^{28}Si a 99% e os feixes de ^{35}Cl e ^{16}O de uma pastilha de Cl + Al (na proporção 40% Al e 60% Cl). O diagrama esquemático da SNICS está na Fig. IV.2.

Ao sair da SNICS, o feixe negativo passa por um tubo pré-acelerador e atravessa um ímã selecionador de massas, de produto massa-energia igual a 20 - denominado ME-20 - que deflete o feixe de 90° , injetando-o no tubo acelerador. Ao passar pelo terminal de alta-tensão, o feixe

atravessa uma folha fina de carbono com a qual pode trocar cargas. A eficiência deste processo depende da espessura da folha e também da natureza e velocidade do ion. O feixe, agora positivo, é novamente acelerado e passa pelo ímã de produto massa-energia igual a 200 - o ME-200 - que separa os vários estados de carga que compõem o feixe e faz outra deflexão de 90° . Neste ímã a medida do campo magnético é feita através de um fluxômetro de ressonância magnética nuclear. Outro ímã denominado "switching magnet" desvia o feixe até a canalização desejada. A transmissão do feixe através do acelerador é controlada por quadrupolos elétricos e magnéticos, que focalizam o feixe; e por "steerers" e "trimmers", que fazem deslocamento e deflexão angular [Sa74] e [Ro75].

IV.2 - Reações e Energia Segura para Excitação Coulombiana:

Foram feitas distribuições angulares para 0° , 55° e 90° , usando os feixes de ^{28}Si , ^{35}Cl e ^{16}O , com energia abaixo da barreira Coulombiana.

Abaixo apresentamos uma tabela resumo das reações feitas e outras informações relevantes.

REAÇÃO	ENERGIA LAB. (MEV)	ENERGIA SEGURA	ESTADO DE CARGA	CORRENTE (nA)
$^{189}\text{Os} + ^{28}\text{Si}$	80	104	9+	30
$^{189}\text{Os} + ^{28}\text{Si}$	88	104	10+	15
$^{189}\text{Os} + ^{16}\text{O}$	58	58	7+	20
$^{189}\text{Os} + ^{35}\text{Cl}$	80	128	10+	12 (90°) * > 1 (0°, 55°)

Tab IV.1

(* *) - houve problemas com a fonte de ions.

- Energia Segura:

Já foi discutido no Cap. II a forte dependência que existe entre a probabilidade de excitação Coulombiana e o parâmetro ξ . Vamos reescrever a equação II.9 de uma forma conveniente, para permitir a comparação entre três fatores:

$$\xi = a^{3/2} (M_0/Z_1)^{1/2} (2\pi \Delta E / \hbar e Z_2^{1/2}) \quad (\text{IV.1})$$

para um dado projétil (2ª fator) e um determinado estado nuclear (3ª fator), vemos que o único modo de diminuir ξ é

diminuir a (metade da distância de menor aproximação numa colisão frontal). Entretanto, deve haver um vínculo entre a e ξ de forma a não violar a hipótese básica da teoria de excitação Coulombiana, ou seja, a de que as forças nucleares sejam totalmente desprezíveis. Para discutir o problema da barreira em termos quantitativos, façamos a hipótese de que o núcleo é esférico. A distância de menor aproximação D será dada por:

$$\begin{aligned} D &= a [1 + \csc(\theta/2)] \\ &= R_1 + R_2 + S \\ &= r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) + S \end{aligned} \quad (\text{IV.2})$$

onde θ é o ângulo de espalhamento no sistema centro-de-massa, R_1 e R_2 são os raios do projétil e núcleo alvo e S é a separação entre as duas superfícies nucleares. Consideramos que $R = r_0 A^{1/3}$. Geralmente, r_0 é tomado como aproximadamente 1.25 fm e, para esse valor, evidências experimentais recentes sugerem que S deva ser tomado como 5 fm e é aconselhável que seja tão grande quanto 6 fm para garantir excitação Coulombiana pura [Mc74]. Os valores para a energia segura estão na Tab. IV.1 e foram calculados de acordo com a expressão abaixo:

$$E = 1.44 Z_1 Z_2 (1 + A_1/A_2) / 1.25 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) + 6 \quad (\text{IV.3})$$

IV.3 - Composição do alvo:

O alvo de ^{189}Os , de espessura aproximada de $100\text{mg}/\text{cm}^2$, suficiente para frear completamente os feixes utilizados, foi feito de pó metálico do isótopo enriquecido, prensado em um substrato de Pb. Abaixo apresentamos a tabela com a composição isotópica do alvo.

A	%
186	.05
187	.10
188	.88
189	94.51
190	3.28
192	1.33
Si	} conc.peq. (não medidas)
Ca	
C	
O	

Tabela IV.2

IV.4 - Disposição de alvo e detectores:

A câmara de espalhamento consiste em um cilindro de Al, de aproximadamente 10 cm de diâmetro e paredes de 1.5 mm de espessura.

O alvo foi colocado a 45° em relação à direção de incidência do feixe, para minimizar problemas de absorção dos gamas. O esquema do arranjo experimental está na Fig. IV.3.

IV.5 - Aquisição de dados:

Os espectros foram adquiridos com um detector de Germânio Hiperpuro (GeHP), fabricado pela ORTEC, cuja resolução medida durante a experiência foi 1.87 keV a 816 keV. O detector foi disposto a 7 cm do alvo. Usou-se um colimador de Pb para diminuir os efeitos da radiação de fundo. Um outro detector de Ge(Li), fabricado por Princeton Gamma-Tech, permaneceu fixo a 90° e foi utilizado como monitor para normalização.

A aquisição de dados foi feita utilizando-se a eletrônica convencional e um multicanal. O esquema está mostrado na Fig. IV.4.

IV.6 - Calibração em energia e medida da eficiência do detector:

A calibração dos espectros foi feita utilizando-se fontes radioativas calibradas (AMERSHAM) de ^{133}Ba , ^{137}Cs , ^{54}Mn e ^{152}Eu , com energias de gamas de 121.5 a 1231 keV, que cobrem o intervalo de transições de interesse do ^{187}Os .

Foram feitas medidas da eficiência do detector GeHP, necessárias para extração das intensidades relativas das transições do ^{187}Os . Utilizamos fontes de ^{182}Ta e ^{152}Eu , com transições compreendidas entre 152 e 1231 keV que foram colocadas, uma por vez, na mesma posição do alvo. A curva de Eficiência x Energia segue na Fig. IV.5.

Foi necessário realizar medidas para a determinação do diâmetro da região ativa do cristal do detector de GeHP. Esse resultado, juntamente com outros parâmetros fornecidos pelo fabricante, foi usado pelo programa GOSIA para cálculos dos coeficientes de atenuação geométrica dos gamas. A curva obtida está mostrada na Fig. IV.6.

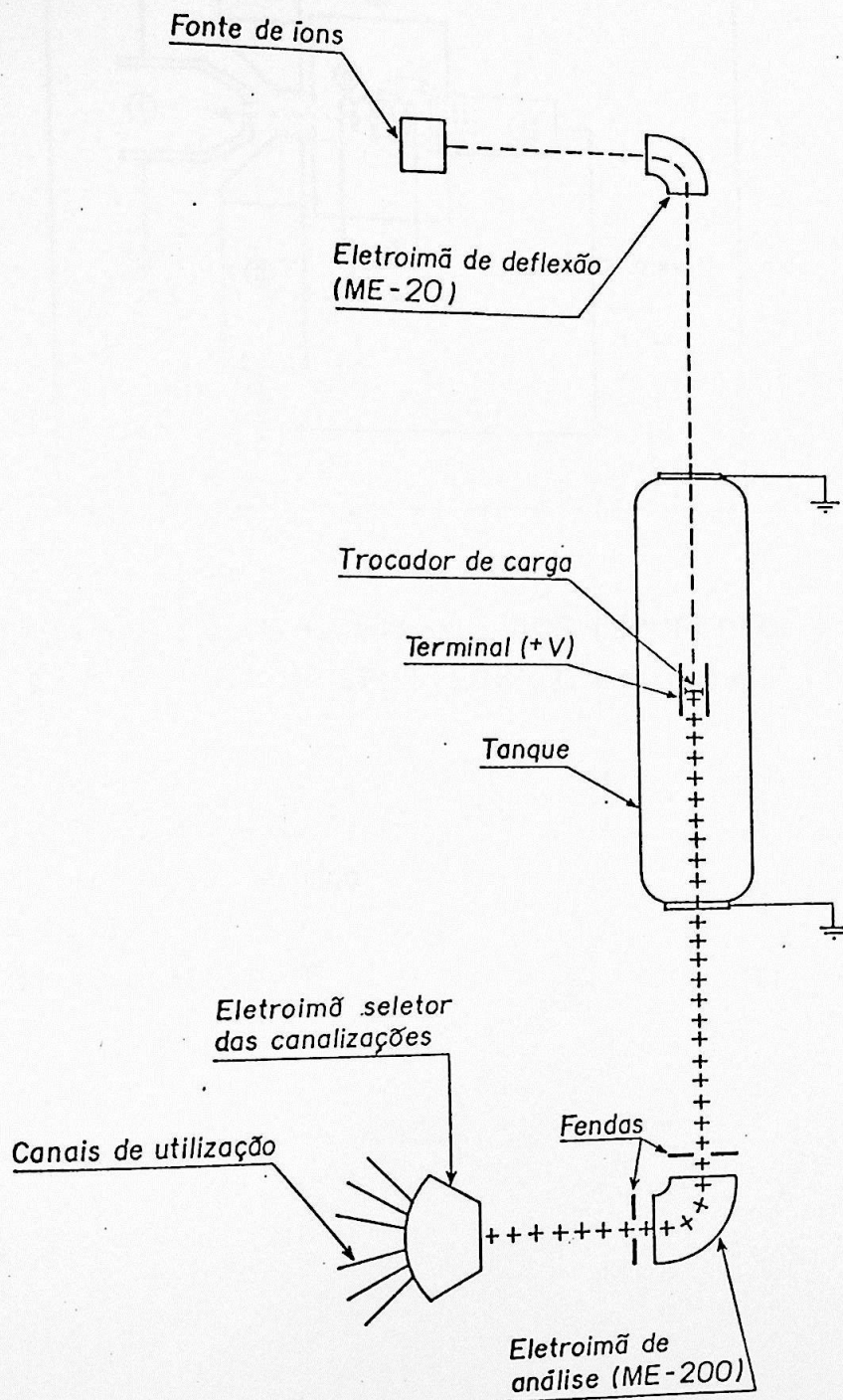


FIG. IV.1 - Esquema do acelerador Pelletron 8-UD do DFN - IFUSP.

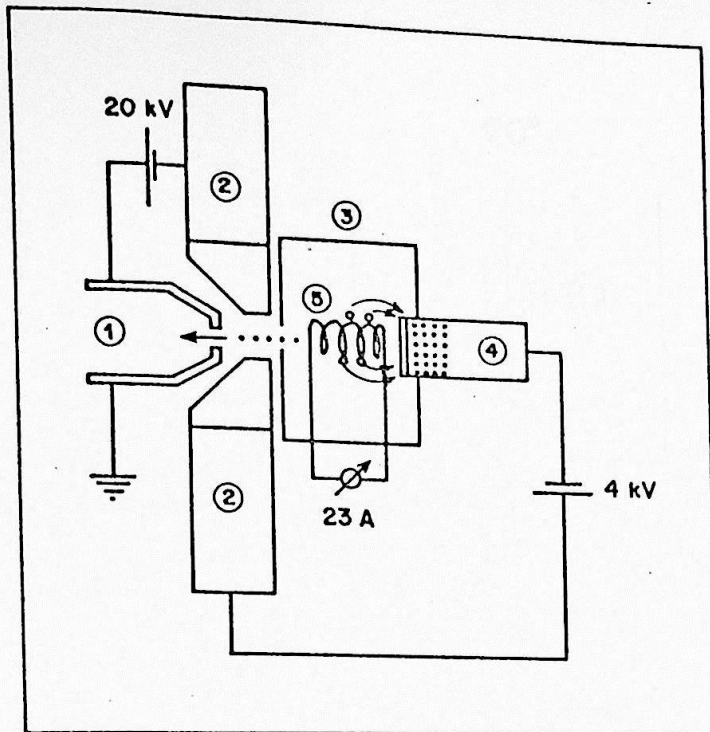
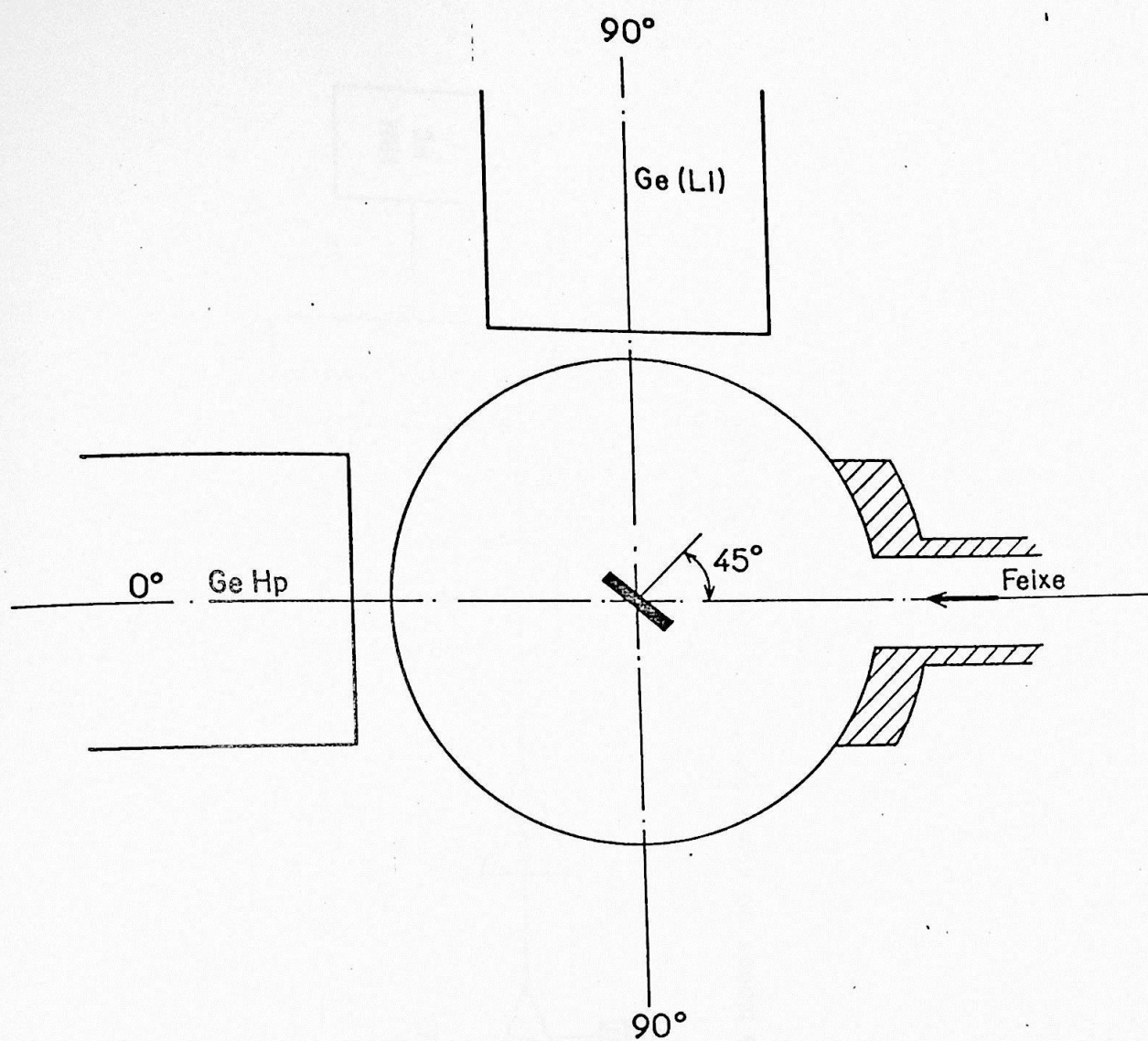


FIG. IV. 2 - Esquema da fonte de Ions SNICS (SOURCE OF NEGATIVE IONS BY CESIUM SPUTTERING), mostrando:

- 1- Extrator
- 2- Flanges
- 3- Blindagem Térmica
- 4- Catodo
- 5- Filamento de W



G. IV. 3-Diagrama da câmara de espalhamento mostrando o alvo, o detector Ge (Li), mantido a 90°, e o detector GMX, colocado a 0°, 55°, 90° em relação à direção do feixe.

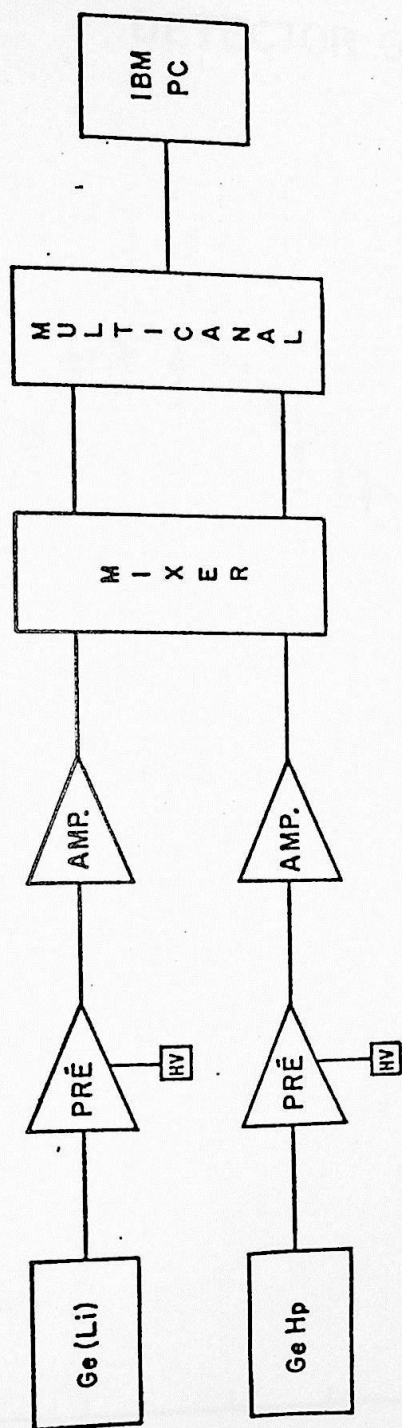


FIG. IV.4- Diagrama de blocos do equipamento eletrônico utilizado.

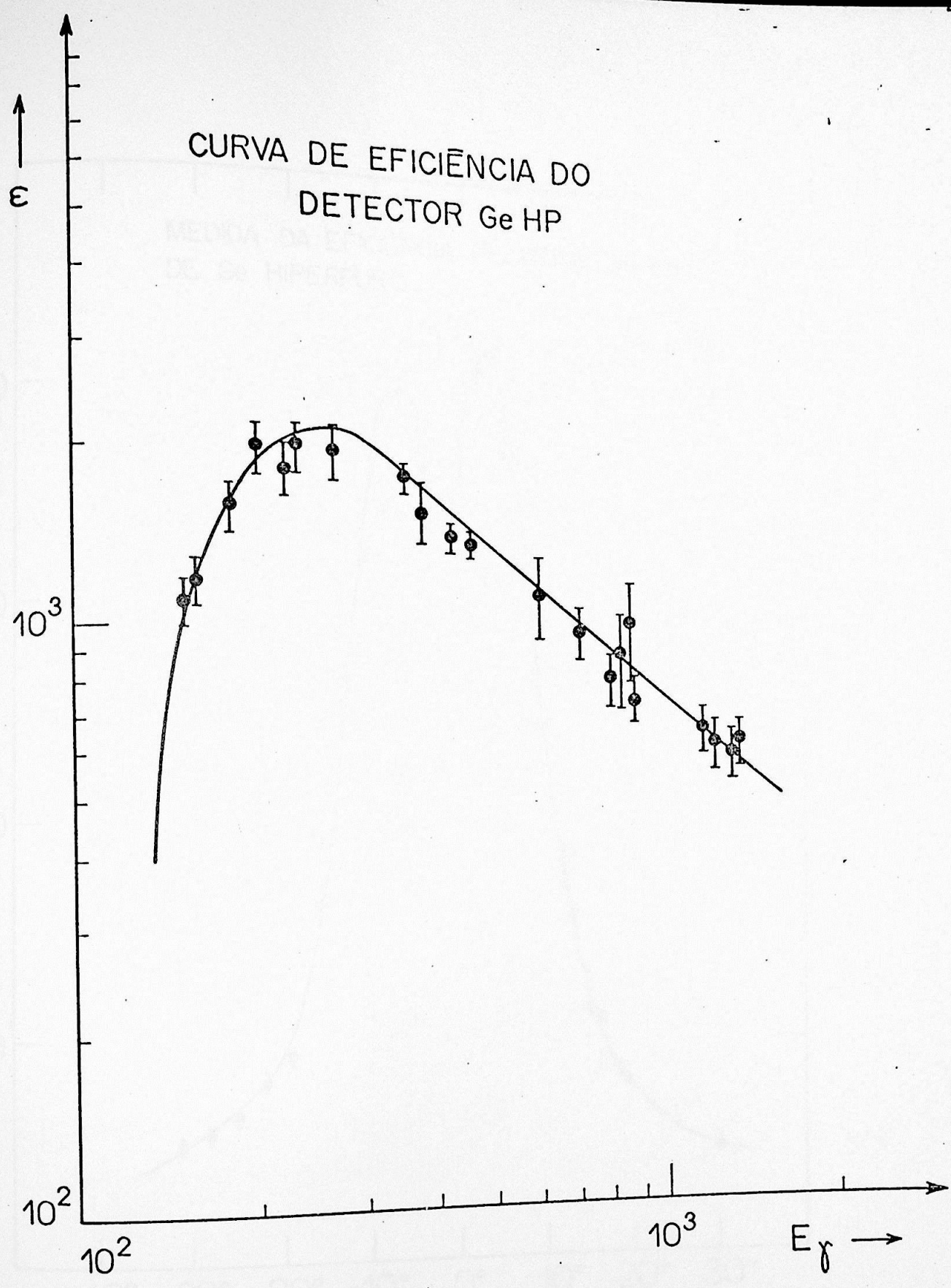


FIG. IV. 5

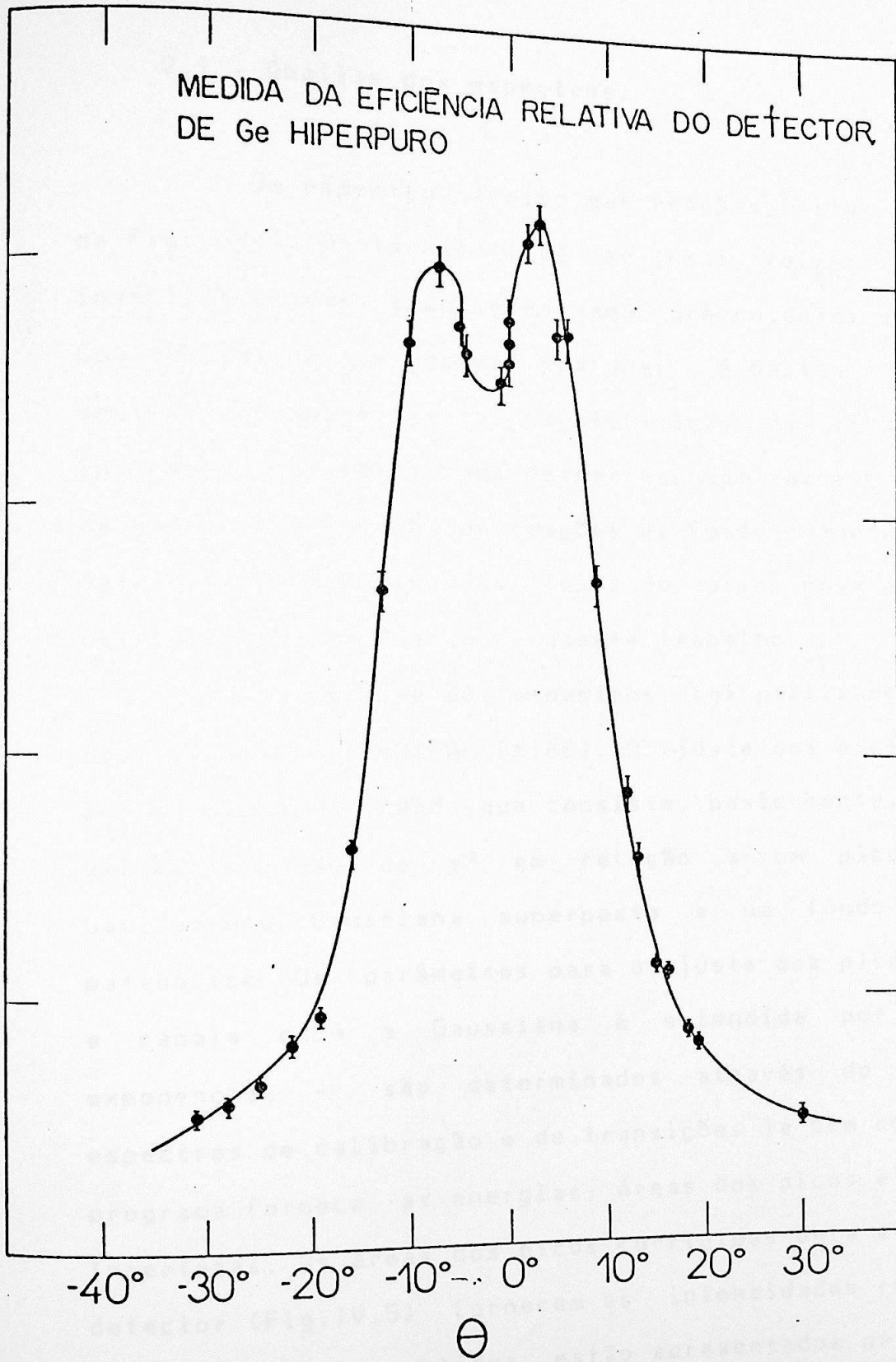


FIG. IV. 6

V. ANÁLISE DE DADOS

V.1 - Análise dos espectros:

Um espectro típico das reações feitas é mostrado na Fig. V.1. A técnica de se usar feixes distintos na investigação das transições gama provenientes da excitação Coulombiana de um núcleo qualquer é bastante eficaz no sentido de permitir a identificação das transições de interesse, possibilitando descartar, com razoável confiança, os gamas provenientes de reações de fusão-evaporação entre o feixe e os contaminantes leves do alvo. Essa técnica foi utilizada com sucesso no presente trabalho.

Na análise dos espectros foi utilizado um pacote de programas do VAXPAK [Mi86]. O ajuste dos picos foi feito com o programa SPASM que consiste, basicamente, em efetuar uma minimização de χ^2 em relação a um pico de forma basicamente Gaussiana superposto a um fundo linear ou parabólico. Os parâmetros para o ajuste dos picos - largura e canais onde a Gaussiana é estendida por uma cauda exponencial - são determinados através do ajuste dos espectros de calibração e de transições já bem conhecidas. O programa fornece as energias, áreas dos picos e respectivas incertezas. As áreas dos picos corrigidas pela eficiência do detector (Fig.IV.5) fornecem as intensidades relativas dos gamas. Os valores obtidos estão apresentados na Tab. V.1.

V.2 - Extração dos valores de $B(E2)$:

As intensidades relativas experimentais mostradas na Tab. V.1 foram usadas pelo programa GOSIA - implantado no computador CYBER do CCE/USP - para ajustar os valores das probabilidades reduzidas de transição, conforme já explicado no Cap.II. Outras informações relevantes que devem ser fornecidas como dados de entrada são:

- níveis de energia e spins do ^{149}Os
- (Z, A) do alvo e projétil, assim como informações quando se tratar de alvo grosso
- coeficientes de conversão interna
- geometria do detector para cálculo do coeficiente de atenuação geométrica dos gamas [Ca69]
- valores de vidas-médias, "branching-ratios" e "mixing-ratios" dos níveis (se disponíveis, como dados adicionais) [Fi81]
- energias para o intervalo de integração da seção de choque (devido à dependência entre seção de choque e energia do projétil) [Al56]
- valores de " dE/dx " do projétil no alvo [Zi77]
- elementos de matriz para transições (principalmente $E2$ e $M1$)

Os elementos de matriz para as transições E2 e M1, dados como ponto de partida para o cálculo das probabilidades reduzidas de transição (ver Seq. II.3), foram tirados de informações disponíveis na literatura [Mo75], de cálculos a partir de "branching-ratios" conhecidos [Fi81] e de previsões para essa região de massa.

V.3 - Apresentação dos resultados:



Um espectro típico, mostrando comparativamente as reações de ^{189}Os com ^{28}Si , ^{16}O e ^{35}Cl é mostrado na Fig.V.1. Estão identificados os picos em comum nas três reações e os contaminantes mais conhecidos.

Na Fig. V.2, apresentamos a tabela das intensidades relativas experimentais. As incertezas foram calculadas levando-se em conta os erros provenientes do ajuste dos picos e do ajuste da curva de eficiência do detector (Fig.IV.5).

Na Fig. V.3 apresentamos a tabela dos valores obtidos para as probabilidades reduzidas de transição $B(E2)$, comparativamente aos resultados de trabalhos anteriores. Estes resultados serão discutidos no Cap.VI.

Finalmente apresentamos o esquema de níveis e respectivos decaimentos obtidos neste trabalho, na Fig. V.4. As interpretações possíveis serão discutidas também no Cap.VI.

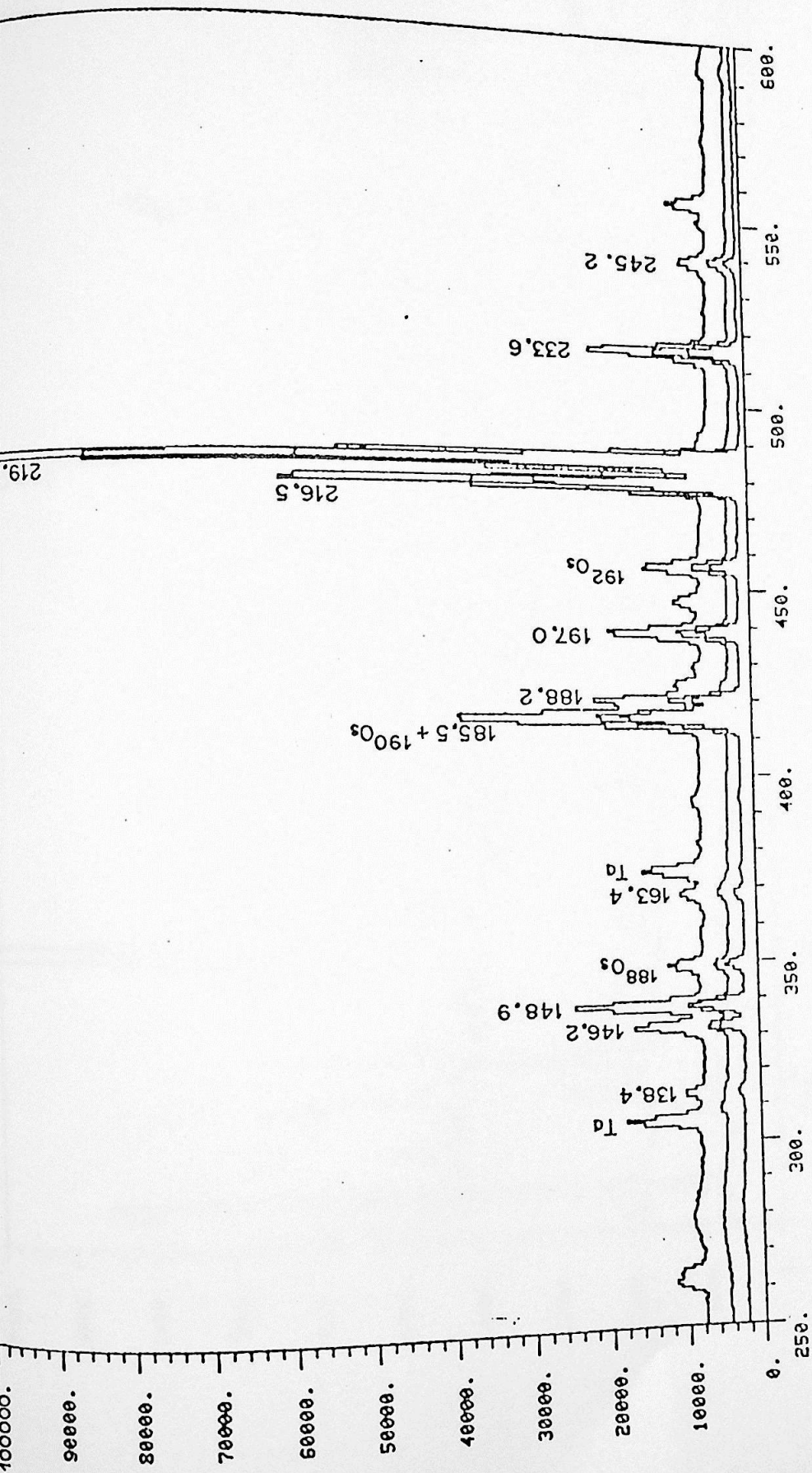


FIG. V.1 - Espectro das reações $^{189}\text{Os} + ^{16}\text{O}$, $^{189}\text{Os} + ^{28}\text{Si}$ e $^{189}\text{Os} + ^{35}\text{Cl}$ (nessa ordem, de cima para baixo).

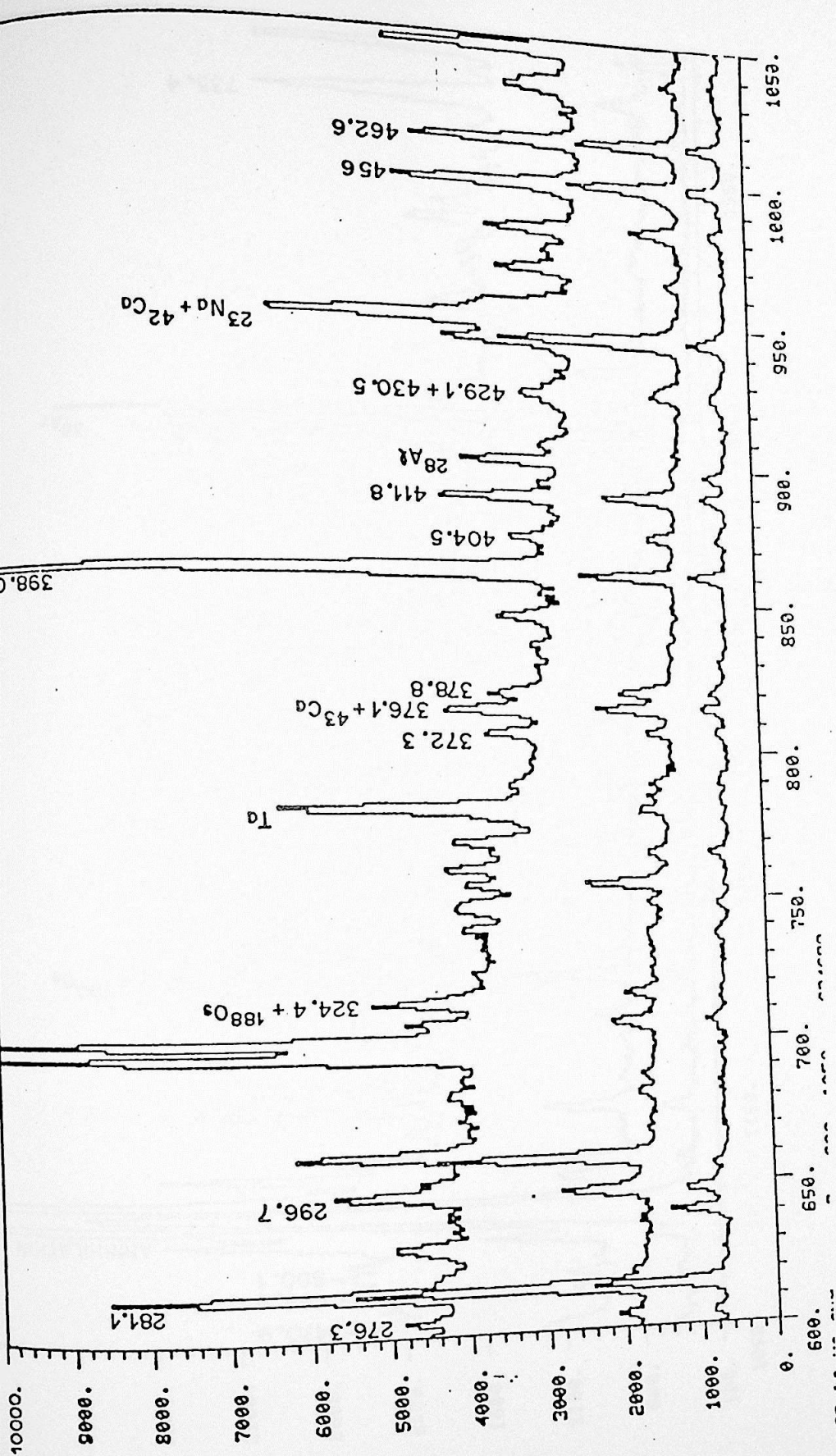


FIG. V.1 - (cont.)

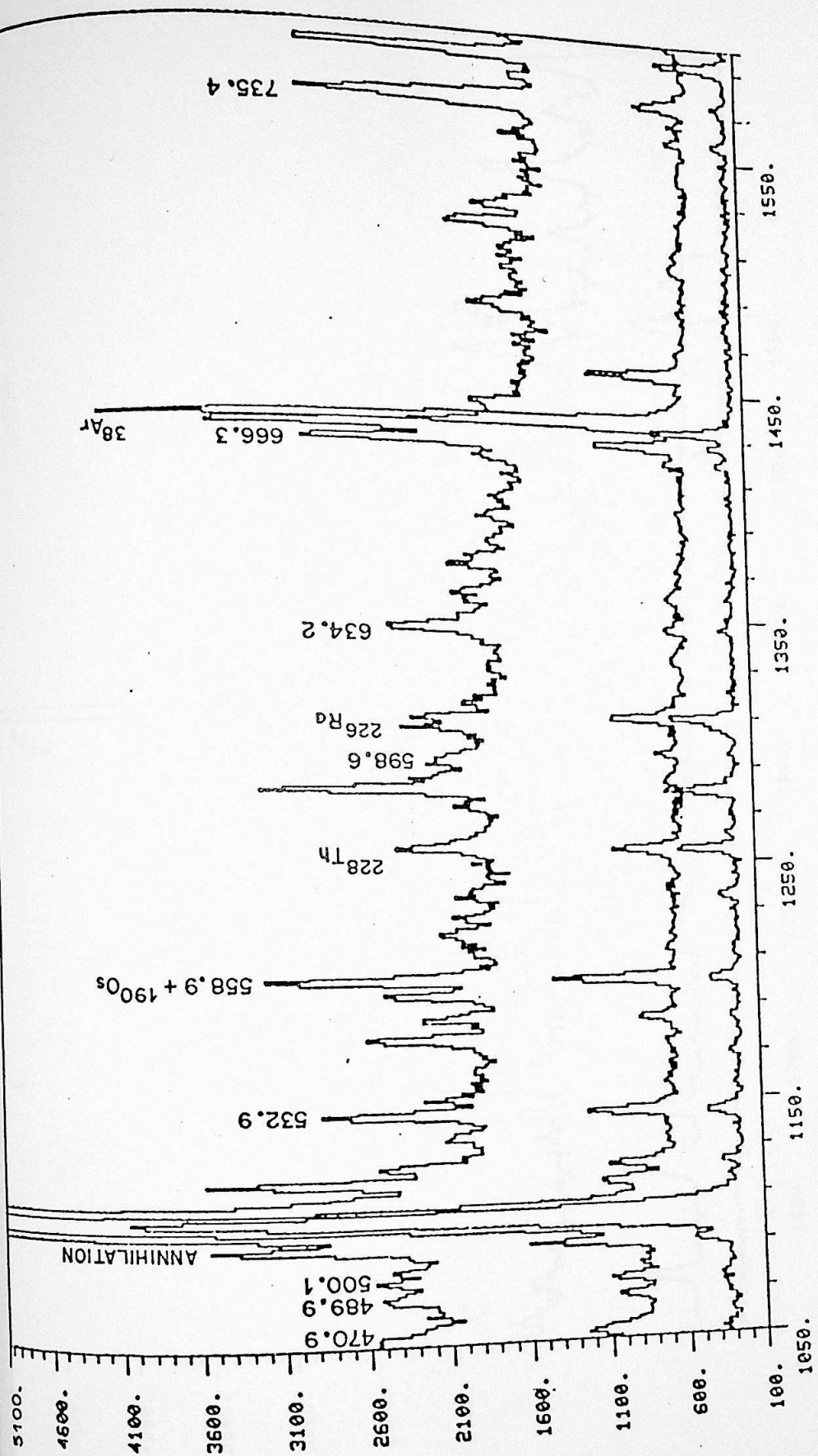


FIG. V.1 - (cont.)

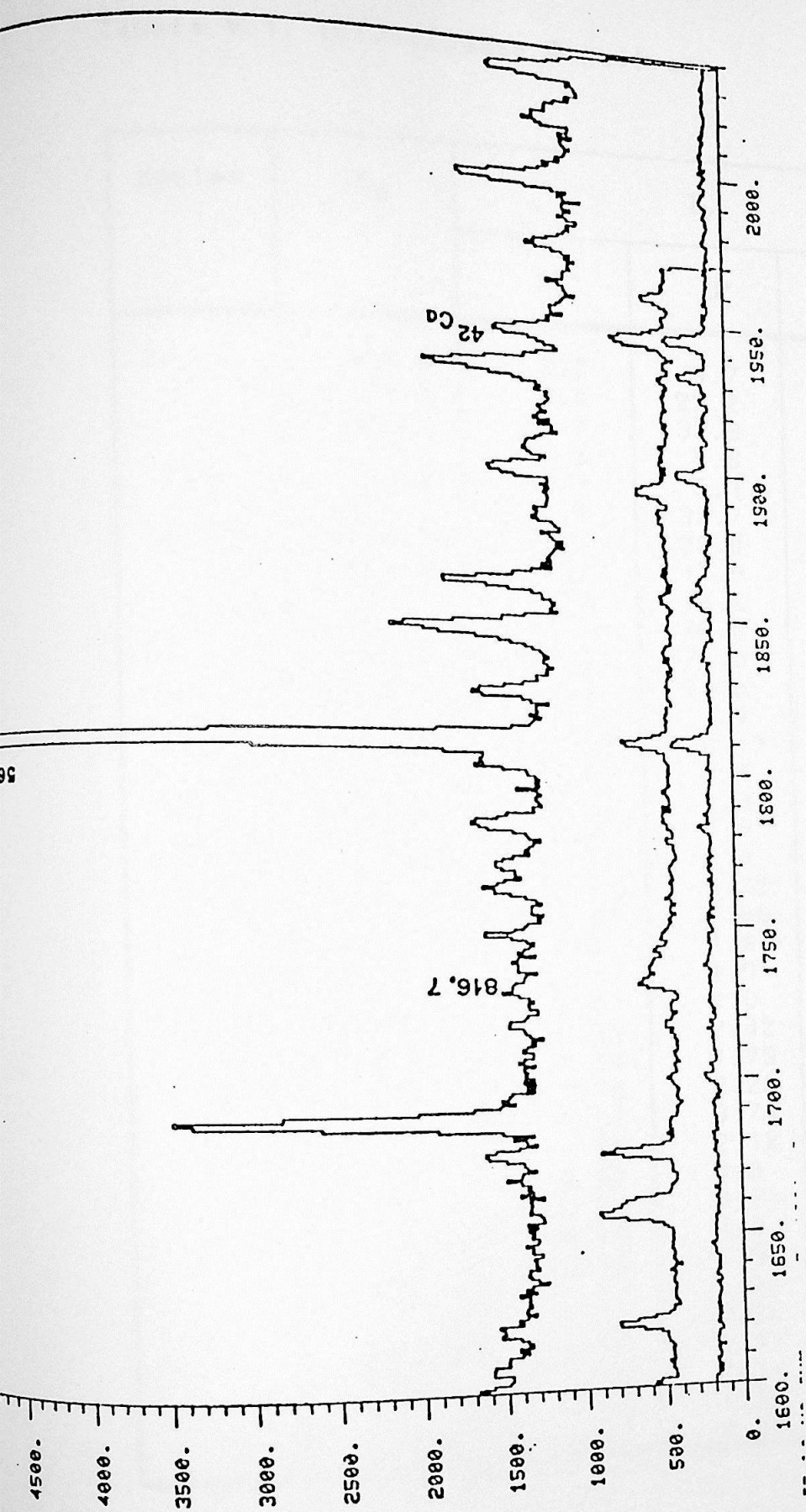


FIG. V.1 - (cont.)

Tabela V.1. Intensidades Relativas

Núcleo	E_{γ}	I_{γ}			Incertezas (%)
		90°	0°	55°	
(Ta)	138.4	2.2	4.7	6.0	75
	147.2	6.8	22.2	26.0	50
	148.9	14.2	32.9	41.0	50
	163.5	2.6	5.6	7.1	50
	164.8	0.7	5.1	7.6	50
	185.9	17.1	32.7	37.1	40
	186.4	15.2	32.0	31.6	40
	188.1	9.7	17.9	19.5	40
	197.0	9.1	16.6	17.5	50
	216.5	45.7	76.0	78.2	10
	219.3	103.8	171.9	176.2	10
	233.6	12.3	19.8	19.6	10
	245.2	3.0	4.0	4.1	20
	265.3	0.13	0.13	0.15	65
	270.8	0.6	0.8	0.8	15
275.8	0.3	0.3	0.3	15	
281.1	4.7	7.9	7.7	20	
296.7	1.7	2.0	2.0	15	
188Os	323.5	0.13	0.12	0.12	15
	324.4	0.80	0.88	0.84	15
	346.8	1.0	1.0	1.0	90
	361.0	1.0	1.0	1.0	90
	363.7	1.0	1.0	1.0	90
(⁴³ Ca)	376.2	1.59	2.42	2.43	20
	378.9	1.14	1.79	1.62	15
	397.7	1.96	2.29	2.15	10
	403.6	0.67	0.74	0.69	15
	410.8	1.92	2.12	2.12	30
	429.3	0.64	0.8	0.74	10
	429.3	0.35	0.24	0.3	50
	462.4	3.48	4.2	3.89	20
	469.9	1.13	2.92	2.68	20
	532.9	1.27	1.56	1.39	10
	557.5	1.91	2.26	2.20	10
	597.2	0.28	0.31	0.15	50
	666.7	1.69	2.14	1.81	15
	735.3	1.27	1.36	1.34	10
	816.8	0.22	0.28	0.20	30

Tabela V.2. Resultados de B(E2) em unidades de (e²b²)

Nível (keV)	Energia de Transição (keV)	Ik ^π [NnzΛ]		Nosso Traba lho	Trabalhos Anteriores	
		Est.Inicial	Est.Final		[Se85]	[Ma75]
580.4	346.8	9/2 1/2 ⁻ [510]	5/2 1/2 ⁻ [510]	0.13	-	-
	361.0		5/2 3/2 ⁻ [512]	0.04	-	-
	363.7		7/2 7/2 ⁻ [503]	0.04	-	-
365.8	270.8	7/2 1/2 ⁻ [510]	3/2 1/2 ⁻ [510]	0.12	0.13	-
	296.7		5/2 1/2 ⁻ [510]	0.13	0.14	-
233.6	197.0	5/2 1/2 ⁻ [510]	1/2 1/2 ⁻ [510]	0.22	0.22	-
	138.4		3/2 1/2 ⁻ [510]	0.09	0.09	-
	233.6		3/2 3/2 ⁻ [512]	0.05	0.07	0.08
595.0	245.2	11/2 3/2 ⁻ [512]	9/2 3/2 ⁻ [512]	0.13	0.13	0.24
	376.2		7/2 3/2 ⁻ [512]	0.28	0.27	-
	378.9		7/2 3/2 ⁻ [503]	0.35	0.33	-
350.0	281.1	9/2 3/2 ⁻ [512]	5/2 3/2 ⁻ [512]	0.34	0.34	-
219.4	148.9	7/2 3/2 ⁻ [512]	5/2 3/2 ⁻ [512]	0.13	0.13	0.39
	219.4		3/2 3/2 ⁻ [512]	0.20	0.21	0.37
	188.6		9/2 9/2 ⁻ [505]	0.02	0.03	0.005
216.7	147.2	7/2 7/2 ⁻ [503]	5/2 3/2 ⁻ [512]	0.11	0.13	-
	185.9		9/2 9/2 ⁻ [505]	0.10	0.10	-
	216.7		3/2 3/2 ⁻ [512]	0.10	0.11	-
557.5	557.5	1/2 1/2 ⁻ [510]	3/2 3/2 ⁻ [512]	0.02	-	-
	462.4		3/2 1/2 ⁻ [510]	0.02	-	-
	324.0		5/2 1/2 ⁻ [510]	0.004	-	-
532.4	532.4	5/2 1/2 ⁻ [510]	3/2 3/2 ⁻ [512]	0.02	0.01	-
506.1	469.9	3/2 1/2 ⁻ [510]	1/2 1/2 ⁻ [510]	0.03	-	-
	410.9		3/2 1/2 ⁻ [510]	0.004	-	-
498.8	498.8	3/2 1/2 ⁻ [510]	3/2 1/2 ⁻ [512]	0.01	0,009	-
	462.4		1/2 1/2 ⁻ [510]	0.02	-	-
	403.6		3/2 1/2 ⁻ [510]	0.01	-	-
	429.3		5/2 1/2 ⁻ [512]	0.002	0,008	-
816.8	816.8	5/2 3/2 ⁻ [512]	3/2 3/2 ⁻ [512]	0.002	0.006	-
735.3	735.3	1/2 3/2 ⁻ [512]	3/2 3/2 ⁻ [512]	0.01	0.007	-
666.7	666.7	1/2 1/2 ⁻ [510]	3/2 3/2 ⁻ [512]	0.02	0.001	-
	597.2		5/2 3/2 ⁻ [512]	0.02	0.009	-
428.5	429.3	5/2 9/2 ⁻ [505]	3/2 3/2 ⁻ [512]	0.01	0.02	-
	397.7		9/2 3/2 ⁻ [512]			
275.8	275.8	5/2 9/2 ⁻ [505]	3/2 3/2 ⁻ [512]	0.002	0.004	-
	245.0		9/2 9/2 ⁻ [512]	0.48	-	-

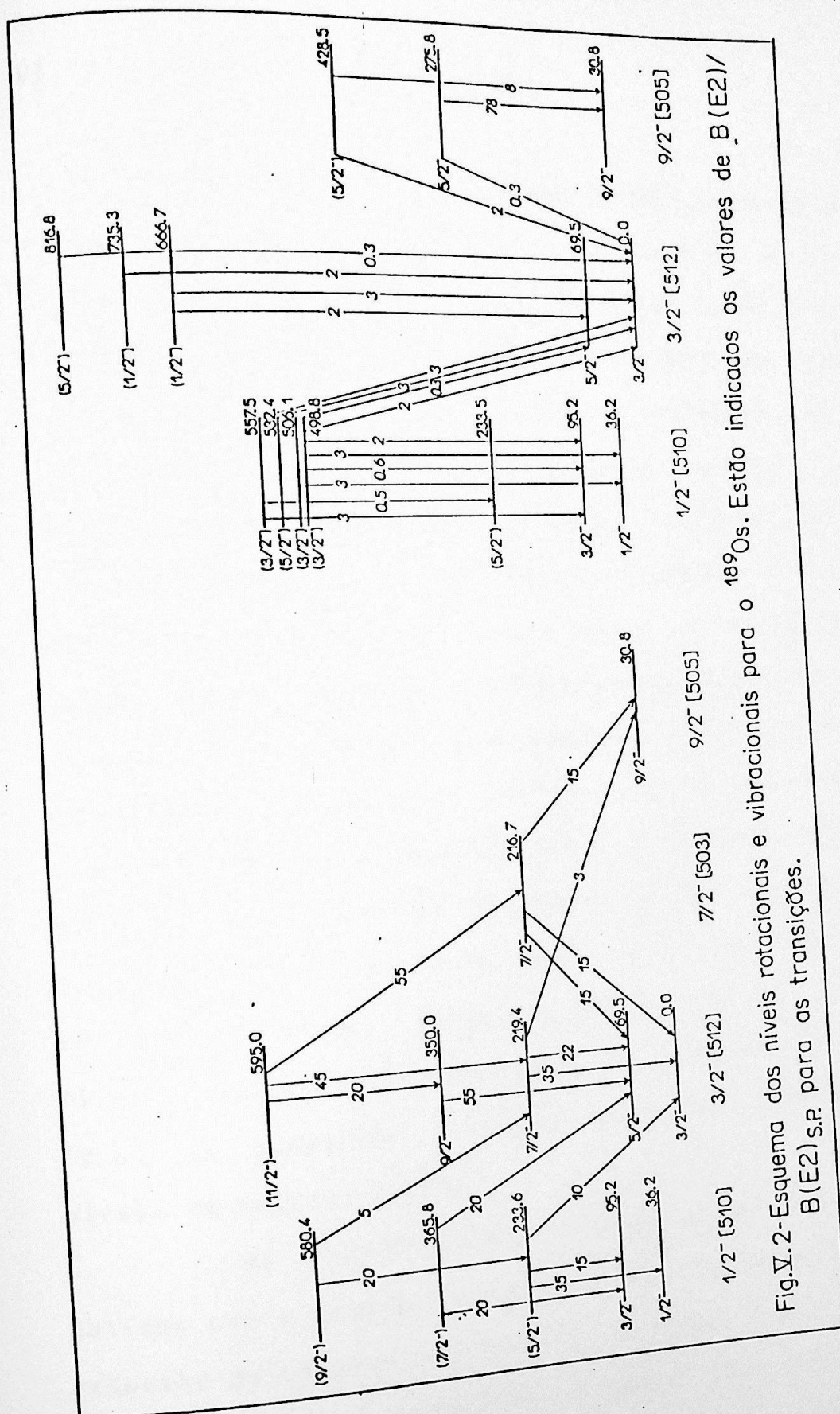


Fig.V.2-Esquema dos níveis rotacionais e vibracionais para o ^{189}Os . Estão indicados os valores de $B(E2)/B(E2)_{s.p.}$ para as transições.

VI. DISCUSSÃO E CONCLUSÃO

No trabalho de Harmatz [Ha62] sobre decaimento de ^{189}Ir , os níveis de energia e respectivos spins para o ^{189}Os , abaixo de 216 keV (0.0, 30.8, 36.2, 69.5 e 95.2 keV) foram facilmente classificados em termos de orbitais de Nilsson e respectivas excitações rotacionais com base nas informações das misturas multipolares medidas, já que cada orbital de Nilsson possui um valor característico para a razão $M1/E2$. Os trabalhos seguintes sobre o ^{189}Os concordam com a interpretação dada para esses primeiros estados. Os demais níveis têm sido tentativamente interpretados dentro do modelo de Nilsson. Discutiremos os estados propostos em nosso trabalho (Fig.V.4), confrontando as informações com os três trabalhos mais recentes e mais completos sobre o ^{189}Os : Malmskog et al. [Ma70], que mediu os gamas provenientes do decaimento do ^{189}Ir , detectando os níveis abaixo de 275.8 keV; Morgen et al. [Mo75] e Benson et al. [Be76], que fizeram reações de transferência de um único nucleon (d,t) e (d,p), as quais são privilegiadas para a identificação dos níveis de Nilsson [El69].

As nossas medidas referem-se aos valores de $B(E2)$ obtidos com o programa GOSIA, os quais permitem suposições a respeito do caráter coletivo dos estados. Neste trabalho foi proposto o nível rotacional a 580.4 keV, mostrou-se que a designação de spin $(5/2^-)$ para o nível a 233.6 keV é

razoável, em contraposição ao valor $(3/2^-)$ dado em [Fi81]. As transições provenientes da desexcitação dos níveis a 216 e 219 keV puderam ser separadas com confiança. Foram encontradas evidências para classificar os níveis a 428.5, 498.8, 506.1, 532.4, 557.5, 666.7, 735.3 e 816.8 keV como sendo vibracionais (vibração γ acoplada ao estado 2^+ do núcleo par-par vizinho). A razão $B(E2)/B(E2)_{s.p.u}$ medida para o nível a 275.8 keV, em concordância com trabalhos anteriores, fornece um forte argumento a favor de uma possível triaxialidade no ^{189}Os . Discutiremos a seguir mais detalhadamente cada um dos níveis, agrupados por bandas.

(1) - a banda $1/2^- [510]$:

- o nível 233.6 keV, spin $(5/2^-)$:

- Morgen e Benson classificaram-no como pertencente à banda $1/2^- [512]$ baseando-se nas informações de seções de choque de reações (d,t) e (d,p) .
- nosso trabalho: as medidas das probabilidades reduzidas de transição $B(E2)$ desse nível em relação às outras transições da mesma banda são coerentes com a interpretação de transição intrabanda aumentada. Os valores de $B(E2)$ obtidos são coerentes com uma atribuição de spin $5/2^-$ para este nível, ao contrário do que é proposto em [Fi81].

- o nível 365.8 keV, spin 7/2-:

- Morgen, pelas informações de seções de choque, classifica-o nesta banda

- Benson classifica-o nessa banda pois os valores de $h^2/2$ e "a" concordam com os valores atribuídos aos níveis 36, 95 e 234 keV, pertencentes à mesma banda.

- nosso trabalho: os valores elevados de $B(E2)$ para as transições ligando este estado aos outros níveis da banda $1/2-[510]$, como no caso do estado 233.6 keV, estão de acordo com as interpretações dadas acima.

- o nível 580.4 keV, spin 9/2-:

- não foi detectado nos trabalhos anteriores.

- nosso trabalho: baseando-nos nas informações obtidas para a excitação Coulombiana com o feixe de ^{35}Cl , que tem maior probabilidade de excitar estados de spin mais elevado, foi proposto esse estado, com indícios de decaimento para o nível a 233.6 keV, de 20 s.p.u.

(2) - a banda $3/2-[512]$:

- o nível 219.4 keV, spin 7/2-:

- Malmskog propõe três interpretações possíveis para esse nível: ou pertencente à banda $3/2-[512]$, ou resultante do

acoplamento de 1 qp à vibração $(K=2)\gamma$ ou ainda como mistura de várias outras excitações vibracionais possíveis.

- Morgen classifica-o nesta banda baseando-se nas informações de seções de choque.

- Benson classifica-o nesta banda porque o espaçamento entre os níveis 0.0, 69.5 e 219.4 keV tem uma forte semelhança aos da banda $3/2-[512]$ observada nos núcleos vizinhos. Esses espaçamentos desviam-se fortemente do esperado no modelo rotacional mas essa discrepância é atribuída ao acoplamento de Coriolis. A argumentação de Benson é mais realista que as outras interpretações dadas por Malmskog.

- nosso trabalho: os valores de $B(E2)$ para as transições intrabanda e interbanda favorecem a interpretação de que esse nível pertence à banda $3/2-[512]$. Este nível e o 216.7 keV não haviam sido separados em experiências anteriores de excitação Coulombiana [Hr67], devido à má resolução dos detectores.

- os níveis 350.0 keV, spin $9/2^-$ e 595 keV, spin $(11/2^-)$:

- Morgen propõe um nível a 346 a 594 keV, baseando-se nas informações de seções de choque (d,t) e (d,p) .

- Benson, fazendo as mesmas reações de Morgen, não identifica estes níveis. Em relação a estes estados as informações destes dois trabalhos são contraditórias.

- nosso trabalho: as diferenças de energia dos gamas são consistentes com a atribuição de energia a 350 e a 595 keV e os valores de $B(E2)$ favorecem a interpretação destes níveis pertencerem à banda $3/2^- [512]$.

(3) - a banda $7/2^- [503]$:

- o nível 216.7 keV, spin $(7/2^-)$

- Malmskog mediu as multipolaridades das transições do nível a 216.7 keV. Do limite da meia-vida e da intensidade da transição M1, propõe que esse nível é um bom candidato para ser o nível de partícula única $7/2^- [503]$. (Note-se, porém, que este nível e o 219.4 keV não haviam ainda sido separados).

- Morgen argumenta que esse estado possui o mesmo spin e paridade que o estado a 219.4 keV. Nas reações (d,t) , (d,p) e (d,d') a população desses dois níveis concorda com a designação de $l = 3$. Sugere, portanto, que esse nível seja o estado de Nilsson $7/2^- [503]$. A proximidade desses dois níveis com mesmo spin e paridade resulta na mistura quase total entre esses dois estados. A posição de energia para esse nível está de acordo com a posição correspondente nos isótopos ímpares de W e no ^{187}Os .

- Benson afirma que esse nível tem a energia de excitação e a seção de choque esperada para a cabeça-de-banda $7/2^- [503]$.

Os membros mais altos dessa banda são previstos como tendo pequena seção de choque de transferência e não foram detectados.

- nosso trabalho: os valores de $B(E2)$ ligando este nível a outros estados têm intensidades comparáveis às transições interbanda e intrabanda análogas envolvendo o estado a 219.4 keV, favorecendo a interpretação de que esses estados são fortemente misturados. O $B(E2)$ para este nível não foi medido em trabalhos anteriores de excitação Coulombiana.

(4) - os níveis vibracionais:

- Morgen: um grupo de estados com energias entre 400 e 800 keV foi populado na reação (d,d') , apresentando propriedades características de vibrações gama. As seções de choque somadas e as distribuições angulares concordam com as seções de choque (d,d') para os estados 2^+ de ^{180}Os e ^{170}Os , medidas sob idênticas condições experimentais. Esses níveis foram interpretados, portanto, como estados vibracionais construídos sobre os estados intrínsecos mais baixos. Os dois componentes mais fortes do grupo, os estados a 502 e 733 keV foram designados como sendo vibrações $(K_0 \pm 2)$.

- Benson propõe uma interpretação diferente para esses níveis. Argumenta que, embora haja muitos níveis abaixo de 1 MeV, alguns deles fortemente populados mas que não receberam ainda nenhuma designação, cálculos com o modelo de Nilsson prevêm apenas a banda $1/2^- [521]$ abaixo dessa energia. Há

estados de buracos nos espectros provenientes da reação (d,t) a energias de 688, 735 e 818 keV que possuem espaçamentos razoáveis para serem os três primeiros membros da banda $K=1/2$. Os valores de l que podem ser tirados das medidas de distribuição angular das reações (d,t) não são totalmente conclusivas mas permitem a sequência de spins $1/2^-$, $3/2^-$, $5/2^-$ para esse níveis. Essa banda proposta para o ^{149}Os assemelha-se à banda $1/2^-[521]$ do W, apesar dos parâmetros de acoplamento serem diferentes. Essa diferença, entretanto, não compromete a semelhança entre o Os e o W uma vez que os cálculos feitos demonstram que o parâmetro "a" para o orbital $1/2^-[521]$ é bastante sensível à deformação. Referindo-se às interpretações de Morgen para esses estados, Benson conclui que suas próprias interpretações são meramente especulativas. Benson admite, também, a hipótese de que esses níveis possam ser interpretados como vibrações gama de um fônon, já que esse tipo de vibração é a única possível a energia de cerca de 600 keV (633 e 588 keV para ^{149}Os e ^{170}Os , respectivamente). No ^{149}Os esperam-se duas bandas com $K = K_0 \pm 2$, cerca de 600 keV acima de cada banda de quasipartícula K_0 [a banda (K_0-2) um pouco mais baixa em energia que a (K_0+2)].

- nosso trabalho: foram identificados os seguintes níveis vibracionais: 428.5, 498.8, 506.1, 532.4, 557.5, 666.7, 735.3 e 816.8 keV, com valores de $B(E2)$ medidos variando de 0.3 a 3 unidades de Weisskopf. Conforme já foi citado no Cap. III, espera-se, para estados vibracionais, uma probabilidade

reduzida de transição que seja aproximadamente a metade do valor de $B(E2)$ para a excitação vibracional do núcleo par-par vizinho [Bu71]. Devemos ter, portanto, um $B(E2)$ que varie entre 1 a 4 s.p.u. Nossos valores apóiam essa interpretação. Entretanto, na mesma referência [Bu71], foi afirmado que a medida de $B(E2)$, em si, não é uma indicativa forte da existência de caráter vibracional em um estado excitado.

(5) - o nível a 275.8 keV :

- Malmskog observou que a transição E2 para o estado a 30.8 keV é fortemente favorecida, com $B(E2) = 36$ s.p.u., o que o levou à interpretação de que esse estado possa ser uma vibração gama construída sobre o estado $9/2^-$ [505].

- Morgen: as observações relativas às seções de choque de reação (d,t) e (d,p) e a posição deste nível descarta a possibilidade de que seja o estado de Nilsson $5/2^-$ [503]. Por outro lado, sua designação como sendo uma vibração gama pode também não estar correta, a julgar pela energia, bem diferente daquela do fônon E2 para o ^{189}Os , da ordem de 600 keV. Deve-se observar, porém, que as discrepâncias encontradas quando se tenta interpretar os níveis dentro do modelo de Nilsson podem ser parcialmente remediadas por escolhas diferentes dos parâmetros deste modelo. Cálculos preliminares demonstraram que há melhor concordância entre alguns ajustes se levarmos em consideração os estados con.

$N=7$. Sugere-se, portanto, que o estado a 275.8 keV contenha uma grande componente desses estados de Nilsson.

- Benson: esse nível pode ser a cabeça-de-banda da vibração (K_0-2) construída sobre o estado $9/2-[505]$. Uma explicação possível seria a existência de acoplamento com as componentes $5/2$ das bandas vibracionais construídas sobre os estados $1/2-[510]$ e $3/2-[512]$, que poderia abaixar o nível $5/2$ $5/2(9/2[505])$. [A notação de Benson é a seguinte: $IK(K_0[Nn_x\Lambda])$, que significa o estado I da banda $(K_0 \pm 2)$ construída sobre o estado de Nilsson $K_0[Nn_x\Lambda]$. Não há nenhuma razão óbvia, entretanto, por que esse seria o único estado vibracional que ficaria tão abaixo da energia de vibração de um fônon. Esse parece ser, portanto, um estado anômalo, que contém uma quantidade considerável do caráter coletivo do estado $5/2$ $5/2(9/2[505])$ mas também uma quantidade do caráter de quasi-partícula de fontes incertas. Benson chama a atenção para o trabalho de Meyer-ter-Vehn [Me75] onde é discutido o comportamento para o primeiro estado rotacional com spin $(j-2)$ associado a um estado intrínseco de buraco numa camada com $j > 3/2$. O primeiro estado $(j-2)$ está a uma energia de excitação razoavelmente alta para um núcleo prolato, mas cai abruptamente à medida que a deformação gama cresce de 10° a 30° , tornando-se o estado mais baixo acima da cabeça-de-banda para $\gamma > 30^\circ$. A probabilidade reduzida de transição ligando esse primeiro estado $(j-2)$ com a cabeça-de-banda j cresce rapidamente duas ou três ordens de magnitude perto de

$\gamma = 10^\circ$, onde o estado (j-2) tem sua energia de excitação abaixada. Benson observa, concluindo, que o comportamento descrito acima para os estados (j-2) tem uma estreita relação com o estado a 276 keV do ^{189}Os , que decai fortemente via E2 para a cabeça-de-banda, mas tem uma energia muito baixa para que possa ser interpretado como excitação vibracional. Esse comportamento representa um argumento muito forte a favor da interpretação de uma possível triaxialidade no ^{189}Os .

- nosso trabalho: a transição para a cabeça-de-banda possui um valor de $B(E2)=78$ s.p.u., duas vezes maior que o encontrado por Malmskog, indicando um forte caráter coletivo dessa transição. Nossas medidas apóiam a interpretação de Benson de uma possível triaxialidade no ^{189}Os .

No que se refere à Tab. V.2, que mostra nossos resultados experimentais de $B(E2)$, podemos ver que nossas medidas são coerentes com as dos outros autores, excetuando-se o valor de $B(E2)$ dado por Malmskog para a transição 188.6 keV (cerca de um décimo do valor dos nossos resultados) explicável, entretanto, pelo fato das transições provenientes da desexcitação dos níveis 216 e 219 keV não terem sido convenientemente separadas no trabalho daquele autor [Ma75].

Um resultado importante que pode ser tirado da interpretação dos níveis de ^{189}Os relaciona-se à

identificação sistemática dos níveis de baixa energia que podem ser descritos pelo modelo de Nilsson. Para o ^{189}Os , em particular, há um desvio considerável das previsões deste modelo provavelmente devido, em grande parte, à forte interação de Coriolis esperada para núcleos fracamente deformados. Nos isótopos ímpares de Os ($A = 185-193$) os orbitais de Nilsson $1/2-[510]$ e $3/2-[512]$ ocorrem bastante próximos do estado fundamental, com uma diferença de, no máximo, 100 keV. Isto pode ser entendido apenas se a deformação quadrupolar de equilíbrio diminuir à medida em que se aumenta o número de nêutrons, de forma a manter os orbitais citados próximos ao nível de Fermi. Como a mistura de Coriolis torna-se muito importante para pequenas deformações, isto implica a não-existência de estados puros de Nilsson na região de massa $189 < A < 193$. Desvios da simetria axial também levam a misturas entre os níveis de Nilsson. Concluindo podemos dizer que o modelo de Nilsson é capaz de dar uma descrição qualitativa de muitos dos estados de baixa energia do ^{189}Os mas é evidente que o modelo não tem tanto sucesso ao fazer previsões, para esse núcleo transicional, quanto tem em relação àqueles mais fortemente deformados.

REFERÊNCIAS

- Ac83 - J.C. Acquadro, L.A.B. Tessarotto, M. Stier, P.R.S. Gomes & O. Sala
Proc. Intern. Ion Engineering Congress, Kyoto (1983).
- Al56 - K. Alder, A. Bohr, T. Huus, B. Mottelson & A. Winther
Rev.Mod.Phys. 28, 432 (1956).
- Al75 - K. Alder & A. Winther
Electromagnetic Excitation, North-Holland, Amsterdam (1975).
- Be66 - D.R. Bès & Cho Yi-Chung
Nucl.Phys. 86, 581 (1966).
- Be76 - D. Benson Jr., P. Kleinheinz, R.K. Sheline & E.B. Shera
Phys.Rev. C14, 2025 (1976).
- Bu71 - M.E. Bunker & C.W. Reich
Rev.Mod.Phys. 43, 348 (1971).
- Ca69 - D.C. Camp & A.L. Van Lehn
Nucl.Instr.and Meth. 76, 192 (1969).
- Cr63 - B. Crasemann, G.T. Emery, W.A. Kane & M.W. Pearlman
Phys.Rev. 132, 1681 (1963).
- Cz83 - T. Czosnyka, D. Cline & C.Y. Wu
Biennial Report of Nuclear Structure Research Laboratory, Univ. of Rochester (1982-1983) p. 130.
- Da58 - A.S. Davydov & G.F. Filippov
Nucl.Phys. 8, 237 (1958).
- El69 - B. Elbek & P.O. Tjom
Advances in Nuclear Physics 3, 259 (1969).
- Fi81 - R.B. Firestone (A=189)
Nucl.Data Sheets 34, 537 (1981).
- Ha62 - B. Harmatz, T.H. Handley & J.W. Mihelich
Phys.Rev. 128, 1186 (1962).
- He62 - K.T. Hecht & G.R. Satchler
Nucl.Phys. 32, 286 (1962).
- Hr67 - A.Z. Hryniewicz, B. Sawicka, J. Styczén, S. Szymczyk & M. Szawlowzki
Acta Physica Polonica XXXI, 437 (1967).

- Mc63 - F.K. McGowan & P.H. Stelson
ORNL 3425 (1963).
- Mc74 - F.K. McGowan & P.H. Stelson
Nuclear Spectroscopy and Reactions, cap. VII, ed. by
J. Cerny, Acad. Press N.Y. and London (1974).
- Me74 - J. Meyer-ter-Vehn, F.S. Stevens & R.M. Diamond
Phys.Rev.Lett. 32, 1383 (1974).
- Me75 - J. Meyer-ter-Vehn
Nucl.Phys. A249, 111 e 141 (1975).
- Mi77 - R. Middleton
Nucl.Instr. and Meth. 144, 373 (1977).
- Mi86 - W.T. Milner
Laboratório Nacional de Oak Ridge (1986).
- Mo75 - P. Morgen, J.H. Onsgaard, B.S. Nielsen & C. Sonder-
gaard
Nucl.Phys. A252, 477 (1975).
- Ro75 - V.H. Rotberg
Tese de Mestrado, IFUSP (1975).
- Sa74 - O. Sala & G. Spalek
Nucl.Instr. and Meth. 122, 213 (1974).
- Sa79 - M. Sakaguchi, T. Tamura & Z.I. Matsumoto
J.Phys.Soc.Jpn. 46, 1067 (1979).
- Se85 - W.A. Seale
Tese de Livre-Docência, IFUSP (1985).
- So67 - V.G. Soloviev & P. Vogel
Nucl.Phys. A92, 449 (1967).
- Wi65 - H. Winther
Coulomb Excitation Lectures Notes - Universidade de
São Paulo, Brasil (1965).
- Zi77 - J.F. Ziegler
Stopping Powers and Ranges in all Elements, Pergamon
Press (1977).