

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

ESTUDO DE BANDAS ROTACIONAIS NOS NÚCLEOS ÍMPAR-ÍMPAR ^{132, 134}LA

SBI-IFUSP



305M810T1626

Jose' Roberto Brandão de Oliveira

Tese de doutorado apresentada ao
Instituto de Física da Universidade
de São Paulo para obtenção do título
de Doutor em Ciências.

Orientadora:

Profa. Dra. Ewa Wanda Cybulska

Data de Defesa 19/12/89

SÃO PAULO

1989



537.5352

048 e

D

Ex 1

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

Handwritten notes and signatures in blue ink, including the name "Oliveira" and other illegible scribbles.

FICHA CATALOGRÁFICA

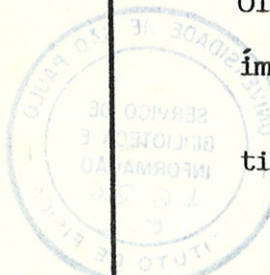
Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação
do Instituto de Física da Universidade de São Paulo

Oliveira, José Roberto Brandão de
Estrutura de bandas rotacionais nos núcleos ímpar-
ímpar ^{132}La , ^{134}La . São Paulo, 1989.

Tese (Doutorado) - Universidade de São Paulo. Ins-
tituto de Física. Departamento de Física Nuclear.
Área de Concentração: Física Nuclear
Orientador: Profa. Dra. Ewa Wanda Cybulska

Unitermos: 1. Espectroscopia gama; 2. Reações fusão-
evaporação; 3. ^{132}La ; 4. ^{134}La ; 5. Coincidência γ - γ -t;
6. Função de excitação; 7. Distribuição angular; 8. Mode-
lo de "Cranking"; 9. Modelo de camadas; 10. Alto spin.

USP/IF/SBI - 57/89



AGRADECIMENTOS

Quero agradecer a todos que se esforçaram na realização
desta obra, ajudando-a de um modo ou de outro, quer
na fase da concepção, quer na da execução, quer na da
publicação. Em especial, quero agradecer a todos que
me ajudaram a escrever este livro, e em primeiro lugar
aos meus professores, pais e amigos, pelas
sugestões e indicações.
Quero também agradecer aos colegas Luis de Fátima, Maria, Sílvia e
Vera, que se ajudaram na redacção deste livro.
Quero ainda agradecer aos meus pais, pai e mãe, e
aos meus irmãos, especialmente ao meu irmão mais velho,
a Vera, que fez a revisão deste livro.
Quero ainda agradecer ao Professor João Paulo, pelo apoio
prestado, e todos os funcionários e colegas da Faculdade, que sempre se
mostraram com simpatia e interesse pelo meu trabalho.

Aos meus pais e à Vera

AGRADECIMENTOS

Desejo agradecer a todos que me ajudaram na realização deste trabalho, envolvendo-o em um ambiente de grande colaboração e amizade:

à Professora Ewa Cybulska que me orientou e com quem foi muito agradável trabalhar;

aos professores Wayne, Ribas, Rao e Celso Lima, pelas discussões, sugestões e incentivos;

aos colegas Luís Guilherme, Márcia, Nilberto, Suzana e Valdir, que me ajudaram em inúmeras coisas;

ao Luís Marcos pela sua incansável colaboração em todas as fases deste trabalho;

à Vera, que fez a maioria dos desenhos.

Desejo ainda agradecer ao Professor Sala pelo seu apoio moral, a todos os funcionários e amigos do Pelletron, que sempre me receberam com simpatia, e à FAPESP pelo apoio financeiro.

RESUMO

Os núcleos ímpar-ímpar $^{132,134}\text{La}$ foram estudados através de técnicas de espectroscopia γ em linha de reações tipo (HI,xn). Foram usados feixes de $^{10,11}\text{B}$ (40-48 MeV) e ^{14}N (55 MeV) em alvos de $^{126,128}\text{Te}$ e ^{122}Sn no acelerador Pelletron. Foi observada uma banda rotacional, presumidamente sobre a configuração $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$ em cada um dos isótopos, mostrando valores de "signature splitting" moderados. No ^{132}La uma outra banda foi observada essencialmente sem "signature splitting". Os resultados são comparados com as previsões do "Cranking Shell Model" triaxial. A relação entre triaxialidade e "signature splitting" na região de transição $A \cong 130$ é discutida.

ABSTRACT

The odd-odd nuclei $^{132,134}\text{La}$ were studied by means of in-beam γ -ray spectroscopy techniques, using (HI,xn) reactions with $^{10,11}\text{B}$ (40-48 MeV), ^{14}N (55 MeV) beams on $^{126,128}\text{Te}$ and ^{122}Sn targets. A band, probably based on the $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$ configuration, was observed in each La isotope showing moderate signature splitting. Another band was observed in ^{132}La with essentially no signature splitting. The results are compared with the triaxial Cranking Shell Model predictions. The relation between triaxiality and signature splitting in the $A \cong 130$ transitional mass region is discussed.

Í N D I C E

1) INTRODUÇÃO	01
2) A TEORIA	03
2.1 - Introdução - O Modelo de "Cranking"	03
2.2 - O Modelo de Camadas "Cranked"	04
2.3 - As Forças de Polarização γ	10
2.4 - O Procedimento de Frauendorf e May	13
2.5 - Transformação dos Resultados Experimentais para o Sistema Intrínseco	13
3) AS EXPERIÊNCIAS	17
3.1 - Introdução	17
3.2 - Instrumentação e Procedimento Experimental	21
3.3 - Resultados	36
4) CÁLCULOS E COMPARAÇÃO COM MEDIDAS EXPERIMENTAIS	61
4.1 - Escolha dos Parâmetros	61
4.2 - Os Programas de CSM	65
4.3 - Resultados dos Cálculos	66
5) DISCUSSÃO	76
6) CONCLUSÃO	80
REFERÊNCIAS	81

1) INTRODUÇÃO

Nos últimos anos tem havido um grande interesse pelo estudo de núcleos transicionais tanto do ponto de vista teórico quanto experimental. Tais núcleos apresentam pouca rigidez quanto à mudança de deformação, podendo tornar-se triaxiais por influências polarizadoras dos núcleons de valência em camadas de alto j (Ch83). Em particular, a região dos núcleos de $A \cong 130$, deficientes em nêutrons, é rica na variedade de fenômenos teoricamente previsíveis e apresenta boas condições de estudo experimental. Através de reações com íons pesados, é possível popular estados de spin razoavelmente elevado com recursos relativamente modestos.

O interesse dos núcleos ímpar-ímpar de $A \cong 130$ reside na oposição de tendências polarizadoras do próton, no início da camada $h_{11/2}$, e do nêutron, na metade superior da mesma camada. As bandas rotacionais baseadas nesse tipo de configuração apresentam um deslocamento energético relativo entre os estados de spins pares e ímpares, relacionado com o grau de triaxialidade da forma nuclear. O modelo de "Cranking" é conveniente na descrição de estados de alto spin, considerando o potencial médio como um campo em rotação uniforme. Para interpretar os resultados experimentais tem sido freqüente a utilização do modelo de camadas "Cranked" (Fr82) triaxial. É um modelo que permite previsões quantitativas com relativa facilidade de cálculo.

O presente trabalho trata do estudo espectroscópico dos núcleos ^{132,134}La. Este trabalho está inserido em um contexto de estudo de núcleos ímpar-ímpar da região de massa $A \cong 130$ (Ri89) (Em89). Os núcleos são produzidos por reações de fusão-evaporação com feixes de boro e nitrogênio fornecidos pelo acelerador de partículas Pelletron do IFUSP, e estudados através de técnicas de espectroscopia γ em linha. Por ocasião do início deste trabalho, somente os núcleos ímpares da região haviam sido sistematicamente estudados. A partir de 1987, porém, vários trabalhos foram publicados sobre núcleos ímpar-ímpar tais como ¹³⁶Pm e ¹³⁴Pr

(Be87), ^{130}La (Pa87c) (Go89), ^{130}Pr (Ma88), ^{132}Pr (Sh88), ^{138}Eu (Li88) entre outros. Em maio de 1988 foram publicados os resultados preliminares sobre o ^{132}La em publicação interna do Instituto de Física da USP (O188), e em junho de 1989 os resultados mais completos foram publicados no Physical Review C (O189).

Esta tese está dividida em seis capítulos. Esta introdução constitui o capítulo 1. No capítulo 2 é feita uma revisão do modelo de "Cranking" com especial atenção para o modelo de camadas "Cranked", triaxial (Fr82) (Fr83) (Le83). O capítulo 3 foi subdividido em três partes: (3.1) uma introdução, (3.2) Equipamento e Procedimento Experimental e (3.3) Resultados Experimentais. No capítulo 4 são apresentados os resultados de cálculos baseados no modelo apresentado no capítulo 2, e sua comparação com os resultados experimentais. Para permitir uma visão mais abrangente dos resultados, foram realizados cálculos para vários núcleos vizinhos, além dos isótopos de La presentemente estudados. No capítulo 5 é feita uma discussão crítica dos resultados e o capítulo 6 apresenta as conclusões do trabalho.

2) A TEORIA

2.1) Introdução - O modelo de "Cranking":

O modelo de "Cranking" foi sugerido por Inglis (In54) na década de 50 e, a partir de 1970, tem sido freqüentemente utilizado para interpretação dos dados experimentais de estados nucleares de alto spin.

O modelo de "Cranking" tem como vantagem computacional, a eliminação da dependencia temporal do campo médio do núcleo deformado em rotação, através da utilização de um referencial que acompanha a rotação do campo médio (Be84). A solução do problema nuclear se resume assim à solução de um problema de autovalores:

$$H^\omega \Psi^\omega = E^\omega \Psi^\omega, \quad (2.1)$$

onde H^ω é o Hamiltoniano de "Cranking" ou Routhiano, E^ω é o chamado Routhiano ou energia no referencial intrínseco, e Ψ^ω é a função de onda intrínseca.

O Hamiltoniano de "Cranking" é dado por:

$$H^\omega = H_0 - \omega J_x. \quad (2.2)$$

H_0 é o Hamiltoniano no referencial "fixo ao corpo", (o referencial que acompanha o movimento do campo médio), ω é a freqüência angular de rotação desse referencial, e J_x é a projeção do operador de momento angular no eixo de rotação. O termo $-\omega J_x$ representa a interação de Coriolis.

A função de onda (Ψ) e o Hamiltoniano (H) no referencial do laboratório se relacionam com Ψ^ω e H_0 através da transformação unitária:

$$\Psi = R(\omega t) \Psi^\omega \quad (2.3)$$

e

$$H = R(\omega t) H_0 R(\omega t)^{-1}, \quad (2.4)$$

onde $R(\omega t)$ é o operador de rotação:

$$R(\omega t) = e^{-i\omega t J_x / \hbar}. \quad (2.5)$$

O tratamento de HFB do Hamiltoniano H^ω leva ao Routhiano de quasi-partícula única (Be79a):

$$h_{qp}^\omega = h_0 - \omega J_x - \Delta(P^+ + P)/2 - \lambda N, \quad (2.6)$$

onde:

$$P^+ = \sum_{i>0} a_i^+ a_{\bar{i}}^+ \quad (2.7)$$

cria pares (i, \bar{i}) de Cooper. O estado \bar{i} é obtido por inversão temporal do estado i ($\bar{i} < 0$).

Os operadores P^+ e P criam o campo médio de emparelhamento, com intensidade dada pelo parâmetro Δ . O Hamiltoniano de emparelhamento não conserva o número de partículas. O valor médio do operador N correspondente ao núcleo em estudo, deve ser ajustado por um multiplicador de Lagrange, o potencial químico λ .

2.2) Modelo de Camadas "Cranked", ou CSM (Fr82):

Este modelo consiste na introdução de um Hamiltoniano de modelo de camadas deformado, como Hamiltoniano de partícula única no referencial em rotação (h_0) da eq. (2.6). Isto proporciona vantagens sobre cálculos do tipo Hartree-Fock, tanto do ponto de vista da facilidade de cálculo, quanto da obtenção de resultados quantitativos mais próximos dos valores experimentais.

Para reduzir a complexidade introduzida pelas correlações

de emparelhamento é utilizado o formalismo de quasi-partícula, no qual o espaço é desdobrado em estados de partícula e buraco. Os operadores P^+ e P , que originalmente criam e aniquilam pares de partículas, são considerados operadores que misturam estados de partícula e buraco de uma mesma entidade, a quasi-partícula:

$$P^+ = \sum_{\substack{i>0 \\ \mu=\pm 1}} c_{i\mu}^+ c_{i-\mu}^- \quad (II.8)$$

O operador $c_{i+}^+ = a_i^+$ cria uma quasi-partícula no estado de partícula i , e

$$c_{i-}^+ = a_i^- = b_i^+ \quad (2.9)$$

cria uma quasi-partícula no estado de buraco i^{-1} .

A diagonalização do Hamiltoniano (2.6) leva a soluções com misturas das componentes de partícula e buraco, que correspondem à definição usual de quasi-partícula. Existe uma simetria completa entre as soluções de energia positiva e negativa, devido ao desdobramento do número de dimensões do espaço. O vácuo de quasi-partícula pode ser considerado como a situação em que todos os níveis de energia negativa estão ocupados. As excitações de quasi-partícula são sempre feitas de um estado de energia negativa para o estado de energia positiva correspondente.

A banda do estado fundamental de um caroço par-par corresponde ao vácuo de quasi-partícula. Excitações de quasi-partícula sobre este vácuo correspondem aos nucleons de valência. Um número ímpar de excitações de quasi-partícula corresponde a um núcleo ímpar.

Para a realização dos cálculos foi escolhido um Hamiltoniano h_0 tipo Nilsson triaxial, também dito Hamiltoniano do oscilador modificado (MO) (An76). Em unidades de $\hbar\omega_0 = 41 A^{-(1/3)}$ MeV:

$$\left. \begin{aligned} h_0 &= \frac{1}{2} (\Delta' + r'^2) + h_{\beta\gamma} - r'^2 [\kappa (2 \mathbf{l} \cdot \mathbf{s} - \mu(l^2 - \langle l^2 \rangle))] \\ h_{\beta\gamma} &= -\beta r'^2 [\cos\gamma Y_2^0(\theta, \varphi) - \text{sen}\gamma \frac{1}{\sqrt{2}} (Y_2^2(\theta, \varphi) + Y_2^{-2}(\theta, \varphi))] \end{aligned} \right\} (2.10)$$

onde r' é a coordenada radial em unidades de comprimento do oscilador: $b = (\hbar/m\omega_0)^{1/2}$; Δ' é o Laplaciano; \mathbf{l} e \mathbf{s} são os vetores de momento angular orbital e de spin; κ e μ são os parâmetros de Nilsson; β e γ são os parâmetros que definem a deformação de quadrupolo do potencial, coincidente com a deformação nuclear, dada pela equação de superfície:

$$R(\theta, \varphi) = R_0 \left\{ 1 + \beta \cos\gamma Y_2^0(\theta, \varphi) - \beta \text{sen}\gamma \frac{1}{\sqrt{2}} [Y_2^2(\theta, \varphi) + Y_2^{-2}(\theta, \varphi)] \right\} \quad (2.11)$$

Aqui é adotada a convenção de Lund (An76) onde o parâmetro γ representa, o grau de triaxialidade, e indica o eixo principal do elipsóide que corresponde ao eixo de rotação (x).

A figura (2.1) mostra os vários regimes de rotação no plano de coordenadas polares (β, γ). O eixo x está orientado na direção vertical. O máximo de coletividade ocorre em $\gamma = -30^\circ$. Os valores $\gamma = 0^\circ$ e $\gamma = -60^\circ$ correspondem às formas prolata e oblata com rotação perpendicular aos eixos de simetria z e y respectivamente. Os extremos $\gamma = 60^\circ$ e $\gamma = -120^\circ$ correspondem a rotações de partícula única, ou rotações puramente intrínsecas, nas quais o eixo de rotação é o eixo de simetria das formas oblata e prolata respectivamente. $\gamma = 30^\circ$, -30° e -90° correspondem aos máximos de triaxialidade, sendo, para $\gamma = -30^\circ$, a rotação em torno do eixo principal de maior momento de inércia irrotacional possível.

Os autovalores de h_{qp}^ω (2.6) são chamados Routhianos de quasi-partícula (e^ω):

$$h^\omega \psi^\omega = e^\omega \psi^\omega. \quad (2.12)$$

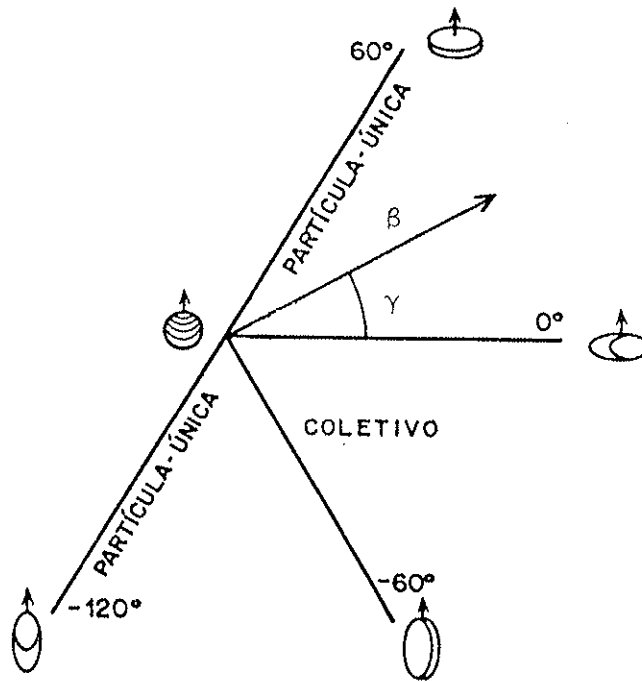


Figura (2.1): Deformações quadrupolares e regimes de rotação no plano de coordenadas polares (β, γ) (convenção de Lund (An76)).

Tomando-se o valor médio da eq. (2.6) obtemos:

$$e^\omega = e - \omega i_x, \quad (2.13)$$

onde $i_x = \langle j_x \rangle$ e,

$e = \langle h_0 - \Delta(P^+ + P) / 2 - \lambda N \rangle$, é o valor esperado da energia no referencial do laboratório.

O Hamiltoniano de CSM da eq. (2.6) com h_0 dado pelas eqs. (2.10) comuta com o operador de Paridade Π e com $R_x(\pi)$, que gera uma rotação de um ângulo π em torno do eixo x :

$$[h^\omega, \Pi] = 0 \quad (2.14)$$

$$[h^\omega, R_x(\pi)] = 0, \quad (2.15)$$

onde $R_x(\pi) = e^{-i\pi j_x}$, e j_x é a projeção x do operador momento

angular (assumindo $\hbar = 1$).

As autofunções ψ^ω podem ser classificadas pelas simetrias (2.14) e (2.15):

$$\Pi \psi_{(\pi, \alpha)} = \pi \psi_{(\pi, \alpha)}, \quad (2.16)$$

onde $\pi = +1$ ou -1 , e

$$e^{-i\pi j_x} \psi_{(\pi, \alpha)} = e^{-i\pi\alpha} \psi_{(\pi, \alpha)} = r \psi_{(\pi, \alpha)}, \quad (2.17)$$

onde $\alpha = +1/2$ ou $-1/2$ ($r = -i$ ou $+i$) para 1 férmion.

α é chamado "signature" do estado, e tem as propriedades aditivas do operador j_x , isto é, para um sistema de várias partículas, $J_x = \sum_k j_x(k)$. No entanto α está definido no intervalo -1 a $+1$, e portanto só pode assumir os valores $\alpha = -1/2, 0, 1/2$ e 1 , correspondentes a $r = +i, 1, -i$ e -1 , nesta ordem. Assim como os autovalores de J_x , α será inteiro ou semi-inteiro se o número de partículas do sistema for par ou ímpar, respectivamente:

$$\alpha = \sum_{k=1, A} \alpha(k) - 2n, \quad (2.18)$$

onde A é o número de nucleons do sistema e n é um número inteiro.

O spin de um estado determina o valor de α através de:

$$I = \alpha + 2n, \quad (2.19)$$

onde n é inteiro.

A diagonalização do hamiltoniano de quasi-partícula única h^ω pode ser feita separadamente para cada valor de α (e π). A figura (4.3) mostra um diagrama de quasi-partícula de $e^\omega \times \omega$. Para $\omega = 0$ os estados são duplamente degenerados (como no modelo de Nilsson). A medida que a frequência de rotação aumenta, a interação de Coriolis separa as componentes de "signature" oposta. O valor

dessa separação em energia é chamado "signature splitting" (Δe^ω). A componente de menor energia é denominada favorecida, a outra, desfavorecida.

A inclinação dos Routhianos (e^ω) em função de ω indica o valor da projeção do momento angular da quasi-partícula sobre o eixo de rotação, x :

$$i_x = - \frac{de^\omega}{d\omega} \quad (2.20)$$

i_x é o chamado momento angular alinhado, ou simplesmente alinhamento da quasi-partícula.

Os níveis de mesma paridade e "signature", sofrem uma interação quando se aproximam, que os impede de cruzar. Não obstante os níveis formam adiabaticamente um "pseudo-cruzamento" no qual são trocadas gradualmente as suas características. Este pseudo-cruzamento pode ser transformado em um cruzamento construindo-se uma ligação hipotética entre os níveis de características semelhantes antes e após o cruzamento. Em um núcleo par, quando ω atinge um valor crítico (ω_c), a interação de Coriolis é suficientemente forte para quebrar as correlações de emparelhamento de um par de partículas, alinhando seu momento angular com o eixo de rotação. Isso corresponde a um cruzamento de níveis, a partir do qual a banda sobre a configuração com o par quebrado, ou banda "s" (Stockolm) (Fig. 4.3 c, d), torna-se yrast, isto é, energeticamente favorecida no referencial intrínseco. Em alguns casos é possível observar o prolongamento da banda do estado fundamental ou banda "g", além da frequência de cruzamento com a banda "s" (C',D'). Dependendo da intensidade da interação, dada pela distância de maior aproximação entre os níveis que se cruzam, ocorrem os fenômenos de "backbending" ou "upbending" (Be79b): uma variação súbita do alinhamento em função de ω . Num núcleo ímpar, porém, um dos estados de quasi-partícula da banda com o par quebrado pode já estar ocupado. Nesse caso o cruzamento de bandas

está bloqueado e o cruzamento de níveis não é observável.

2.3) As forças de polarização γ :

Os cálculos de e^ω podem ser feitos para diferentes valores do parâmetro γ , a uma frequência ω fixa. A figura (2.2) mostra o resultado desse tipo de cálculo para os primeiros estados de quasi-partícula da camada $h_{11/2}$ (Le83). Cada quadro foi calculado para um valor do potencial químico λ , desde a parte inferior até a superior da camada $h_{11/2}$ (fig. 2.3).

Observa-se que a componente de $\alpha = -1/2$ apresenta mínimos em valores de γ gradativamente decrescentes, à medida que a camada $h_{11/2}$ vai sendo preenchida. A componente $\alpha = +1/2$, por outro lado não revela uma preferência marcante por valores de γ , de modo que no ponto de mínimo da componente de $\alpha = -1/2$ o valor de "signature splitting" é grande. Esta situação ocorre quando o momento angular j da quasi-partícula está alinhado com o eixo de rotação, ou o que é equivalente, a projeção de j num eixo perpendicular ao eixo x é pequena. A componente favorecida, é dada pela fórmula:

$$\alpha = j - 2n, \quad (2.21)$$

onde n é um número inteiro (Mo83).

Esses resultados podem ser entendidos pela argumentação proposta por Chen et al. (Ch83), quanto à forma dos orbitais de quasi-partícula de alto momento angular j alinhado à rotação. Nesta situação a interação de Coriolis é máxima. Quando o potencial químico está na parte inferior de uma camada j , as componentes de partícula da função de onda predominam, correspondendo a uma distribuição de massa toroidal que favorece deformações oblatas em torno do eixo de rotação ($\gamma = 60^\circ$). Quando a camada j está quase totalmente preenchida, as componentes de buraco predominam. Assim, falta uma distribuição de matéria toroidal para completar a distribuição isotrópica de uma camada fechada, o que favorece

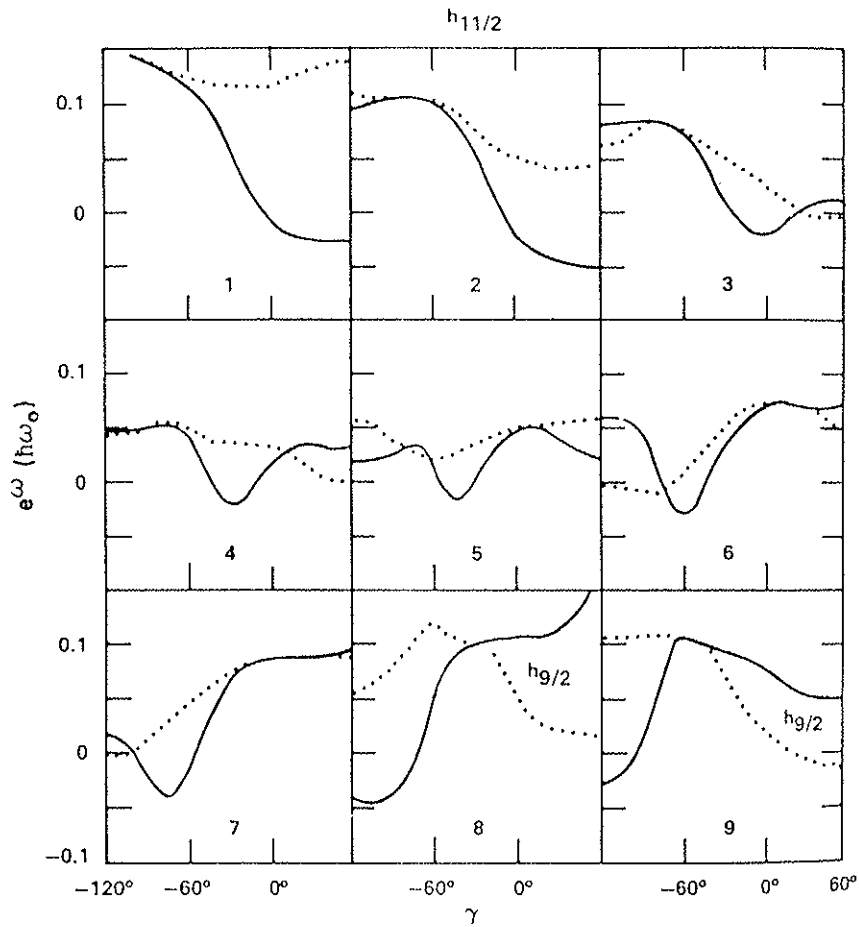


Figura (2.2): Routhianos de quasi-partícula $h_{11/2}$ em função de γ para diversas posições do Nível de Fermi (λ) ($\omega = 0.03 \omega_0$ e $\Delta = 0.1 \hbar\omega_0$). As linhas cheias correspondem a $\alpha = -1/2$ e as pontilhadas a $\alpha = +1/2$. Cada quadro (1 a 9) corresponde a um valor de λ indicado na figura (2.3) (Le83).

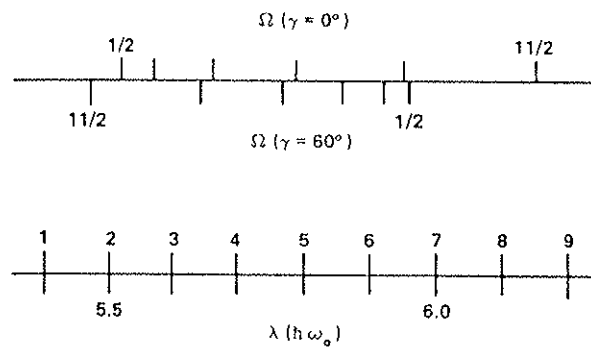


Figura (2.3): Escala dos valores de λ usados na figura (2.2) 1 a 9, comparados às energias dos estados de Nilsson (Ω), para deformações axialmente simétricas e frequência de rotação $\omega = 0$ (Le83).

deformações prolatas simétricas em torno do eixo de rotação x ($\gamma = -120^\circ$). Na situação intermediária as componentes de partícula e buraco predominam em setores diferentes do orbital da quasi-partícula, favorecendo deformações triaxiais (fig. 2.4).

Tendo em vista estes resultados, deve ser possível observar os efeitos polarizadores das quasi-partícula sobre a deformação nuclear, em núcleos transicionais, que apresentam fraca rigidez quanto a deformação γ .

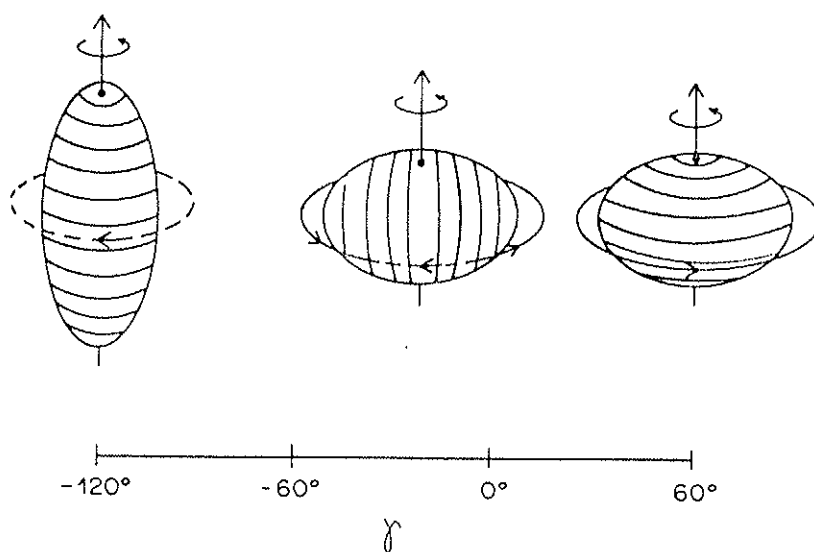


Figura (2.4): Forma dos orbitais de quasi-partícula de alto j alinhado à rotação e seus efeitos de polarização sobre a deformação γ (Ch83). A linha cheia indica caráter de partícula, e a tracejada de buraco.

2.4) O procedimento de Frauendorf e May (Fr83):

Para estimar os efeitos de polarização γ sobre a deformação nuclear é preciso considerar o valor total da energia no referencial intrínseco, ou Routhiano total. Isto é feito através da soma de uma contribuição fenomenológica do caroço par-par, aos Routhianos de quasi-partícula:

$$E^\omega(\gamma) = \sum e^\omega(\gamma) - \frac{1}{2} \mathcal{J}(\gamma, \omega) \omega^2 + \frac{1}{2} V_{po} \cos(3\gamma). \quad (2.22)$$

E^ω é o Routhiano total; $\sum e^\omega(\gamma)$ é a soma sobre as excitações de quasi-partícula; V_{po} é a diferença de energia entre as formas prolata e oblata (a dependência em γ do termo correspondente é a mais simples possível, com as simetrias necessárias); e $\mathcal{J}(\gamma, \omega)$ é o momento de inércia efetivo dado pela fórmula:

$$\mathcal{J}(\gamma, \omega) = \left(\mathcal{J}_0 + \frac{1}{2} \omega^2 \mathcal{J}_1 \right) \frac{4}{3} \cos^2(\gamma + 30^\circ), \quad (2.23)$$

onde \mathcal{J}_0 e \mathcal{J}_1 são os parâmetros de Harris (Ha65) e a dependência em γ corresponde à dependência do momento de inércia para fluxo irrotacional.

Os diversos parâmetros devem ser ajustados de modo a proporcionar a maior compatibilidade possível com os resultados experimentais.

2.5) Transformação dos resultados experimentais para o sistema intrínseco (Be79a):

A comparação dos resultados do modelo de camadas "Cranked" com os resultados experimentais é mais direta quando transformamos os últimos para o referencial em rotação.

O valor da velocidade angular ω é classicamente dado pela derivada da energia em relação ao momento angular:

$$\omega = \frac{dE}{dI_x}, \quad (2.24)$$

que pode ser aproximada pela fórmula:

$$\omega(I) = \frac{\Delta E}{\Delta I_x} = \frac{E(I+1) - E(I-1)}{I_x(I+1) - I_x(I-1)}, \quad (2.25)$$

calculada entre níveis de mesma "signature" de uma banda rotacional $E(I)$, medida experimentalmente.

O alinhamento I_x é dado semiclassicamente por:

$$I_x(I) = \sqrt{(I+1/2)^2 - K^2}, \quad (2.26)$$

onde K é a projeção do momento angular total (I) numa direção perpendicular ao eixo de rotação x , que é um dos eixos principais de inércia do elipsóide.

O Routhiano experimental, é definido por meio de:

$$E'(I) = \frac{1}{2} [E(I+1) - E(I-1)] - \omega(I) I_x(I), \quad (2.27)$$

onde a média das energias dos estados $I+1$ e $I-1$ é uma aproximação da energia correspondente ao momento angular médio I .

Com auxílio das equações (2.25), (2.26) e (2.27) é possível estabelecer as relações $E'(\omega)$ e $I_x(\omega)$.

É conveniente definir uma configuração de referência, a partir da qual calculamos os valores de energia e alinhamento:

$$e'(\omega) = E'(\omega) - E'_g(\omega) \quad (2.28)$$

$$i_x(\omega) = I_x(\omega) - I_{xg}(\omega) \quad (2.29)$$

onde E'_g e I_{xg} são o Routhiano e o alinhamento da configuração de referência, usualmente escolhida como sendo a banda do caroço

par-par. e' e i_x são os valores experimentais da soma dos Routhianos e dos alinhamentos das excitações de quasi-partícula.

Para obter uma forma analítica para a função $I_{xg}(\omega)$ é utilizada a expansão de Harris em termos das potências ímpares de ω , ajustada aos valores experimentais:

$$I_{xg}(\omega) = \mathcal{J}_0 \omega + \mathcal{J}_1 \omega^3. \quad (2.30)$$

Pela integração da fórmula $I_x = -\frac{dE'}{d\omega}$ (comparar com a eq. (2.13)), obtemos uma forma analítica para $E'_g(\omega)$:

$$E'_g = -\int I_x(\omega) d\omega = -\frac{1}{2} \mathcal{J}_0 \omega^2 - \frac{1}{4} \mathcal{J}_1 \omega^4 + C. \quad (2.31)$$

C é uma constante de integração, ajustada normalmente para obter $E'_g(I=0) = 0$, obtendo:

$$C \cong \frac{1}{8 \mathcal{J}_0}. \quad (2.32)$$

Numa região de transição, nem sempre é possível adotar para um núcleo ímpar ou ímpar-ímpar, os parâmetros ajustados aos vizinhos par-par, devido aos próprios efeitos de polarização que se deseja estudar. Neste caso, como na maioria das situações o alinhamento das quasi-partículas assume valores aproximadamente constantes em função de ω , antes do primeiro cruzamento permitido, e para frequências não muito baixas, os parâmetros de Harris podem ser ajustados aos pontos experimentais da própria banda em estudo. Dessa forma o termo i_x da eq. (2.29) é considerado um parâmetro constante, e seu valor é determinado através do ajuste de:

$$I_x(\omega) = i_x - \mathcal{J}_0 \omega - \mathcal{J}_1 \omega^3 \quad (2.33)$$

aos valores experimentais de $I_x(\omega)$.

A hipótese $i_x(\omega) = \text{constante}$ pode ser verificada a posteriori, pela magnitude das flutuações de $I_x(\omega) - I_{xg}(\omega)$ em

torno de i_x .

3) AS EXPERIÊNCIAS

3.1) Introdução:

3.1.1) Considerações preliminares:

Antes da realização deste trabalho os estados excitados conhecidos do núcleo de ^{132}La haviam sido estudados pelo decaimento beta do ^{132}Ce , que popula estados de baixo spin, e pelo decaimento de um estado isomérico do ^{132}La de $I^\pi = 6^-$ ($E^* = 188.5$ keV), populado através das reações $^{139}\text{La}(p,p7n)^{132m}\text{La}$ (GP69) e $^{135}\text{Cs}(\alpha,5n)$ a 65 MeV (HH72), que decai para o estado fundamental e para o ^{132}Ba (24%) com meia vida de 24.5 min. No decaimento para o estado fundamental ($I^\pi = 2^-$) são emitidos gamas de 53 keV (M3) altamente convertido, 135 keV (M1 + 10% E2), e 188.5 keV (E4) de intensidades γ relativas <0.2 , 100 e <1 , respectivamente.

Para identificar as transições entre os estados de alto spin no ^{132}La foi utilizada a técnica de reações cruzadas que consiste na realização de duas ou mais reações com alvos e feixes diferentes, tendo um canal de saída comum, no caso $^{126}\text{Te}(^{10}\text{B},4n)^{132}\text{La}$ e $^{124}\text{Te}(^{11}\text{B},3n)^{132}\text{La}$. Medidas do decaimento do alvo mostraram além da presença dos gamas do decaimento do ^{132}La no ^{132}Ba , uma intensa linha de 135 keV com meia vida de ≈ 25 min, confirmando a formação de ^{132}La . Foram feitas também medidas de função de excitação para a reação com feixe de ^{10}B , que permite separar as linhas correspondentes aos diversos canais de saída pela forma das curvas de intensidade versus energia do feixe. Uma vez identificadas algumas linhas do ^{132}La , foram realizadas medidas de coincidência γ - γ das reações $^{126}\text{Te}(^{10}\text{B},4n)^{132}\text{La}$ a 45 meV e $^{122}\text{Sn}(^{14}\text{N},4n)^{132}\text{La}$ a 55 MeV, e distribuições angulares da reação com ^{10}B a 45 MeV.

O ^{134}La já havia sido estudado, por espectroscopia gama em linha das reações $^{133}\text{Cs}(\alpha,3n)$ a 55 MeV e $^{136,138}\text{Ba}(p,xn)$ 17 a 45 MeV e um esquema de níveis havia sido proposto (Mo85). Embora essas

reações não populam estados de spin muito alto, esse esquema foi utilizado como ponto de partida para a realização de medidas de coincidências γ - γ e distribuições angulares da reação $^{128}\text{Te}(^{10}\text{B},4n)^{134}\text{La}$ a 44 MeV. O estado fundamental do ^{134}La é um estado 1^+ . Há indicações da existência de um estado isomérico de $29\mu\text{s}$ (Mo85), mas não se conhece sua colocação no esquema de níveis.

3.1.2) Reações de Fusão Evaporação:

Numa reação com íons pesados. O núcleo composto é formado em um estado altamente excitado e com alto valor de momento angular. Os estados de menor projeção do momento angular na direção do feixe são populados com maior probabilidade. A esta situação dá-se o nome de alinhamento oblato dos spins. As partículas evaporadas (em geral nêutrons, devido à presença da barreira Coulombiana que inibe a emissão de partículas carregadas), carregam poucas unidades de momento angular ($\langle j_z \rangle$ da ordem de $1\hbar$ (MY76)), influenciando pouco sobre a situação de alinhamento. A partir daí o núcleo perde energia via transições γ estatísticas de multipolaridade E1, e transições discretas (M1, E2, p. ex.), nas proximidades da linha de yrast, e alinhamento decresce gradualmente. Como o momento angular de entrada é muito alto as transições são mais provavelmente "stretched", isto é, entre estados I e $I - \lambda$, onde λ é a multipolaridade da transição. Neste caso a atenuação da distribuição angular dos raios γ emitidos praticamente não existe. Isso significa que os coeficientes da distribuição angular experimental devem ser próximos dos coeficientes para alinhamento completo (quando somente os estados de mínima projeção sobre o eixo de quantização sejam populados). A principal correção é a atenuação geométrica devida ao ângulo sólido finito do detetor.

As reações de fusão evaporação com feixes de íons pesados podem apresentar canais de saída que competem entre si, dificultando as medidas de espectroscopia γ em linha. Os cálculos que permitiram a escolha das reações mais favoráveis, foram feitos

através do código PACE2S (Ga80). O código PACE2S (Projection Angular Momentum Coupled Evaporation) é um programa que realiza cálculos de secção de choque de formação dos diversos resíduos de evaporação pelo método de Monte-Carlo. As figuras 3.1 (a-d) mostram os resultados dos cálculos, realizados na faixa de energia entre a barreira Coulombiana e a máxima energia do feixe disponível no acelerador Pelletron. Os canais de saída de interesse ($^{132,134}\text{La}$) são predominantes nas quatro reações apresentadas.

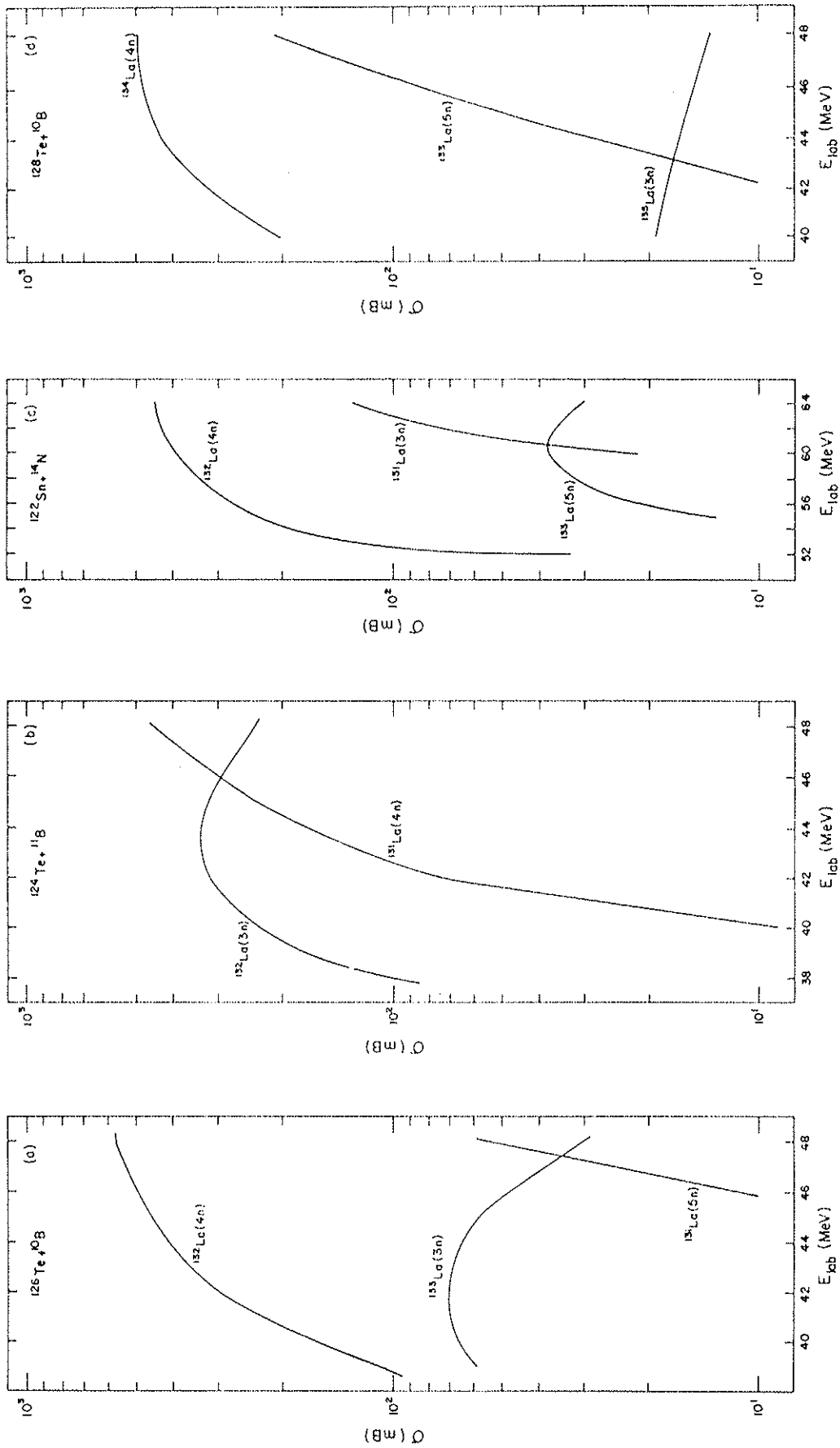


Figura (3.1): Cálculos da seção de choque de formação dos principais resíduos de evaporação, em função da energia do feixe. (código PACE2S).

3.2) Instrumentação e Procedimento Experimental:

3.2.1) Equipamento Experimental:

a) O acelerador Pelletron e outros equipamentos:

Para estudar a estrutura de estados nucleares de alto spin nos núcleos ^{132,134}La foram feitas medidas de espectroscopia γ em linha de reações de fusão evaporação com íons pesados. Os feixes de íons pesados necessários foram fornecidos pelo acelerador de partículas Pelletron do IFUSP. O Pelletron é um acelerador eletrostático tipo tandem NEC modelo 8UD (Sa74). Os íons são extraídos de uma fonte em estado de carga negativo (1^-) e acelerados por uma tensão de 80 kV em um tubo pré-acelerador. Um ímã selecionador (ME20) deflete o feixe de um ângulo de 90° , injetando-o no tandem onde é acelerado até o terminal no centro da máquina a um potencial V de até 8 MV positivos. Os elétrons do feixe são arrancados por uma folha de Carbono de cerca de $\approx 15 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ("Stripper"), produzindo íons positivos com estados de carga (z) variados. Os íons são então novamente acelerados até saírem do tandem, com energia $E = e(z+1)V$. Um ímã selecionador (ME200) determina a relação massa-energia e estado de carga do feixe que será defletido de um ângulo de 90° , passando por um sistema de fendas. A corrente sobre as fendas é utilizada para controlar a tensão no terminal. Um outro ímã ("Switching") introduz o feixe na canalização (no caso a 30° A) que o leva à câmara de espalhamento.

Para obtenção dos feixes negativos foram utilizadas duas fontes de íons. A SNICS - "Source of Negative Ions by Cesium Sputtering" (Mi77) (Ac83) para obtenção dos feixes de ^{10,11}B, e a "Duoplasmatron" (Ro75) para o feixe de ¹⁴N.

b) Detetores:

Para obtenção de espectros γ com boa resolução em energia foram utilizados detetores de cristais semicondutores: Ge(Li) e GeHP, que proporcionam resoluções da ordem de 2 keV. A maior parte

das medidas foi realizada com um detector GeHP (GMX-ORTEC) de 15% de eficiência relativa e um Ge(Li) (Princeton) de 7% de eficiência relativa (em comparação com a eficiência de um detector de NaI(Tl) de 3" x 3"). Para as medidas relativas ao núcleo de ^{134}La foram utilizados também um detector GeHP (GMX-ORTEC) de 20% e um Ge(Li) (Philips) de 5% de eficiência. As resoluções em energia de cada detector variaram em função das condições específicas de cada experiência, e da própria deterioração dos detectores ao longo do tempo.

Os detectores de Germânio, apresentam uma resolução em tempo relativamente baixa. Para as medidas em que era necessária boa resolução em tempo sem necessidade de boa resolução em energia, foram utilizados detectores de NaI(Tl) (dois de 3" x 3" e um de 4" x 4").

A calibração em energia dos detectores foi realizada, para cada experiência, utilizando-se fontes radioativas padrão tais como ^{152}Eu , ^{133}Ba , ^{182}Ta , ^{137}Cs e ^{60}Co entre outras. A relação entre canal do pico e energia do γ foi ajustada por um polinômio do tipo: $E(x) = a + bx + cx^2$ onde E é a energia e x o canal do centroide do pico. Incertezas da ordem de 0.1% na energia são normalmente obtidas por este processo.

A calibração de eficiência de detecção relativa foi feita utilizando-se as mesmas fontes, porém, colocadas o mais próximo possível da posição em que o feixe incide sobre o alvo, conservando as condições de cada montagem experimental. O ajuste da forma: $\epsilon(E) = a (E^b + ce^{(dE)})$ onde ϵ é a eficiência relativa, determinada pela área normalizada do pico de energia E, e a, b, c e d são parâmetros ajustáveis, proporciona incertezas de 2 a 5% no valor de ϵ . Nem sempre, porém, essa forma funcional se adapta bem aos resultados experimentais. Neste caso, se o número de pontos experimentais é grande e bem distribuído, é possível simplesmente, traçar uma curva suave a mão livre, num gráfico de $\ln(\epsilon) \times E$, obtendo resultados comparáveis ao ajuste analítico e, aparentemente, até melhores.

Para calcular as intensidades dos espectros de

coincidência é necessário considerar a eficiência de coincidência que, para a eletrônica utilizada, tem uma forma crescente em energia, saturando em torno de 150 keV.

c) Alvos:

Os alvos de ^{124}Te e ^{126}Te , produzidos no laboratório de alvos do Pelletron., foram feitos com pó de Telúrio isotopicamente enriquecido (98.7% de ^{126}Te e 96.2% de ^{124}Te), prensado sobre uma folha de Pb, suficiente para parar o feixe, numa moldura de Tântalo, e tinham espessura de cerca de 10 mg/cm^2 de Te. Os alvos de ^{128}Te e ^{122}Sn , doados pela universidade de Múnic, eram constituídos de ^{128}Te (99.2%) de $930 \mu\text{g/cm}^2$, evaporado sobre uma folha de Au de 1 mg/cm^2 , e de uma folha de ^{122}Sn metálico (99%) de 3 mg/cm^2 de espessura, colados sobre uma chapa de aço inoxidável com um furo de 5 mm de diâmetro.

d) Câmaras de espalhamento:

Para as medidas de distribuições angulares foi utilizada uma câmara de Alumínio cilíndrica de 10 cm de diâmetro, provida de um colimador de Ta de 1.6 mm de diâmetro e 2 cm de comprimento, para centrar o feixe no alvo. A focalização do feixe foi realizada, medindo-se a corrente sobre o alvo.

Para as demais medidas foi utilizada uma câmara de alumínio tubular (36mm de diâmetro e 1.5 mm de espessura) em forma de "T", em dois tipos de montagem. A primeira forma de montagem (fig. 3.2) proporciona simetria em torno do eixo vertical passando pelo centro do alvo, permitindo a detecção em diferentes ângulos. A focalização do feixe no centro da câmara foi feita com a utilização de um colimador de Ta (chapa de Ta com um furo de 3 mm de diâmetro) preso em uma haste capaz de se mover na direção vertical sem perda do vácuo na câmara. A vedação era feita com um anel de borracha (Neoprene). Na mesma haste foi preso o alvo, um pouco abaixo do colimador. Após a focalização, que consiste na minimização da

corrente que incide sobre o colimador, e maximização da corrente sobre a câmara, a haste é movimentada para cima de modo a colocar o alvo exatamente na posição em que estava o colimador, com o auxílio de um espaçador calibrado. A câmara foi recoberta internamente por uma folha de Ta, de espessura suficiente para parar o feixe, evitando a reação com o Al durante a focalização. Na segunda forma de montagem (fig. 3.3) os braços do "T" de Alumínio serviam como entrada e saída do feixe. O alvo permaneceu fixo no centro da câmara. Assim, o freamento do feixe foi realizado em um ponto afastado dos detetores, dispostos a $\pm 90^\circ$ em torno do alvo. A focalização foi feita com auxílio da mesma haste móvel da montagem anterior, desta vez com um colimador de 2 mm de diâmetro, numa outra câmara em forma de "T" alinhada com a câmara de espalhamento. Após a focalização do feixe no furo colimador, a haste foi suspensa deixando a passagem do feixe inteiramente livre e evitando a produção de raios X de Ta.

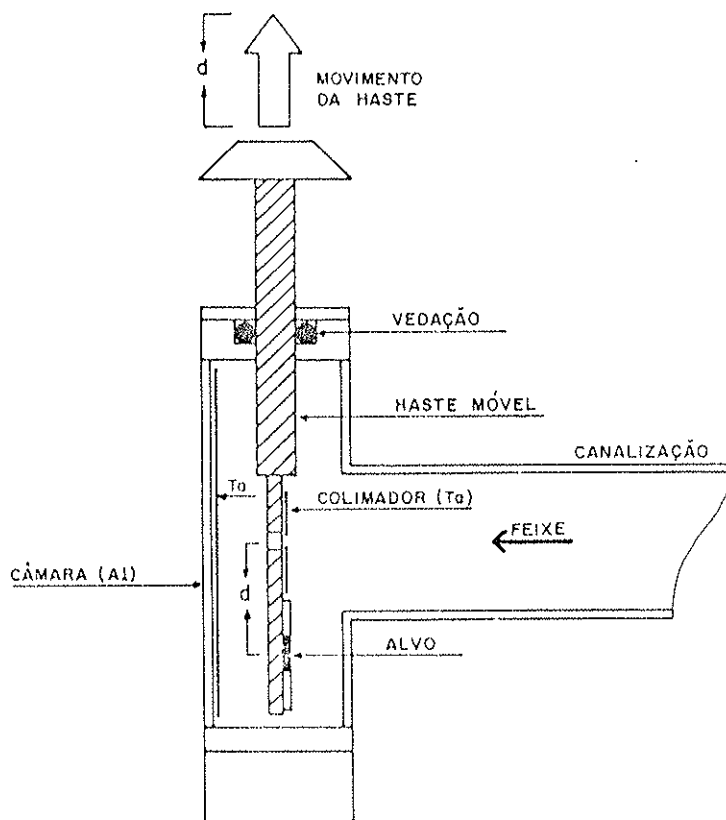


Figura (3.2): Câmara de espalhamento para medidas de coincidências γ - γ . Montagem 1.

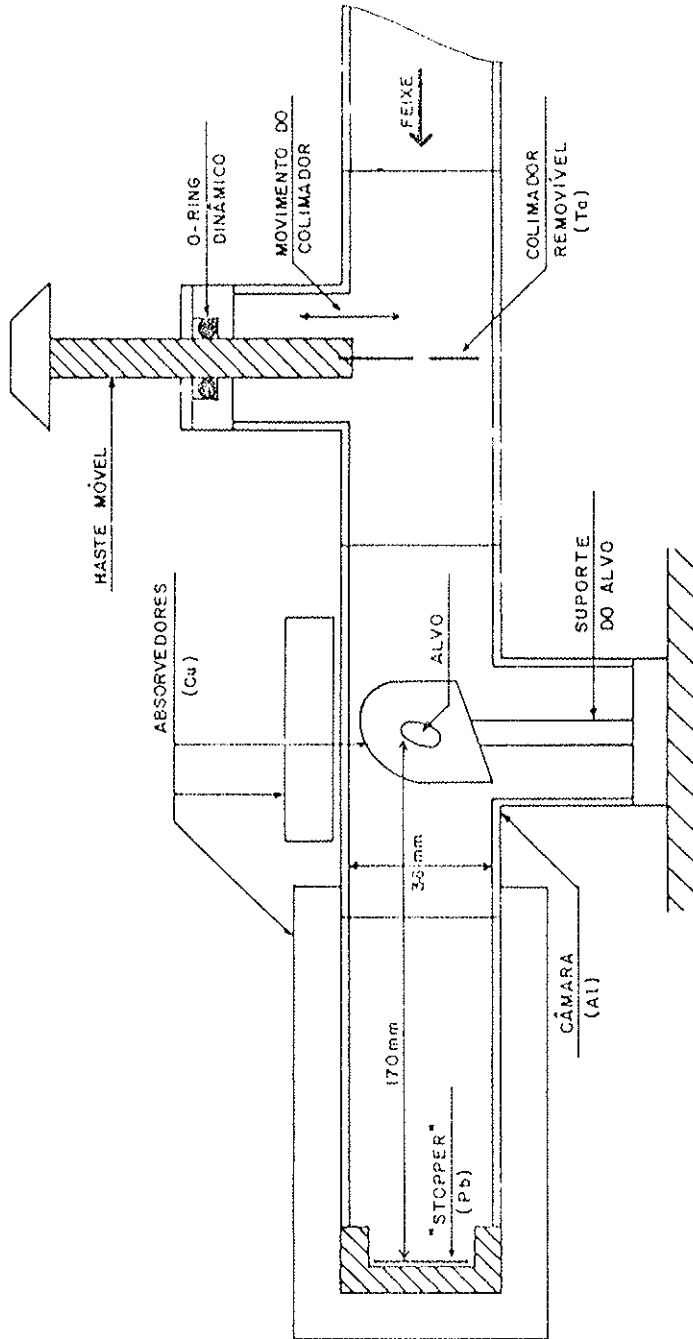


Figura (3.3): Câmara de espalhamento para medidas de coincidências γ - γ . Montagem 2.

3.2.2) Procedimento experimental:

a) Reações cruzadas:

Foram feitas medidas dos espectros γ simples das reações $^{126}\text{Te}(^{10}\text{B}, 4n)^{132}\text{La}$, e $^{124}\text{Te}(^{11}\text{B}, 3n)^{132}\text{La}$, ambas com feixe de $\approx 1\text{nA}$ de Boro a 47 MeV, com um detector GeHP (GMX-ORTEC), 2.1 keV de resolução, a 55° em relação à direção do feixe e a 7 cm do alvo. A câmara foi montada conforme a figura (3.2), com o plano do alvo formando um ângulo de 45° com a direção do feixe (a folha de Pb voltada para o detector).

Os espectros foram armazenados em um analisador multicanal e transferidos para um microcomputador PC onde foram histogramados, através do programa PLEX (Ri88).

b) Função de excitação:

Foram feitas medidas da reação $^{126}\text{Te}(^{10}\text{B}, 4n)^{132}\text{La}$ para 3 energias do feixe: 41.4, 45.4, e 48 MeV, e correntes da ordem de 2 nA de ^{10}B no alvo. A câmara e o alvo utilizados foram os mesmos da experiência anterior, porém, foi colocada uma camada de Pb sobre a moldura de Ta do alvo, de modo a evitar a produção de gamas devidos à excitação coulombiana do Ta.

Para esta experiência foram utilizados: um detector de GeHP (GMX-ORTEC) a 55° em relação à direção do feixe, a 7 cm do alvo, e três cintiladores de NaI (dois de 3" X 3" e um de 4" X 4") dispostos de forma a cobrir o maior ângulo sólido possível, conforme a figura (3.4). Esse conjunto de detectores constituía um filtro, destinado a rejeitar eventos de multiplicidade inferior a 3, isto é, um raio γ detectado no GeHP em coincidência com pelo menos dois raios γ detectados pelos cintiladores.

Foram tomados espectros γ com o filtro de multiplicidades ligado e desligado, em períodos diferentes, para cada energia do feixe.

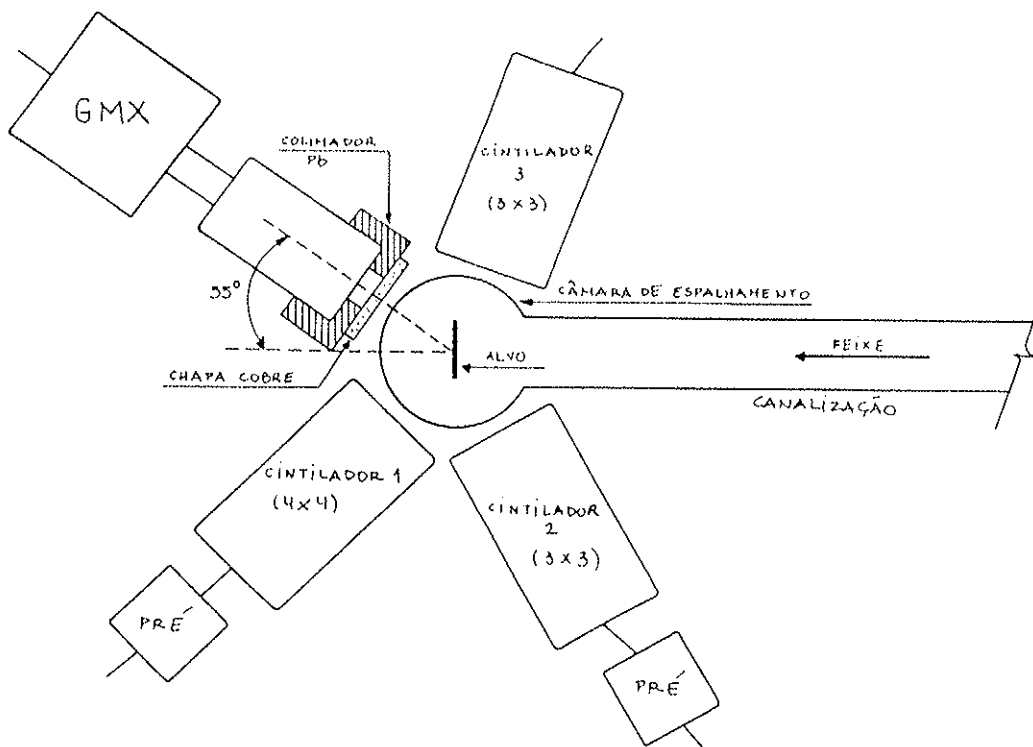


Figura (3.4): Montagem experimental do filtro de multiplicidades.

A eletrônica necessária para a implementação do filtro de multiplicidades está esquematizada na figura (3.5). O pulso de cada detetor é amplificado em um amplificador rápido (FA). O pulso indicador do instante de detecção do raio γ é então formado em um discriminador de fração constante (CFD), e devidamente atrasado de forma que os pulsos dos diferentes detetores, que estão correlacionados, estejam coincidentes em tempo. A largura desses pulsos é ajustada de forma a ser compatível com a resolução em tempo do sistema. Uma caixa lógica realiza as operações necessárias de modo a fornecer um pulso de saída, indicando a ocorrência de coincidência entre pelo menos dois pulsos dos cintiladores e um pulso do detetor de Germânio. O pulso de saída da caixa lógica habilita a conversão no analisador multicanal (MCA) do pulso analógico do detetor de Germânio, amplificado no amplificador linear (LA).

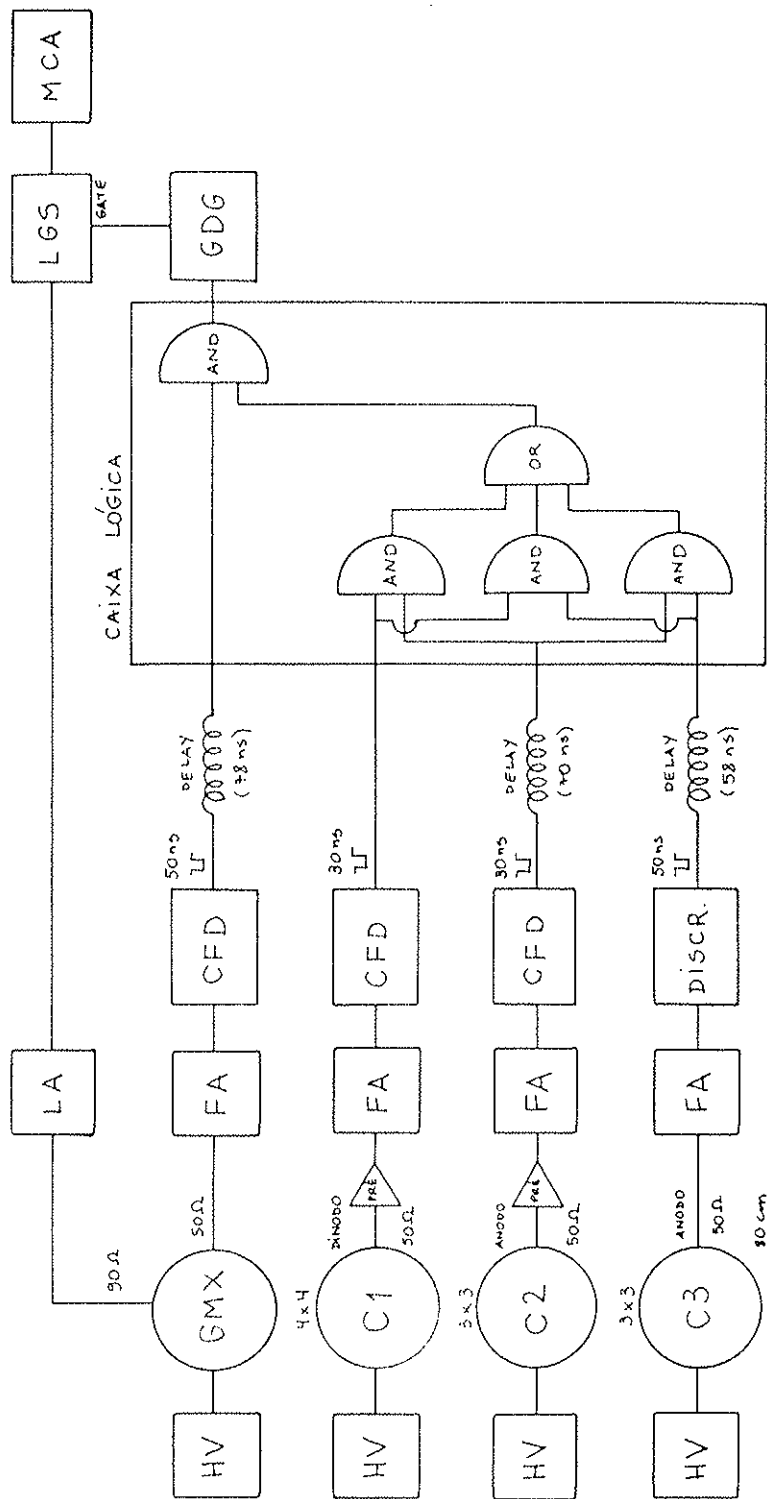


Figura (3.5): Eletrônica do filtro de multiplicidades.

A caixa lógica é um módulo que aceita pulsos de entrada na norma NIM. Os pulsos são transformados por transladores em pulsos (correspondentes a 1 ou 0) adequados a operações lógicas, a serem realizadas por circuitos integrados. As ligações internas são feitas pelo usuário, que determina quais operações devem ser realizadas. Exemplos de algumas operações lógicas elementares, realizadas dentro dos circuitos integrados, estão listados na tabela (3.1):

Tabela (3.1): Operações lógicas.

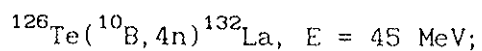
Entradas:		Saída da operação:		
E1	E2	AND	OR	NOR
1	1	1	1	0
1	0	0	1	0
0	1	0	1	0
0	0	0	0	1

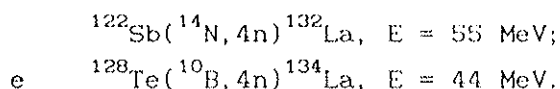
Antes de sair da caixa lógica, os pulsos desejados são transformados para a norma NIM.

A resolução em tempo deste sistema é dominada pelas características dos pulsos do detetor de GeHP. A resolução em tempo pode ser determinada com auxílio de um conversor de tempo em pulso analógico (TAC) e um multicanal. Durante as medidas esta resolução foi de cerca de 15 ns à meia altura (FWHM).

c) Coincidências γ - γ :

Foram feitas medidas de coincidência γ - γ das seguintes reações:





A primeira reação ($^{126}\text{Te} + ^{10}\text{B}$) foi realizada com a mesma câmara das medidas de função de excitação (fig. 3.2). Nesta experiência, o alvo (pó de ^{126}Te 98.7%, prensado sobre uma folha de Pb auto suportável) tinha $\approx 4 \text{ mg/cm}^2$. Um detetor de GeHP (GMX-ORTEC) de 2.4 keV de resolução foi colocado a 55° , a 8 cm do alvo e um Ge(Li) (Princeton) de 2.6 keV de resolução a -55° , a 5 cm.

Na segunda reação ($^{122}\text{Sn} + ^{14}\text{N}$) os mesmos detetores foram utilizados ficando porém em ângulos de $+90^\circ$ e -90° em relação à direção do feixe, e a 3 cm do alvo. Esta experiência foi planejada de modo a proporcionar boa eficiência de detecção em baixas energias ($\approx 50 \text{ keV}$) (montagem da figura 3.3).

Entre o alvo e os detetores foram colocados absorvedores de Alumínio de 3 mm para reduzir a taxa de contagem de raios X do Sn (25 e 28 keV), uma vez que os 1.5 mm de espessura de Al da câmara não eram suficientes.

O suporte do alvo, uma chapa de cobre de 2 mm de espessura, servia também para reduzir a transmissão de raios γ retro-espalhados nos detetores, conseqüentemente provocando coincidências espúrias.

Na terceira experiência ($^{128}\text{Te} + ^{10}\text{B}$), foi utilizada a mesma montagem experimental da segunda, porém, com dois detetores de GeHP (GMX-ORTEC) de 2.1 keV de resolução.

-Eletrônica de coincidências γ - γ -t:

Para essas três experiências foi utilizada eletrônica de coincidências convencional, esquematizada na figura (3.6). Os pulsos de saída dos discriminadores de fração constante (CFD), indicadores do instante de detecção em cada detetor são introduzidos no start e stop do conversor de tempo em amplitude (TAC), que fornece um pulso de altura proporcional ao intervalo de tempo entre os dois pulsos de entrada, dentro de um intervalo de

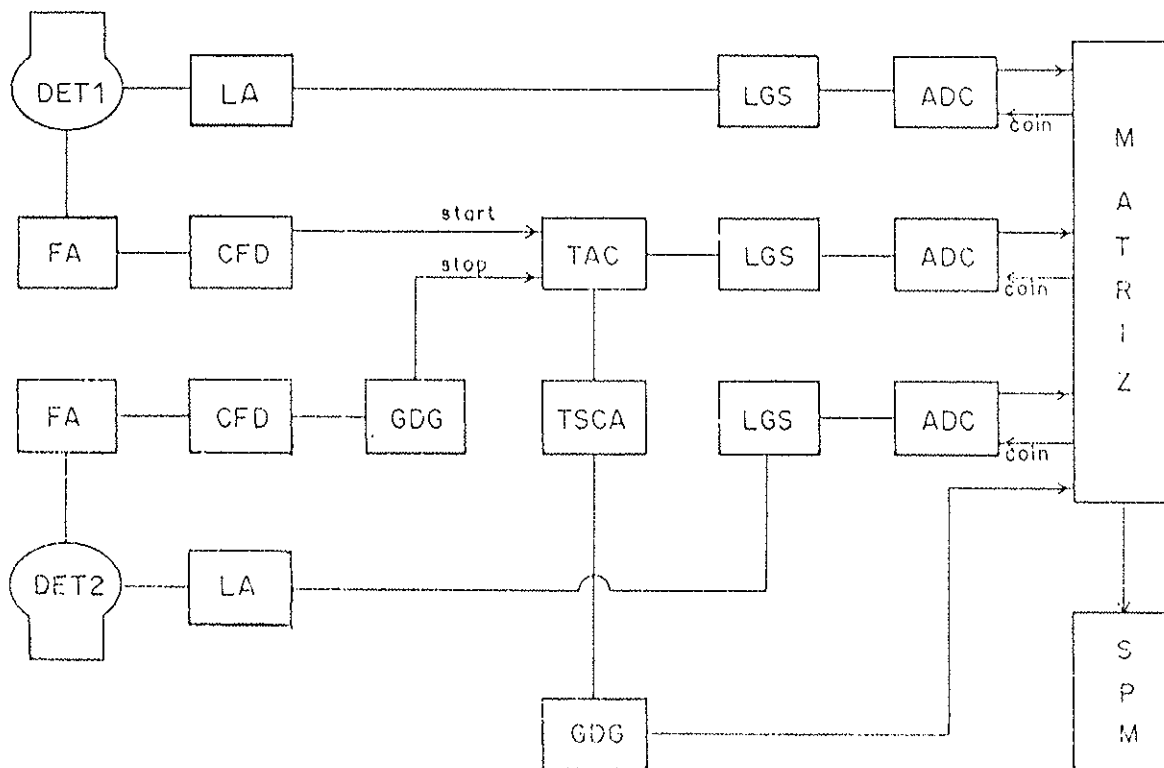


Figura (3.6): Eletrônica para medidas de coincidências γ - γ - t .

800 ns. O TAC em combinação com um analisador monocanal (SCA), fornece também um pulso lógico, que abre as portas dos conversores analógico-digitais (ADC) e avisa o sistema de aquisição da ocorrência de um evento, acionando a leitura dos três parâmetros $E(\gamma_1)$, $E(\gamma_2)$ e t .

A aquisição de dados foi feita em modo fila triparamétrico: $E\gamma_1$; $E\gamma_2$; t , com utilização do sistema SPM.

-O sistema SPM de aquisição de dados (Pa87a):

O sistema SPM de aquisição de dados do Laboratório Pelletron consiste de um sistema de "hardware" e "software" que controla a aquisição e manipulação de dados de até 5 ADC. A forma de aquisição é determinada por uma matriz de fiação lógica. As configurações possíveis são: aquisição em modo fila e multicanal. Na aquisição em modo fila, a leitura dos ADCs é feita em seqüência correspondente aos parâmetros do evento. Cada evento é registrado também em seqüência na memória SPM. Na aquisição em modo

multicanal, a leitura dos ADC é feita contínua e independentemente, e armazenada na forma de um histograma unidimensional. As duas formas aquisição podem ser configuradas simultaneamente.

Os dados podem ser histogramados e pré-analizados durante a aquisição de dados, através dos programas de apoio SCAN4 e PLOX (Mi86) entre outros. Somente os dados do ^{134}La foram guardados em forma bruta (modo fila triparmétrico), 30 milhões de eventos, em 11 fitas magnéticas. Nas demais experiências os dados foram gravados já histogramados em 3 matrizes bi-dimensionais: duas de $E(\gamma_1) \times E(\gamma_2)$ (de 1024×1024 canais) - discriminadas em tempo, uma com janela no pico e outra no fundo de eventos casuais do espectro de TAC (fig. 3.7), e a terceira de $E(\gamma_2) \times t$ (1024×512 canais) - projeção total de $E(\gamma_1)$. Foram armazenados 30 milhões de eventos provenientes da reação $^{126}\text{Te} + ^{10}\text{B}$, e 10 milhões da reação $^{122}\text{Sn} + ^{14}\text{N}$.

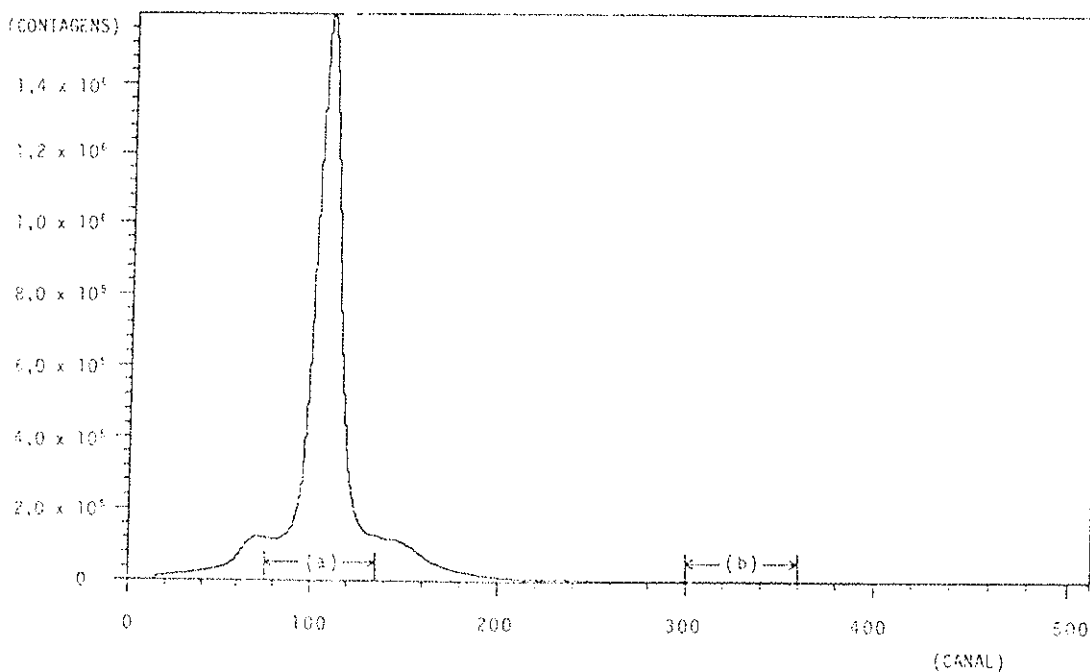


Figura (3.7): Espectro de projeção total do conversor de tempo em amplitude (TAC) obtido durante as medidas de coincidências γ - γ - t da reação $^{126}\text{Te}(^{10}\text{B}, 4n)^{132}\text{La}$ a 45 MeV. A janela (a) corresponde aos eventos verdadeiros mais casuais. A janela (b) corresponde aos eventos casuais.

O espectro de TAC apresenta uma estrutura junto à base do pico, aparentemente devida ao processo eletrônico de discriminação do instante de tempo. O efeito é acentuado para as transições de energia mais baixa, como é possível inferir dos espectros de TAC com janelas em energia.

d) Distribuições Angulares:

Para as medidas da reação $^{126}\text{Te}(^{10}\text{B},4n)^{132}\text{La}$, $E = 45$ MeV foi usado um detetor de Ge(Li) (Princeton) como monitor, fixo a -90° e a 10 cm do alvo, e um GeHP (GMX-ORTEC) a 12 cm. Foram medidos espectros simples a $-12, 0, 40, 55, 70$ e 90° . Como alvo, foi usado o mesmo das medidas de coincidência γ - γ da mesma reação.

Para as medidas da reação $^{128}\text{Te}(^{10}\text{B},4n)^{134}\text{La}$, $E = 44$ MeV, um detetor de Ge(Li) (Philips), 2.4 keV de resolução, foi usado como monitor a -90° . Com um GeHP (GMX-ORTEC), 2.2 keV de resolução, foram tomados espectros simples a $0, 30, 60$ e 90° . Ambos foram postos a 10 cm do alvo. O alvo foi o mesmo das medidas de coincidência desta reação.

Para normalizar a área dos picos foram usadas as áreas de picos isolados dos espectros medidos com os monitores. Para esse fim foram escolhidos picos correspondentes ao decaimento de estados formados pela reação. A corrente integrada do feixe sobre o alvo foi usada para confirmar os fatores de normalização.

-Os programas de análise de espectros:

Os espectros unidimensionais foram tratados através dos programas PIAP (Ri88), nos microcomputadores PC, e SPASM (Mi86) no computador VAX do Laboratório Pelletron. Ambos são programas interativos de ajuste de picos. As formas funcionais dos picos são diferentes, embora semelhantes, e os resultados comparados dos dois programas são compatíveis dentro dos erros fornecidos.

Os espectros bidimensionais (matrizes de coincidências) foram manipulados através do programa TDX (Mi86). Foi feita a

subtração do fundo de eventos casuais (matriz de chance) e ajuste de ganho entre os eixos da matriz quando necessário. Para obter projeções unidimensionais foi utilizado o programa MILDO (Mi86). A subtração do fundo Compton foi realizada por dois processos: no primeiro, de cada janela sobre um pico são subtraídas janelas próximas contendo fundo, escolhidas no espectro de projeção total e normalizadas pela área sob o pico; no segundo, são escolhidas janelas com fundo em vários pontos do espectro de projeção total da matriz simetrizada, com as quais é criado um espectro de "fundo universal". Esse espectro é usado para criar uma matriz com fundo subtraído (Pa85). As janelas são então obtidas diretamente dessa matriz. Os resultados pelos dois processos, tanto do ponto de vista da existência ou não de coincidências, quanto da área dos picos nos espectros de coincidências, é extremamente semelhante, exceto em casos excepcionais (quando os detectores são muito diferentes, por exemplo). Sempre que houve algum tipo de dúvida, os dois processos foram utilizados. Caso contrário, foi utilizado o segundo processo, dada sua maior praticidade.

Uma parte da análise dos dados do ^{134}La , foi realizada com o programa PANORAMIX (Va88), capaz de fazer descontaminação de janelas, isto é, subtrair a contaminação de uma transição sobre outra em um dubleto. Com este programa foi possível confirmar o posicionamento dos níveis proposto na figura (3.18).

3.3) Resultados:

a) Reações Cruzadas e Função de Excitação:

-Reações Cruzadas:

A figura (3.8) mostra os espectros γ simples, das reações $^{126}\text{Te} + ^{10}\text{B}$ e $^{124}\text{Te} + ^{11}\text{B}$ ambas a 47 MeV de energia do feixe. As transições correspondentes aos principais canais de saída de cada reação estão identificadas, bem como as correspondentes cadeias de decaimento, e principais contaminantes, quando possível. A tabela (3.2) mostra as intensidades relativas das transições nas duas reações.

Tabela (3.2) - Intensidades γ relativas nas reações $^{126}\text{Te}(^{10}\text{B}, xn)$ e $^{124}\text{Te}(^{11}\text{B}, xn)$ a 47 MeV, normalizadas pela transição de 161 keV.

Reação:	($^{10}\text{B}, xn$)	($^{11}\text{B}, xn$)		
E_γ (keV)	$I_\gamma (\pm 10\%)$	$I_\gamma (\pm 10\%)$	Atribuição	I_γ^a
161	100%	100%	^{132}La	
169	92	203	$^{132} + (53\%) ^{131}\text{La}$	(100%) ^a
203	72	66	^{132}La	
279	40	46	^{132}La	
294	75	90	^{132}La	
312	14	14	^{132}La	
320	19	21	^{132}La	
336	<5	107	^{131}La	(100%) ^a
533	0	64	^{131}La	(63%) ^a

^a Intensidades relativas para a reação $^{120}\text{Sn}(^{14}\text{N}, 3n) ^{131}\text{La}$ a 53 MeV, como apresentadas na ref. (Le73).

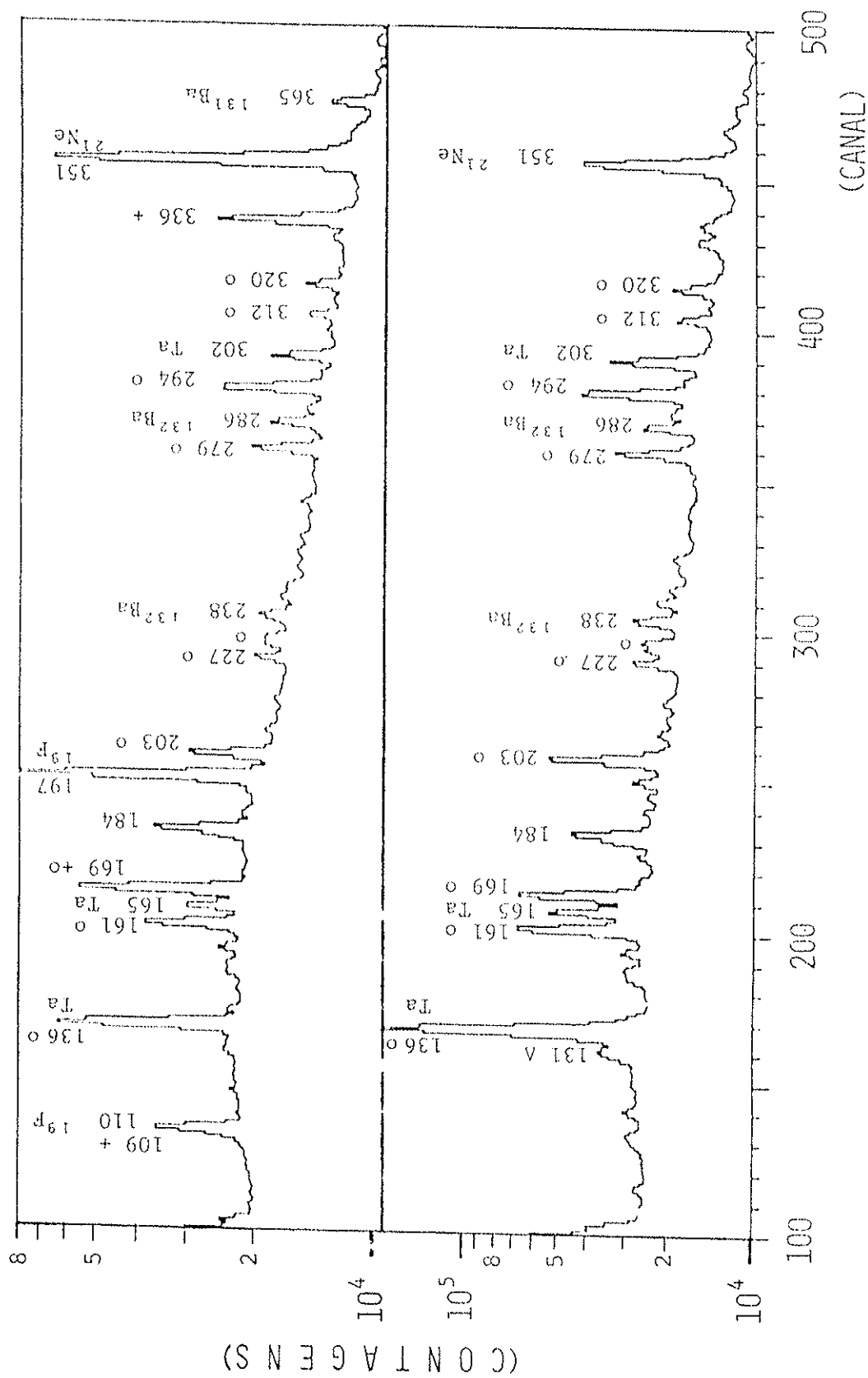


Figura (3.8): (a) Espectro da reação $^{126}\text{Te}(^{10}\text{B}, \text{xn})$ a 47 MeV. (b) Espectro da reação $^{124}\text{Te}(^{11}\text{B}, \text{xn})$ a 47 MeV. As energias dos picos são indicadas em keV. As transições atribuídas ao núcleo de ^{131}La são indicadas por uma cruz, as do ^{132}Ba por um círculo e as do ^{133}La por um triângulo.

A formação de ^{131}La pela reação com ^{10}B é desprezível dada a ausência das linhas de 336 keV e 533 keV. Nota-se a formação de ^{133}La com baixa intensidade. Na reação com ^{11}B as transições do canal ^{133}La desaparecem completamente. As linhas do ^{131}La , no entanto têm intensidade comparável às do ^{132}La . A confrontação com dados da literatura para as intensidades das transições do ^{131}La permite inferir que a linha de 169 keV por exemplo, é composta com proporções aproximadamente iguais dos dois canais. Os cálculos do código PACE2S (fig. 3.1. a,b) são consistentes com estes resultados. Deve-se ressaltar que os cálculos foram feitos para alvos finos. Para alvos grossos como os que foram utilizados ($\cong 10 \text{ mg/cm}^2$) como a perda de energia do feixe no alvo é da ordem de 1 MeV/mg/cm^2 , a secção de choque deve ser integrada desde a barreira Coulombiana até a energia de bombardeio.

-Função de Excitação:

Na figura (3.9) estão os resultados das medidas de função de excitação das transições mais intensas. O gráfico (a) foi construído com as medidas simples ("single") e o gráfico (b) com as realizadas com o filtro de multiplicidades ligado. As intensidades de todos os gamas foram normalizadas a 1 para a maior energia do feixe.

As transições correspondentes aos canais de saída mais intensos da reação (^{132}La e ^{133}La) tendem a se acumular em torno de curvas semelhantes, mostrando razoável acordo com as previsões do código PACE2S. Algumas transições devidas a contaminantes, presentes somente nos espectros simples, mostram um comportamento inteiramente distinto das demais. Nos espectros filtrados, as transições produzidas por contaminantes são extremamente atenuadas em relação às transições do ^{132}La .

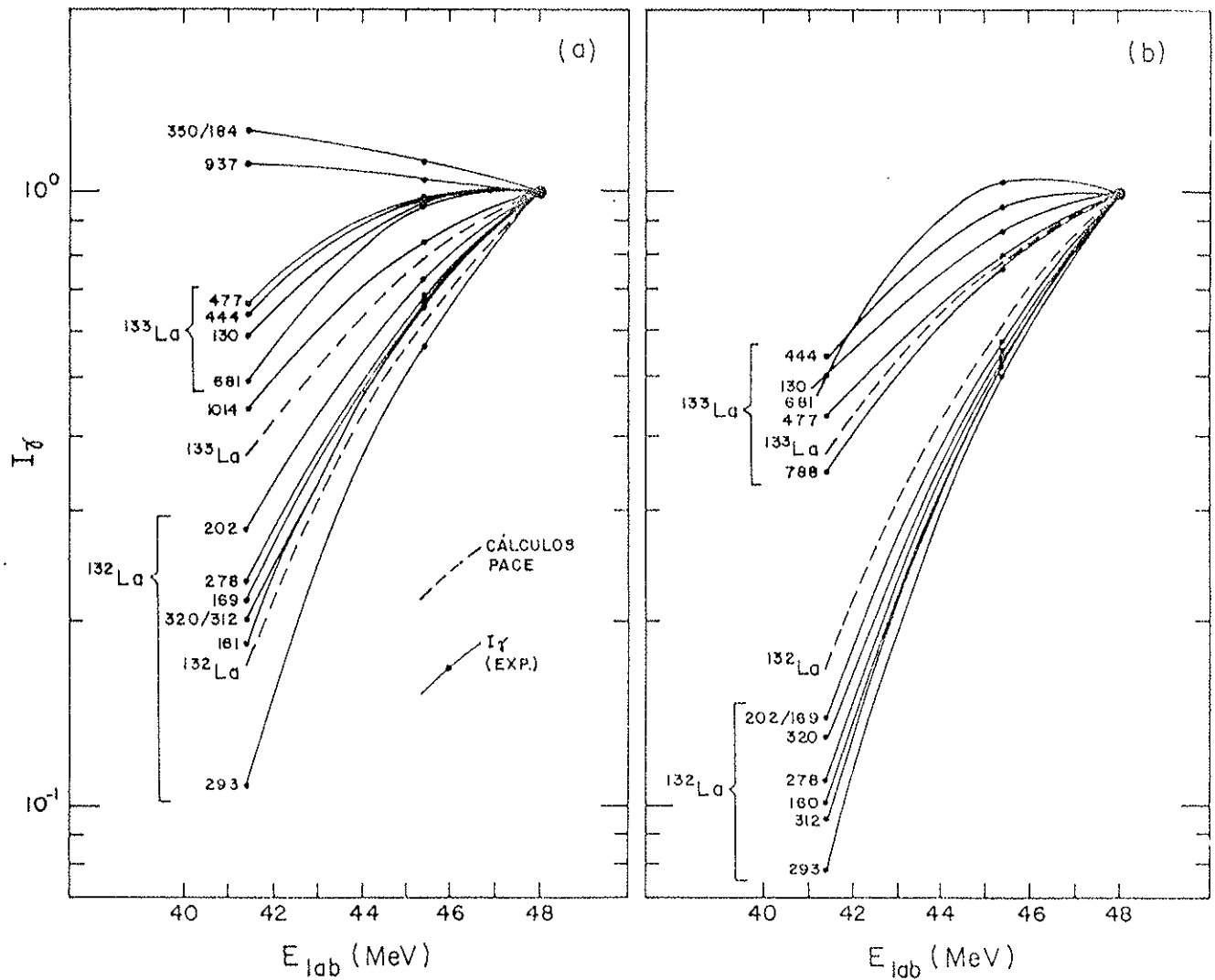


Figura (3.9): Função de excitação das transições γ da reação $^{126}\text{Te}(^{10}\text{B}, xn)$. (a) Medidas simples. (b) Medidas com filtro de multiplicidades. As energias das transições são indicadas em keV. As linhas de 184, 350, 937 e 1014 keV são devidas a contaminantes. As curvas tracejadas correspondem à secção de choque dos resíduos de evaporação calculada através do código PACE.

A figura (3.10) mostra os mesmos dados que a figura (3.9, b), porém, normalizados pela intensidade da transição de 169 keV. Para evitar a superposição das barras de erro em $E_{lab} = 48$ MeV, as incertezas nessa energia foram propagadas para as demais. É possível distinguir as transições entre estados de spin mais alto das de mais baixo, pela maior inclinação das curvas. Energias de excitação mais altas permitem popular estados de yrast de maior spin. A figura (3.11) mostra a secção de choque de formação para cada valor de momento angular do núcleo composto, calculada pelo código PACE2S.

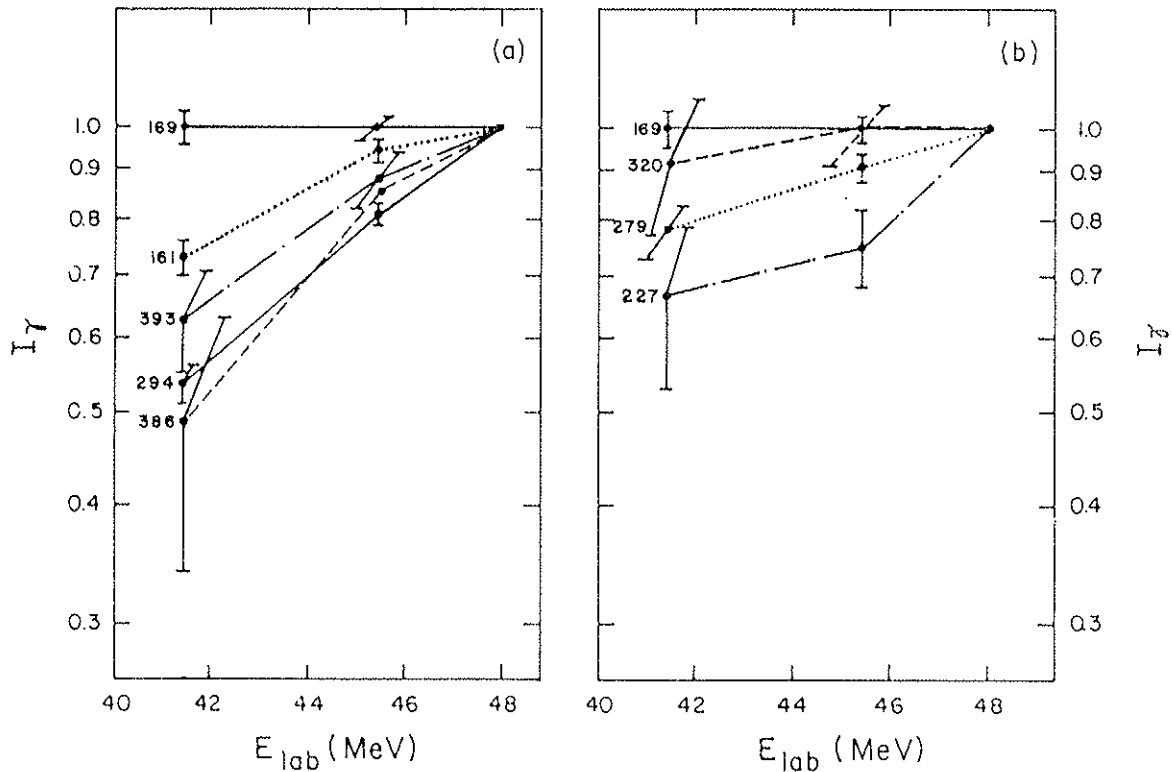


Figura (3.10): (a) e (b) Função de excitação das transições γ da reação $^{126}\text{Te}(^{10}\text{B}, 4n)^{132}\text{La}$, medidas com filtro de multiplicidades e normalizadas pela transição de 169 keV.

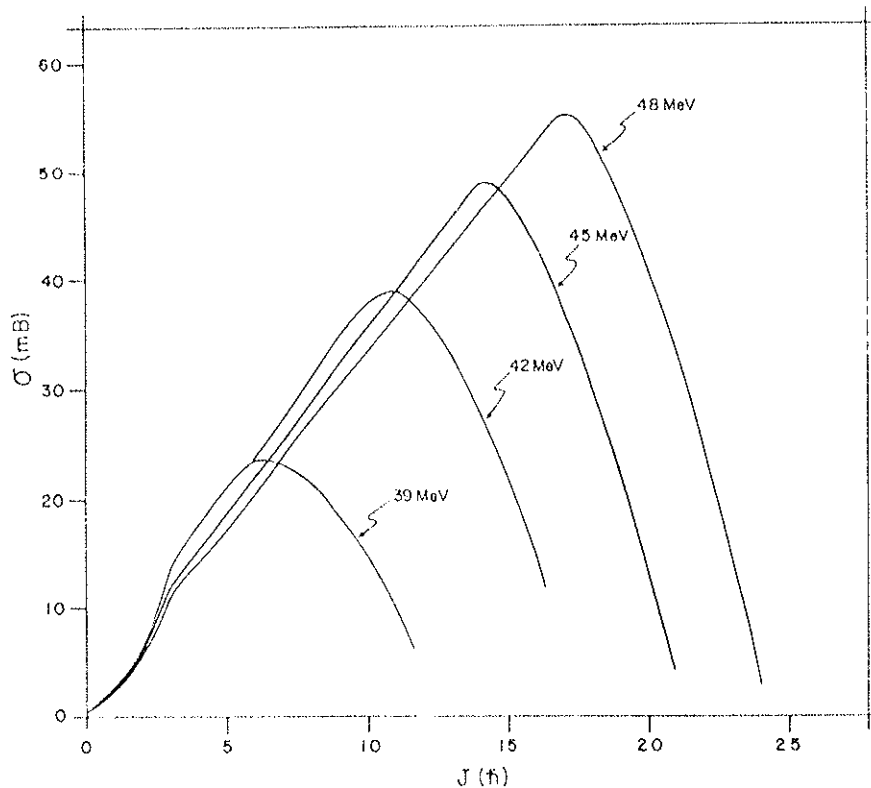


Figura (3.11): Secção de choque parcial de formação em função do momento angular total do núcleo composto (^{135}La), para a reação $^{126}\text{Te} + ^{10}\text{B}$, a diferentes energias do feixe (39, 42, 45 e 48 MeV).

b) Coincidências γ - γ :

O espectro γ da figura (3.12) é a projeção da janela de 293 keV da matriz de fundo subtraído pelo método descrito na seção (3.2). Os dados são da reação $^{126}\text{Te}(^{10}\text{B}, 4n)^{132}\text{La}$ a 45 MeV.

Os espectros das figuras (3.13) e (3.14) são projeções de janelas colocadas no eixo correspondente ao detector Princeton, sobre o eixo do detector GMX, com fundo subtraído pelo método convencional. Os dados são da reação $^{122}\text{Sn}(^{14}\text{N}, 4n)^{132}\text{La}$ a 55 MeV. Todas as janelas expostas são de transições γ atribuídas neste trabalho ao núcleo de ^{132}La .

Os espectros das figuras (3.15) e (3.16) são projeções de janelas da matriz com fundo subtraído, de transições γ atribuídas ao núcleo de ^{134}La . Os dados são da reação $^{128}\text{Te}(^{10}\text{B}, 4n)^{134}\text{La}$ a 44 MeV.

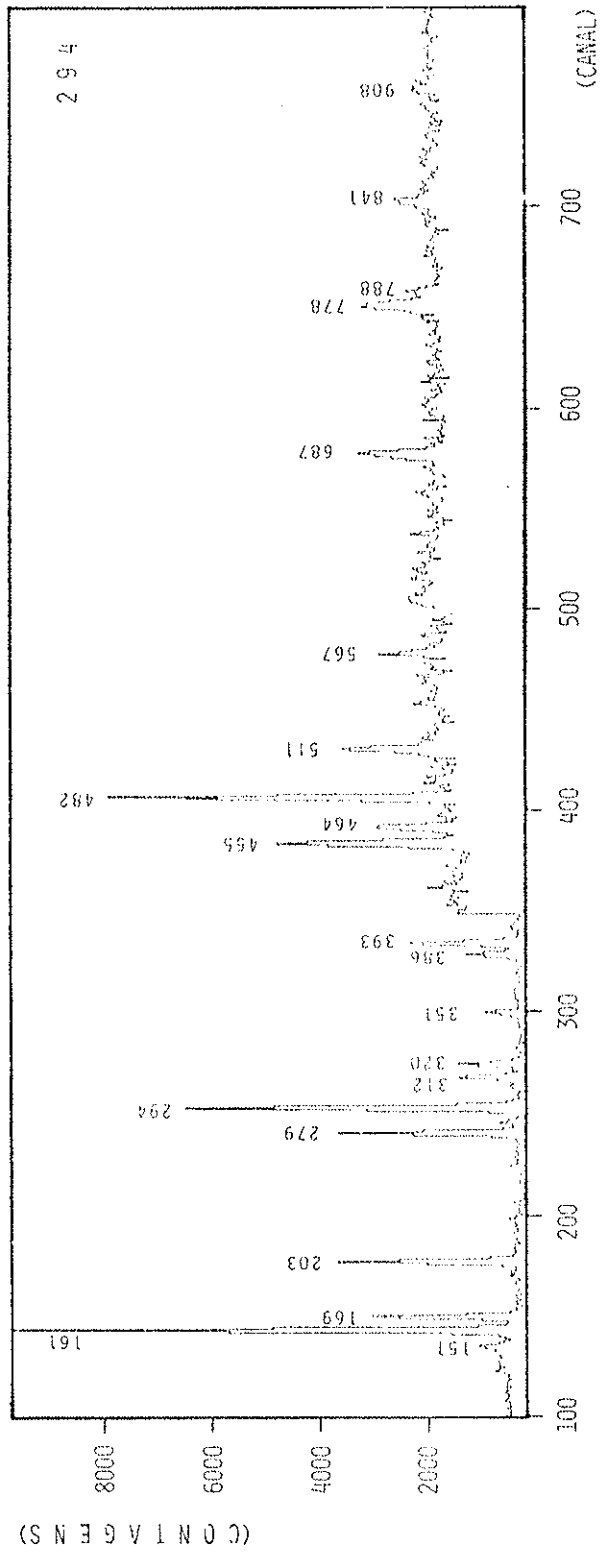


Figura (3.12): Janela sobre a transição de 293 keV, com fundo subtraído. Dados da reação $^{126}\text{Te}(^{10}\text{B}, 4n)^{132}\text{La}$ a 45 MeV. As energias dos picos estão indicadas em keV.

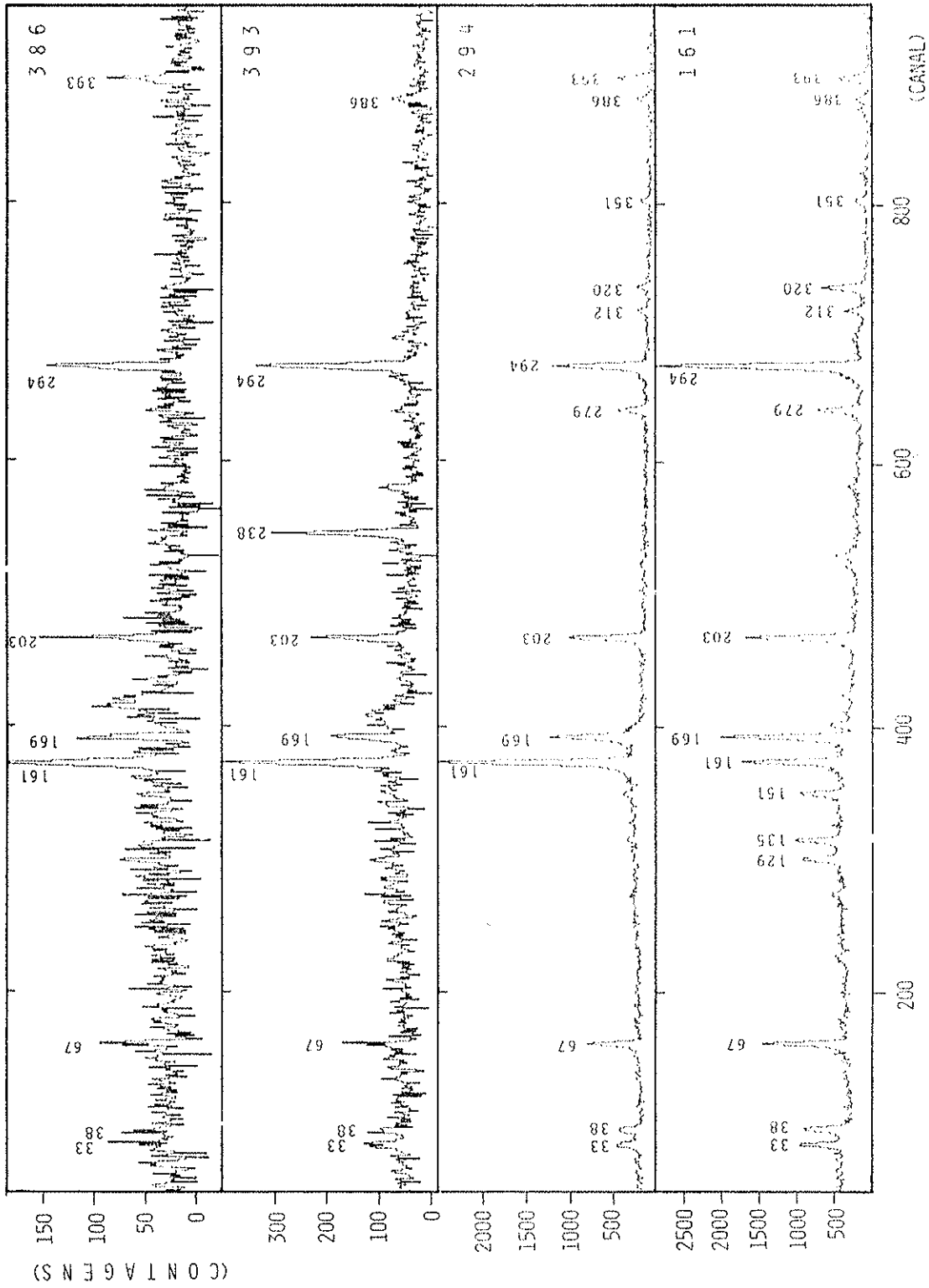


Figura (3.13): Janelas sobre as transições da banda I (fig. 3.) do ^{132}La , com fundo subtraído. As energias das janelas estão indicadas em keV no canto superior direito de cada espectro. As energias dos picos também são dadas em keV. Dados da reação $^{122}\text{Sn}(^{14}\text{N}, 4n)^{132}\text{La}$ a 55 MeV.

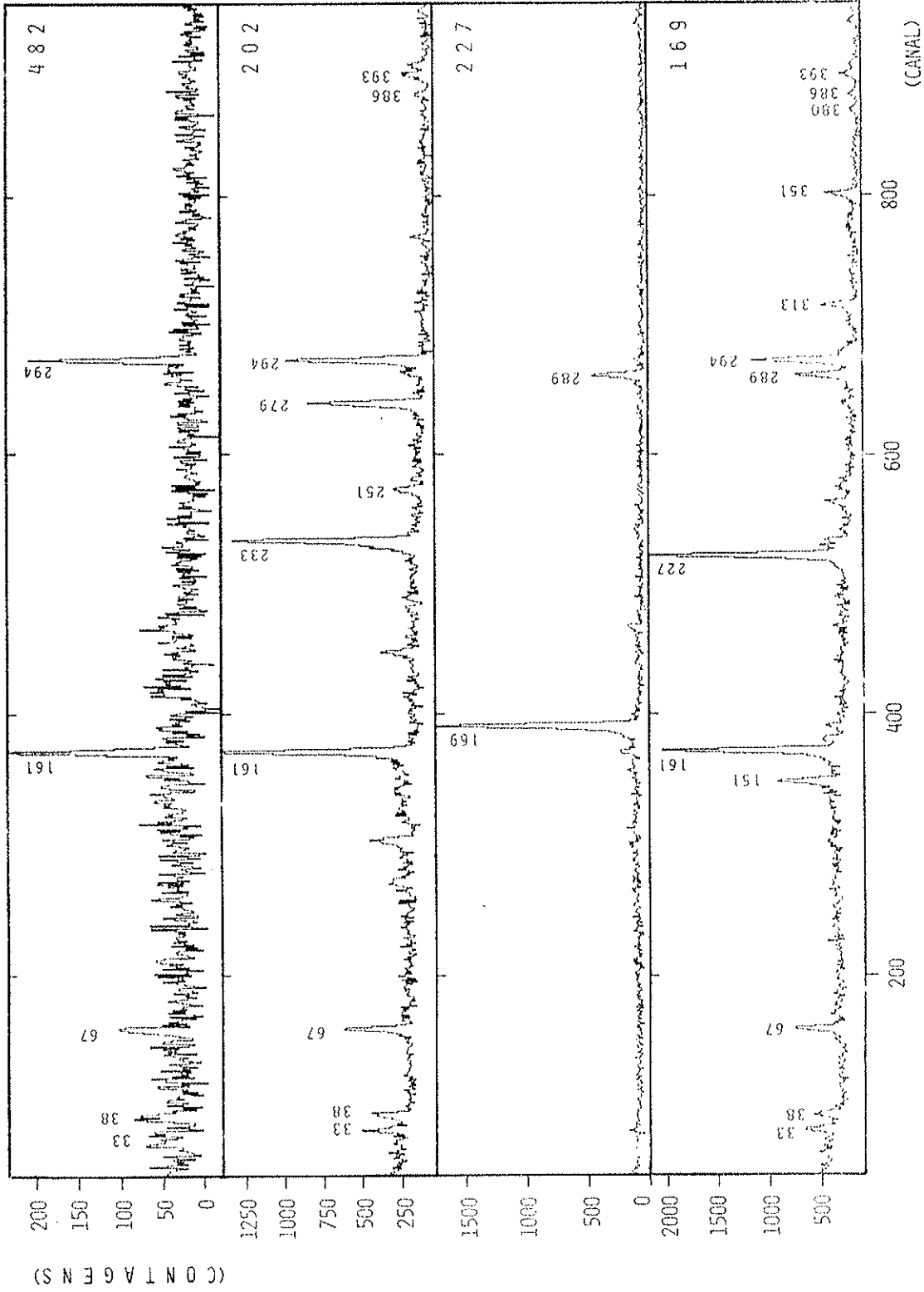


Figura (3.14): Janelas sobre transições do ^{132}La , com fundo subtraído. As energias das janelas estão indicadas em keV no canto superior direito de cada espectro. As energias dos picos também são dadas em keV. Dados da reação $^{122}\text{Sn}(^{14}\text{N}, 4n)^{132}\text{La}$ a 55 MeV.

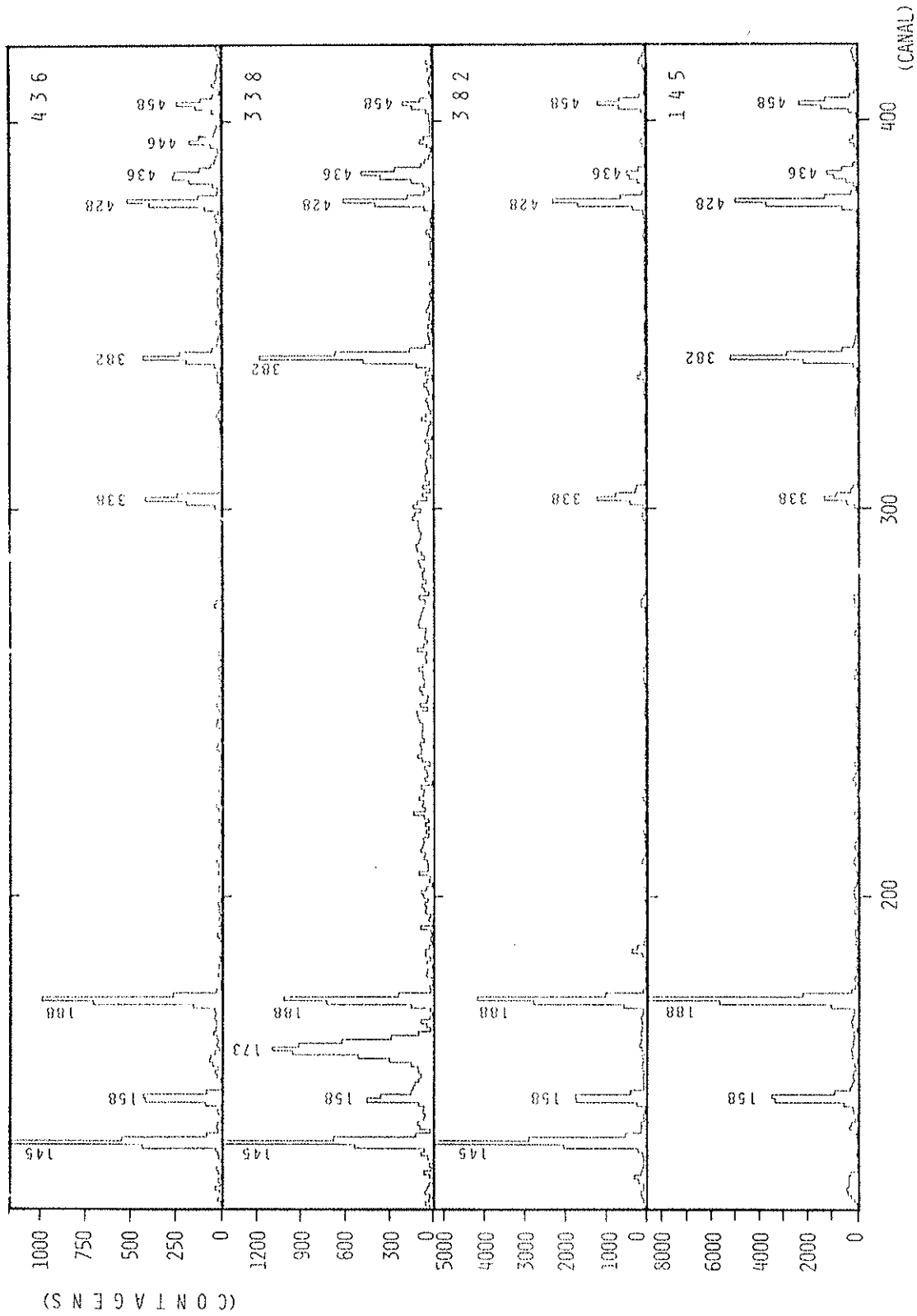


Figura (3.15): Janelas sobre as transições da banda 1 (fig. 3.) do ^{134}La , com fundo subtraído. As energias das janelas estão indicadas em keV no canto superior direito de cada espectro. As energias dos picos também são dadas em keV. Dados da reação $^{128}\text{Te}(^{10}\text{B}, 4n)^{134}\text{La}$ a 44 MeV.

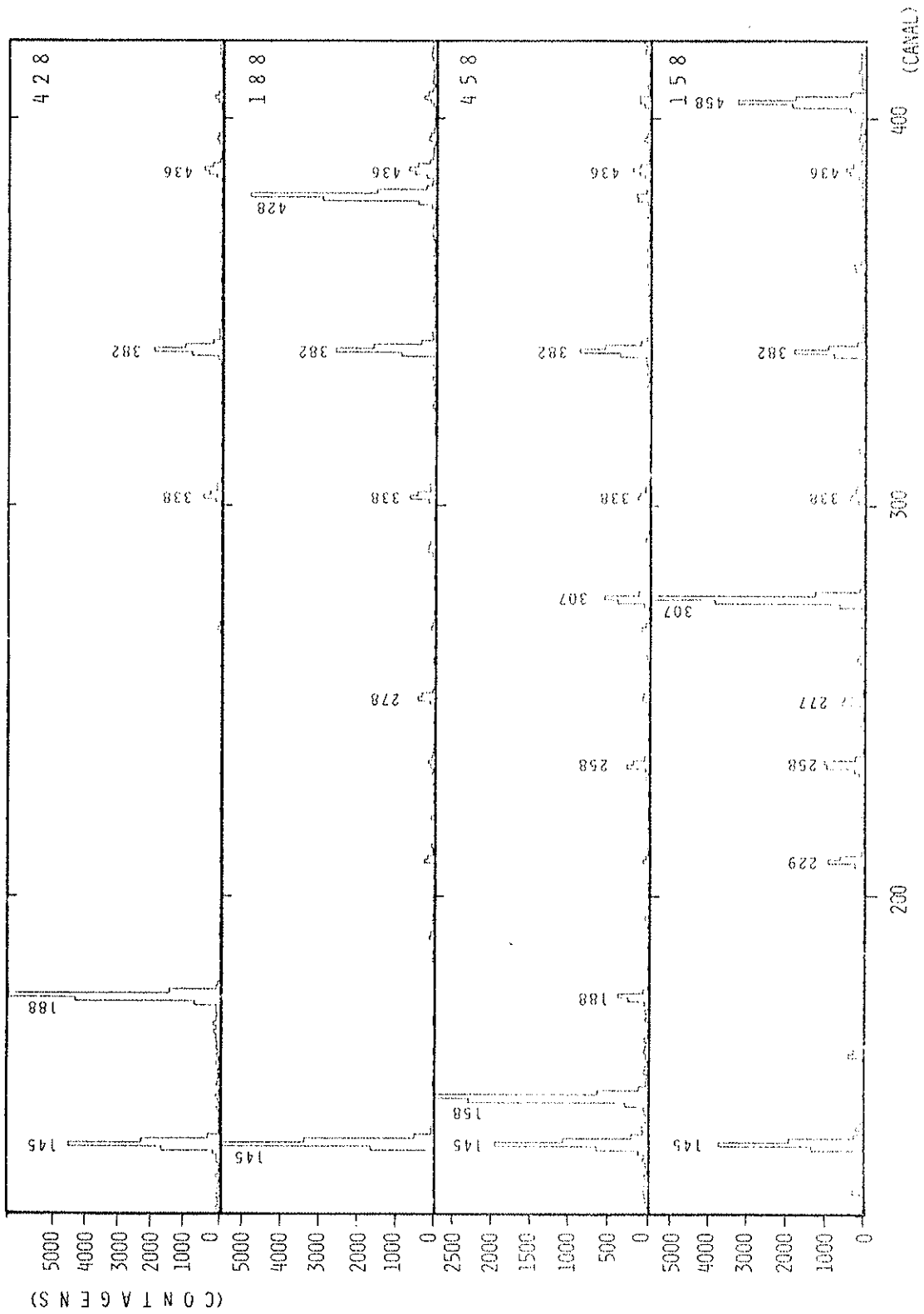


Figura (3.16): Janelas sobre transições do ^{134}La , com fundo subtraído. As energias das janelas estão indicadas em keV no canto superior direito de cada espectro. As energias dos picos também são dadas em keV. Dados da reação $^{128}\text{Te}(^{10}\text{B}, 4n)^{134}\text{La}$ a 44 MeV.

c)Distribuições Angulares:

Nas reações de fusão evaporação com íons pesados o núcleo composto é formado com o momento angular alinhado perpendicularmente à direção do feixe. Isto significa que, escolhendo a direção do feixe como eixo de quantização, os subestados magnéticos de menor valor são populados com maior probabilidade. Como nas partículas evaporadas predomina a onda S, o núcleo residual é formado praticamente sem perda de alinhamento.

A energia das transições γ , a intensidade simples corrigida pela eficiência dos detetores, e os coeficientes de distribuição angular estão nas tabelas (3.3) para o ^{132}La e (3.4) para o ^{134}La . A intensidade da transição de 67 keV na tabela (3.3) foi calculada com os dados da reação $^{122}\text{Sn}(^{14}\text{N}, 4n)^{132}\text{La}$ a 55 MeV.

Os valores de a_l ($l = 0, 2, 4$) são os coeficientes dos polinômios de Legendre ($P_l(\cos\theta)$) ajustados à curva de $I_\gamma(\theta)$:

$$I_\gamma(\theta) = a_0 + a_2 P_2(\cos(\theta)) + a_4 P_4(\cos(\theta)) \quad (\text{III.1})$$

Devido ao reduzido número de pontos medidos das transições do ^{134}La , o coeficiente a_4 foi feito igual a zero.

Tabela (3.3) - Energia, intensidade e distribuição angular das transições γ na reação $^{126}\text{Te}(^{10}\text{B}, 4n)^{132}\text{La}$ a 45 MeV. As intensidades são dos espectros simples com o detetor a 55° e estão normalizadas pela transição de 169 keV. As incertezas na energia são de ≈ 0.2 keV exceto para as indicadas por números inteiros, que têm incertezas de ≈ 1 keV.

E_γ (keV)	I_γ (%)	Atribuição		a_2/a_0	a_4/a_0
67.1 ^a	26.7(13)	(8 ⁺)	(7 ⁺)		
151.0	13.5(10)			-0.314(70)	+0.008(90)
161.1 ^b	107.6(60)	(9 ⁺)	(8 ⁺)	-0.329(56)	-0.030(49)
169.3	100.0(62)	(7 ⁻)	(6 ⁻)	-0.576(64)	-0.005(40)
202.7	91.9(56)			-0.580(82)	-0.0046(50)
227.3	26.7(11)	(8 ⁻)	(7 ⁻)	-0.60(10)	+0.030(80)
230.6	11.2(18)			-0.35(11)	+0.09(11)
232.6	22.6(24)			-0.51(10)	+0.072(85)
279.0	53.7(35)			+0.290(17)	-0.073(21)
289.0	12.0(34)	(9 ⁻)	(8 ⁻)		
293.8 ^b	90.7(51)	(11 ⁺)	(10 ⁺)	-0.392(24)	-0.026(20)
		(10 ⁺)	(9 ⁺)		
312.4	17.4(13)	(7 ⁺)	(7 ⁻)	+0.290(31)	-0.018(36)
320.2	24.8(19)			+0.216(31)	+0.001(37)
351.5 ^c	23.5(31)				
380.4	6.0(8)	(10 ⁻)	(9 ⁻)	-0.318(57)	-0.259(66)
386.5	12.7(13)	(13 ⁺)	(12 ⁺)		
392.6	16.7(15)	(12 ⁺)	(11 ⁺)	-0.513(74)	+0.052(72)
396.0	8.3(12)	(8 ⁻)	(6 ⁻)		
454.6 ^b	7.2(7)	(14 ⁺)	(13 ⁺)		
		(10 ⁺)	(8 ⁺)		
481.7	30.6(22)	(7 ⁺)	(6 ⁻)	-0.226(59)	-0.037(56)
516.0 ^c	30.7(30)	(9 ⁻)	(7 ⁻)	+0.119(85)	-0.031(99)
587.9	5.6(21)	(11 ⁺)	(9 ⁺)		
669.8 ^c	23.5(36)	(10 ⁻)	(8 ⁻)		
687	1.8(7)	(12 ⁺)	(10 ⁺)		
778	<1	(13 ⁺)	(11 ⁺)		
841	<2	(14 ⁺)	(12 ⁺)		
908	<1	(15 ⁺)	(13 ⁺)		

^a I_γ da reação $^{122}\text{Sn}(^{14}\text{N}, 4n)^{132}\text{La}$ a 55 MeV.

^bRaio γ colocado em dois lugares no esquema de níveis.

^cDubleto não resolvido com contaminante.

Tabela (3.4) - O mesmo da tabela (3.3), mas para a reação $^{128}\text{Te}(^{10}\text{B}, 4n)^{134}\text{La}$ a 44 MeV, e com o detetor a 60° .

E(keV)	I_{γ} (%)	Atribuição		a_2/a_0
145.0	100(8)	(9 ⁺)	(8 ⁺)	-0.310(40)
158.4	116(7)			-0.340(29)
187.8	151(11)			-0.232(49)
229.4	30(3)			
257.9	26(3)			-0.31(10)
276.6 ^b				
277.6 ^b				
307.2	61(5)			-0.441(75)
338.0	53(3)	(11 ⁺)	(10 ⁺)	-0.21(25)
381.6	83(4)	(10 ⁺)	(9 ⁺)	-0.380(53)
406.7 ^b				
427.9	114(6)			-0.228(46)
434.1	} 31(7)	(13 ⁺)	(12 ⁺)	
436.5		(12 ⁺)	(11 ⁺)	
445.9 ^a	35(4)	(14 ⁺)	(13 ⁺)	
457.5	} 75(5)			
458.1				-0.052(56)
719 ^c				
774.7	4(2)	(12 ⁺)	(10 ⁺)	
870.8	20(2)	(13 ⁺)	(11 ⁺)	+0.39(27)
880.5	6(2)	(14 ⁺)	(12 ⁺)	

^acontaminação com 444 keV de ^{133}La .

^bmultiplete

d) Esquemas de níveis:

Os dados de coincidência γ - γ , intensidades simples e distribuição angular permitiram a construção dos esquemas de níveis das figuras (3.17) para o ^{132}La , e (3.18) para o ^{134}La . A energia das transições é fornecida em keV.

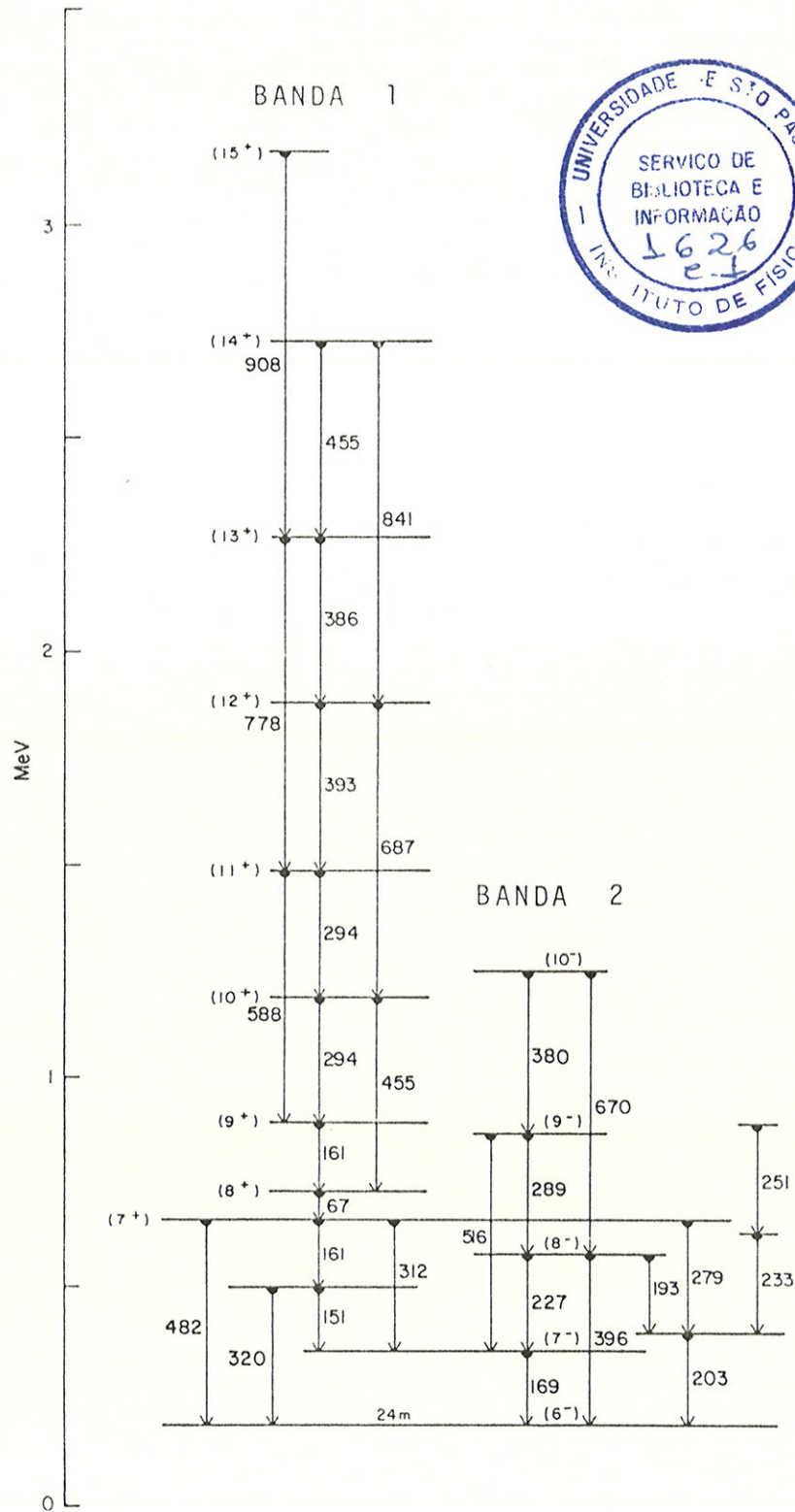


Figura (3.17): Esquema de níveis do ^{132}La . As energias das transições são indicadas em keV.

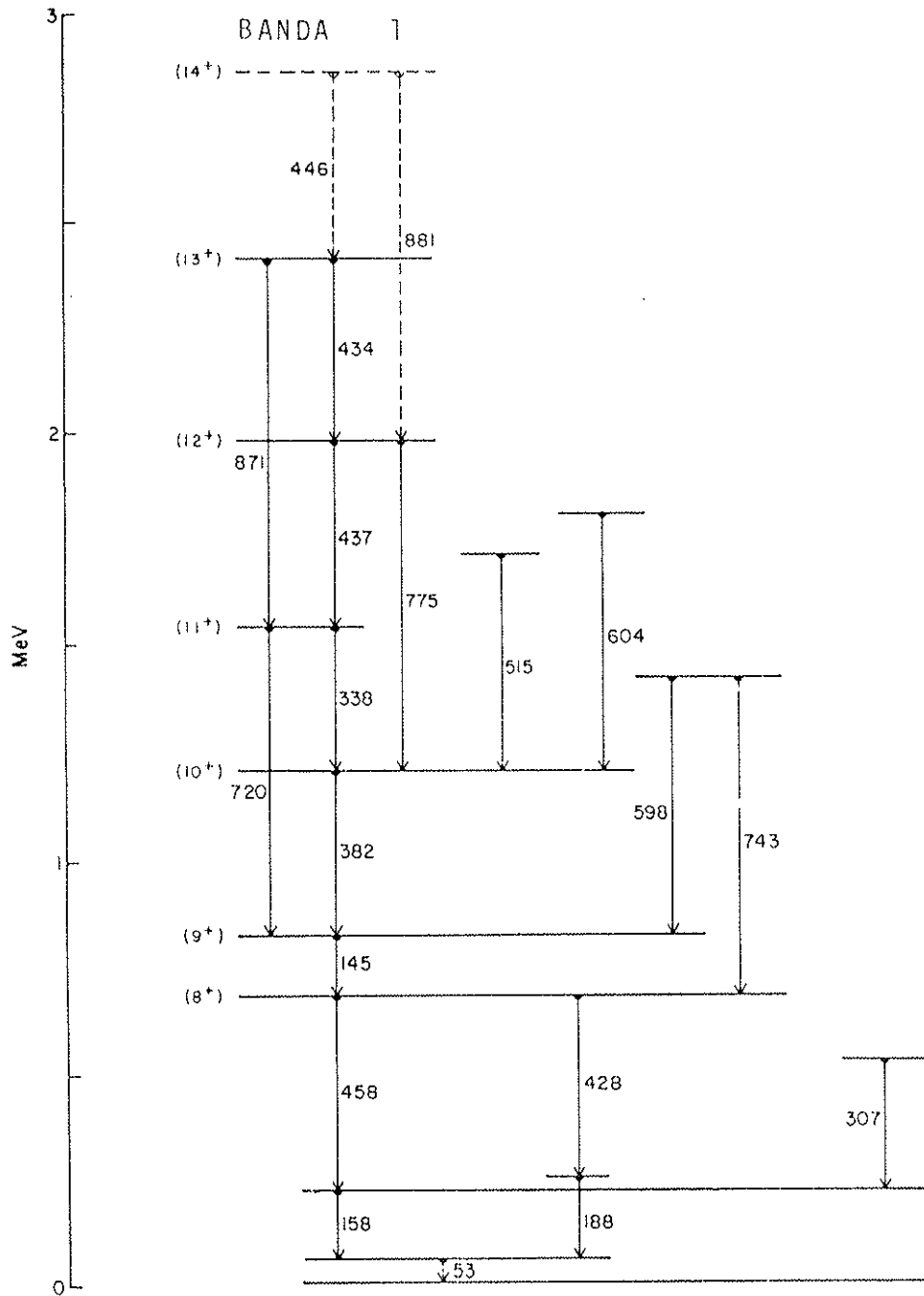


Figura (3.18): Esquema de níveis do ^{134}La . As energias das transições são indicadas em keV.

-O esquema do ^{132}La :

O esquema de níveis proposto para o núcleo de ^{132}La incorpora quase todas as transições mais intensas observadas nos espectros de coincidências.

Existem três linhas autocoincidentes: 161, 293, e 455 keV. A disposição destas e das demais linhas foi baseada nas intensidades relativas nas janelas colocadas abaixo e acima das transições, balanço de intensidades, comparação de somas de energias, e multipolaridades medidas. Algumas transições mais fracas, não puderam ser consistentemente colocadas: 233, 351 e 411 keV. Raios γ de 129 e 135 keV foram observados exclusivamente na janela de 161 keV, e não puderam ser incorporados ao esquema.

As bandas 1 e 2 consistem de fortes transições M1 e "cross-overs" E2 mais fracos. Pelo seu posicionamento e também pela maior intensidade das transições, a banda 1 deve ser yrast.

Como não foi observado o decaimento do estado populado pelo raio γ de 169 keV, é razoável supor que esse estado é o estado isomérico $I^\pi = 6^-$ de $T_{1/2} = 24$ m, conhecido da literatura (ver seção 3.1).

-O esquema do ^{134}La :

A parte de baixo spin do esquema para o ^{134}La concorda com a publicada anteriormente (Mo85), com base nas medidas da reação $(\alpha, 3n)$. Foram propostas modificações que estendem o esquema para spins mais altos e reposicionam a transição de 871 keV como sendo um "cross-over" das transições de $E_\gamma \cong 436$ keV autocoincidentes. A transição de 53 keV aparece muito fraca na janela de 158 keV. Segundo a referência (Mo85) essa transição popula um estado de três unidades de momento angular a menos que o estado (8^+) proposto aqui, ou seja $I = 5$.

Outras linhas de intensidade razoável, observadas nos

espectros de coincidência não foram exibidas no presente esquema. Na referência citada acima (Mo85) encontra-se uma proposta de colocação para estas linhas, formando uma estrutura sobre a transição de 307 keV. Embora os dados deste trabalho pareçam indicar uma estrutura semelhante, não foi possível propor uma colocação plenamente consistente.

Na janela de 338 keV aparece um pico largo de cerca de 172 keV. Como este pico não é observado nem nas janelas de 775 e 436 keV, nem na de 382 keV, trata-se certamente de um contaminante.

e) Transformação dos resultados para o sistema intrínseco:

-Configurações das bandas:

A interpretação das bandas 1 nos isótopos $^{132,134}\text{La}$ como bandas rotacionais sobre a configuração $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$ pode ser justificada pelos seguintes argumentos:

-Superposição das configurações das bandas yrast dos núcleos Z-ímpares e N-ímpares vizinhos (posição dos níveis de Fermi) resultando em uma banda yrast semi-desacoplada;

-Alinhamento constante até frequências acima do cruzamento de próton $h_{11/2}$ (bloqueado);

-Valor de "signature splitting" pequeno (ver seção 4).

Bandas com estas características são observadas em vários núcleos ímpar-ímpar da região $A \cong 130$. Devido ao desacoplamento do movimento do próton no início da camada $h_{11/2}$, há uma forte semelhança entre isótonos (fig. 3.19).

Nos núcleos ímpares vizinhos como $^{131,133}\text{La}$ e $^{131,133}\text{Ce}$ as bandas yrast observadas estão baseadas nas configurações $\pi h_{11/2}$ desacoplada (Ω baixo) e $\nu h_{11/2}$, acoplada ao caroço ($\Omega = 9/2$). Nos ímpar-ímpar $^{132,134}\text{La}$ portanto, a banda yrast deve ser uma banda $[\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}]$ semi-desacoplada. Neste caso o spin do cabeça de

N=73

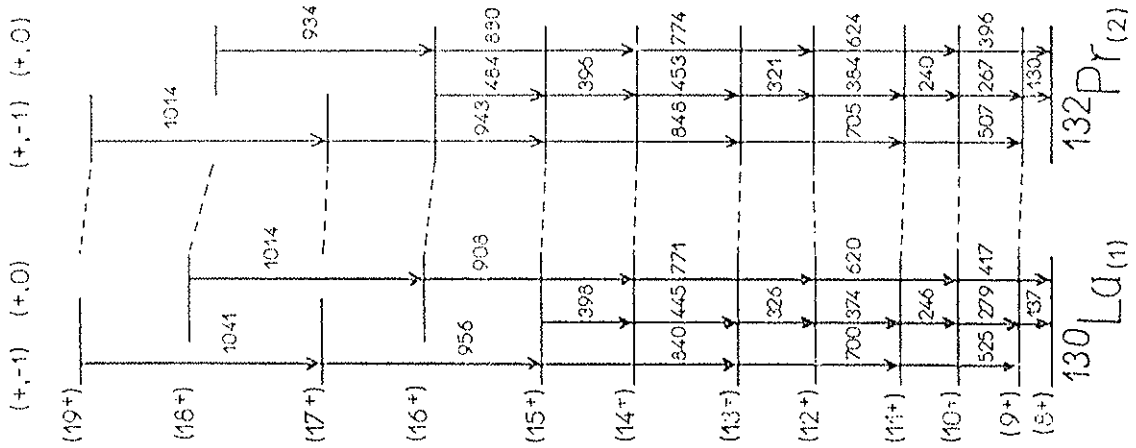
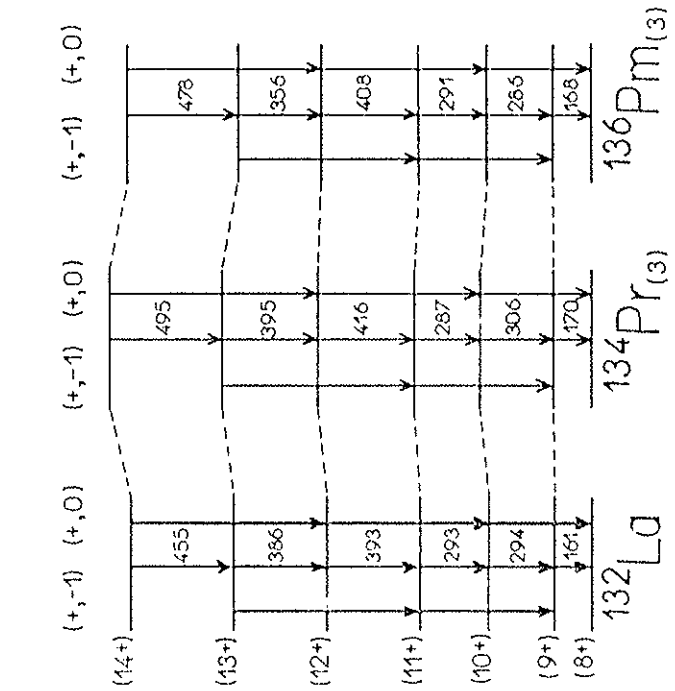
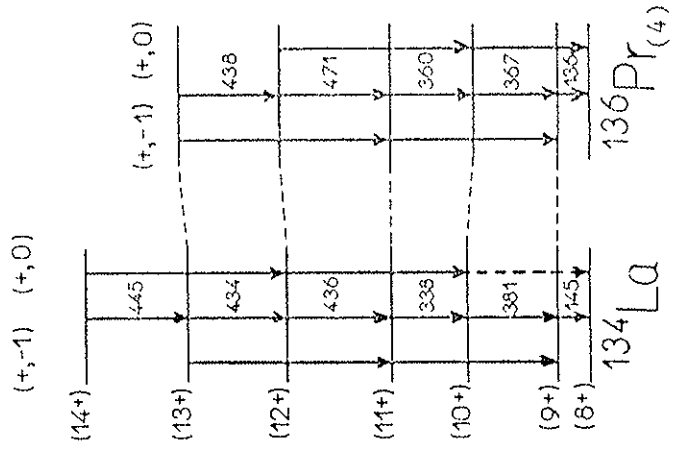


Figura (3.19): Comparação entre as bandas $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$ de isótonos da região $A \approx 130$. As energias das transições são indicadas em keV. (1) (Ri89) (Pa87c) (Go89), (2) (Sh88), (3) (Be87), (4) (Em89).

N=75



N=77



banda pode ser estimado admitindo-se um acoplamento perpendicular entre o spin do próton e do nêutron (Kr80):

$$I_{cb} + 1/2 \cong \sqrt{(j_{\pi} + 1/2)^2 + (j_{\nu} + 1/2)^2}$$

resultando em $I_{cb} \cong 8.49 - 1/2 \cong 8$, para $j_{\pi} = j_{\nu} = 11/2$.

Além disso para a componente favorecida da banda deve-se ter spins ímpares (eqs. 2.19 e 2.21). Como o próton está desacoplado, somente a componente favorecida ($\alpha_{\pi} = -1/2$) está próxima da linha de yrast. O valor de "signature" total é dado então pela combinação das duas componentes do nêutron com a favorecida do próton: $\alpha = 0$ e $\alpha = -1$ (favorecida). O espaçamento alternadamente maior e menor entre os níveis da banda 1 indica que o nível depopulado pelo raio γ de 67 keV pertence à componente desfavorecida no ^{132}La (spin par), o mesmo acontecendo com o nível alimentado pela transição de 145 keV no ^{134}La . Assumiu-se $I^{\pi} = 8^{+}$ para estes estados.

A projeção do momento angular $\langle K \rangle$ sobre o eixo de simetria aproximada (z) pode ser estimada pela regra de Gallagher-Moszkowski (GM58):

$$K = \Omega_{\pi} + \Omega_{\nu}, \quad \text{se } \Omega_{\nu} = \Lambda_{\nu} \pm \Sigma_{\nu} \text{ e } \Omega_{\pi} = \Lambda_{\pi} \pm \Sigma_{\pi},$$

ou

$$K = |\Omega_{\pi} - \Omega_{\nu}| \quad \text{se } \Omega_{\nu} = \Lambda_{\nu} \mp \Sigma_{\nu} \text{ e } \Omega_{\pi} = \Lambda_{\pi} \pm \Sigma_{\pi},$$

onde Λ é a projeção assintótica do momento angular orbital l , e Σ é a projeção do spin s ($\pm 1/2$).

No ^{132}La os potenciais químicos estão próximos dos estados de Nilsson (para $\beta \cong 0.2$): $\pi[500]_{\frac{1}{2}}^{-}$ e $\nu[514]_{\frac{9}{2}}^{-}$ resultando em:

$$\langle K \rangle \cong 1/2 + 9/2 = 5.$$

No ^{134}La o potencial químico de nêutrons é um pouco mais alto, próximo do orbital de $\Omega^\pi = 11/2^-$:

$$\langle K \rangle \cong 1/2 + 11/2 = 6.$$

A atribuição da configuração $[\pi g_{7/2} \otimes \nu h_{11/2}]$ para a banda 2 no ^{132}La é justificável, tendo em vista que no ^{131}La (Pa87b) o estado fundamental $I^\pi = 3/2^+$, baseado no orbital $\pi[422]_{2/2}^{3+}$, está 305 keV abaixo do cabeça de banda $h_{11/2}$ ($I^\pi = 11/2^-$). Neste caso devemos ter:

$$I_{cb}^\pi = K = \Omega_\pi + \Omega_\nu = 3/2^+ + 9/2^- = 6^-.$$

O estado $I^\pi = K^\pi = |3/2^+ - 9/2^-| = 3^-$, favorecido pela regra de Gallagher-Moszkowski pode ser o estado 3^- conhecido, 53 keV abaixo do estado 6^- (24 m).

O estado 6^- é alimentado pelo gama de 482 keV (fig. 3.18) que mostra anisotropia negativa ($a_2/a_0 = -0.23$, tabela 3.3), indicando uma transição de caráter $\Delta I = 1$. Por outro lado, o balanço de intensidades no nível (8^+), observado na janela do γ de 482 keV, só é possível se a transição de 67 keV for de multipolaridade M1, para a qual o coeficiente de conversão eletrônica é elevado: $\alpha_T(M1) = 3.37$ e $\alpha_T(E1) = 0.68$. Assim, o nível alimentado pelo γ de 67 keV deve ter $I^\pi = (7^+)$. A anisotropia medida para a transição de 313 keV é positiva ($a_2/a_0 = +0.29$), de acordo com o esperado para uma transição dipolar com $\Delta I = 0$, entre os estados (7^+) e (7^-).

Uma outra possibilidade de configuração para a banda 2 seria $\pi h_{11/2}$ e nêutron em um estado de paridade negativa ($d_{3/2}, g_{7/2}$). O orbital $\nu[400]_{2/2}^1$ ($d_{3/2}$) daria origem a valores de K muito baixos (0 ou 1). Para $\nu[404]_{2/2}^7$ ($g_{7/2}^{-1}$) devemos utilizar acoplamento perpendicular, resultando em $I \cong 6.7$ para o cabeça de banda, o que é um pouco elevado, mas ainda próximo de 6. Cabe lembrar que neste caso a função de onda apresenta misturas de

$J = 7/2$ com $j = 3/2$. Os valores possíveis de K seriam 3 (favorecido pela regra de Gallagher-Moszkowski) e 4. Tendo em vista que as transições M1 são mais fortes que as E2, na banda 2, o valor mais alto de K parece ser o mais plausível ($K = 4$).

-Routhianos e alinhamentos experimentais:

Os parâmetros de Harris ($\mathcal{J}_0, \mathcal{J}_1$) foram extraídos conforme descrito na seção (2.5), ajustando-se a curva (2.33) aos dados experimentais de cada banda (tabela 3.5). No ajuste da banda 1 do ^{132}La foram ignoradas a primeira e a última transições (67 e 908 keV). No ^{134}La foi ignorada a última transição. É conveniente utilizar o mesmo número de pontos para cada "signature" nos ajustes. Para estes casos a incerteza no valor de $\Delta e'$ é da ordem de 10%. Para a banda 2 (^{132}La) porém, somente 3 pontos experimentais de $e'(\omega)$ são disponíveis.

Tabela (3.5): Parâmetros de Harris ajustados aos dados experimentais, atribuindo diversas configurações para as bandas.

Banda	Configuração	K (h)	\mathcal{J}_0 ($\hbar^2 \text{MeV}^{-1}$)	\mathcal{J}_1 ($\hbar^4 \text{MeV}^{-3}$)	$\langle i_x \rangle$ (h)	$\Delta e'$ (keV)
$^{132}\text{La } n^\circ 1$	$\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$	5	11.3	41.7	5.6	25
$^{132}\text{La } n^\circ 2$	$\pi g_{7/2} \otimes \nu h_{11/2}$	6	26.8	-65.1	1.6	2
$^{132}\text{La } n^\circ 2$	$\pi h_{11/2} \otimes \nu g_{7/2}$	4	24.7	-46.9	2.4	2
$^{134}\text{La } n^\circ 1$	$\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$	6	3.0	67.1	6.2	40

Os gráficos de $i_x \times \omega$ (figs. 3.20 e 3.21 (a)) mostram que o alinhamento é aproximadamente constante para todas as bandas, dentro da faixa experimentalmente observada de velocidades angulares de rotação.

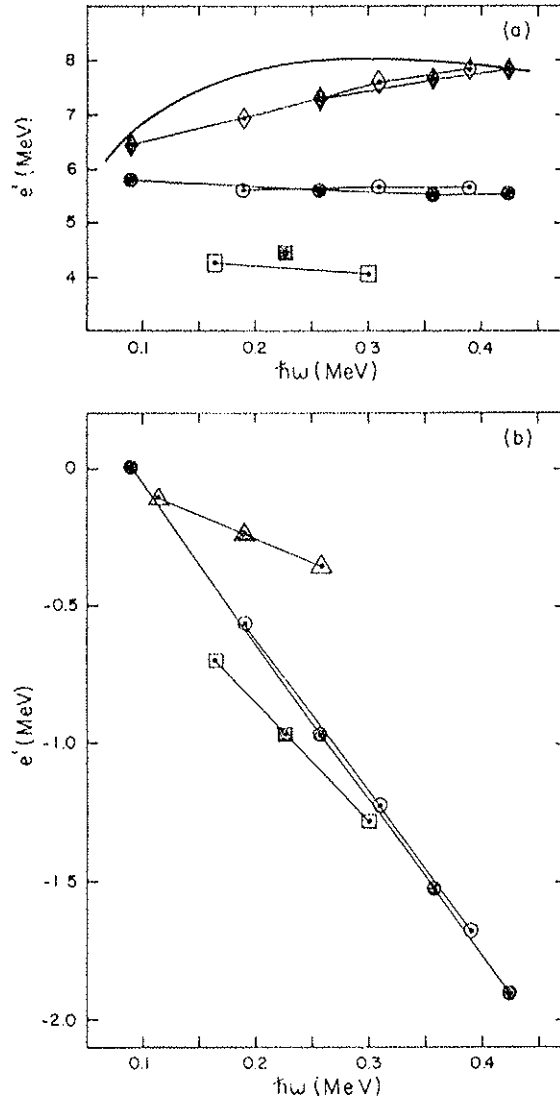


Figura (3.20): (a) Alinhamento e (b) Routhianos experimentais em função da frequência de rotação no ^{132}La . Os círculos se referem à banda 1 [$\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$] ($K = 5$) com os parâmetros de Harris ($\mathcal{J}_0, \mathcal{J}_1$) da tabela (3.5), e os losangos com $\mathcal{J}_0 = 4.0 \text{ h}^2\text{MeV}^{-1}$ e $\mathcal{J}_1 = 52.7 \text{ h}^4\text{MeV}^{-3}$ ($K = 5$). Os outros pontos se referem às duas possibilidades da banda 2: quadrados - [$\pi h_{11/2} \otimes \nu g_{7/2}$] ($K = 4$), com os mesmos parâmetros de Harris da tabela (3.5) para a banda 1; triângulos - [$\pi g_{7/2} \otimes \nu h_{11/2}$] ($K = 6$) com os respectivos parâmetros da tabela (3.5). Os símbolos cheios indicam $\alpha = -1$ e os vazios $\alpha = 0$. A curva de linha grossa em (a) é o alinhamento teórico para a banda [$\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$] ($\alpha = -1$).

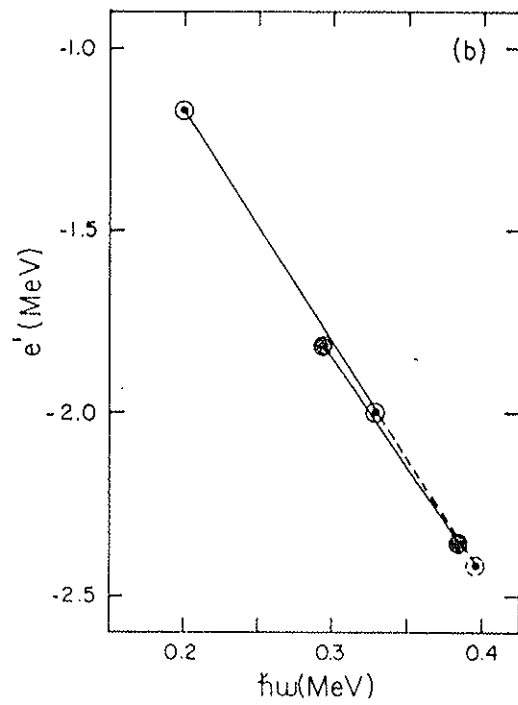
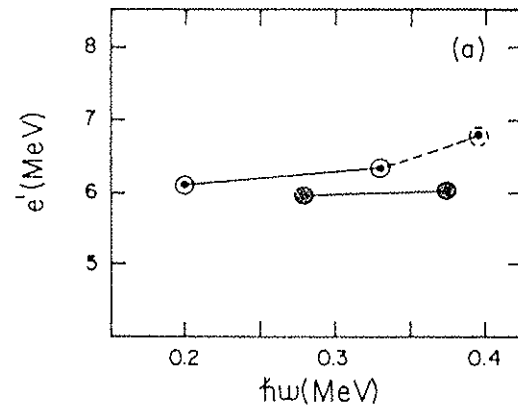


Figura (3.21): (a) Alinhamento e (b) Routhianos experimentais em função da frequência de rotação para a banda $[\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}]$ ($K = 6$) do ^{134}La com os parâmetros de Harris da tabela (3.5).

Os valores de "signature splitting" ($\Delta e'$) obtidos pela subtração dos valores extrapolados de e' , em dado valor de ω , também mostram pequena variação com ω , na faixa observada (figs. 3.20 e 3.21 (b)).

Para a banda 2 (^{132}La) com $K = 4$, o valor obtido para $\langle i_x \rangle$ (tab. 3.5) é muito baixo para uma banda onde o próton está acoplado à rotação. Usando os parâmetros da banda 1 obtém-se um valor mais razoável: $\langle i_x \rangle \cong 4.2 \text{ h}$ (fig. 3.20 b). Neste caso $\Delta e' = 6 \text{ keV}$.

Os resultados de $\Delta e'$ não são muito sensíveis a variações dos valores adotados para os parâmetros de Harris. O melhor ajuste para cada banda apenas facilita o cálculo dos valores de $\Delta e'$, pois lineariza as curvas de $e' \times \omega$.

A razão dos valores experimentais das probabilidades reduzidas de transição $B(M1)/B(E2)$ normalmente permite estimar o valor da projeção K de uma banda, através do formalismo semiclássico de Dönau e Frauendorf (Dö83). Nos casos estudados aqui, porém, devido a dupla colocação de vários raios γ nos esquemas e da presença de contaminantes dificultando o cálculo das intensidades, não foram obtidos valores confiáveis de $\langle K \rangle$. Sabemos porém que, de um modo geral, as transições $M1$ são bem mais fortes que as $E2$, o que indica valores altos de $\langle K \rangle$.

4) CÁLCULOS E COMPARAÇÃO COM MEDIDAS EXPERIMENTAIS

4.1) Escolha dos parâmetros:

-Os parâmetros de Nilsson κ e μ :

Os valores adotados são constantes para cada camada N do oscilador (Be85):

Para prótons:

$$N = 5 \quad \kappa = 0.060 \quad e \quad \mu = 0.65$$

$$N = 4 \quad \kappa = 0.065 \quad e \quad \mu = 0.57$$

Para nêutrons:

$$N = 5 \quad \kappa = 0.062 \quad e \quad \mu = 0.43$$

$$N = 4 \quad \kappa = 0.070 \quad e \quad \mu = 0.39$$

-A intensidade de emparelhamento Δ :

Os cálculos foram realizados com $\Delta_p = \Delta_n = 1.2$ MeV. Estes valores são razoáveis para a região de $A \cong 130$, de acordo com a ref. (Ch83).

O efeito do termo de emparelhamento na hamiltoniana de quasi-partícula é a formação de um espaçamento de energia ("gap") da ordem do valor de Δ , entre o estado fundamental e a primeira excitação de quasi-partícula em $\omega = 0$:

$$e'_1(\omega = 0) = \sqrt{(\epsilon_1 - \lambda)^2 + \Delta^2}, \quad (4.1)$$

onde ϵ_1 são os estados de energia do modelo de Nilsson.

Os níveis subseqüentes ficam comprimidos, facilitando a mistura entre as componentes de Ω e aumentando levemente o $\Delta e'$. Por outro lado, quando o alinhamento está próximo do valor máximo ($i_x \cong j$) o principal efeito do aumento de Δ é o aumento da frequência de cruzamento ω_c da banda do estado fundamental (ou

banda "g") com a banda "s" (cap. 2): $\omega_c \cong \Delta/j$. Dentro de uma amplitude plausível para os valores de Δ , o valor de $\Delta e'$ ("signature splitting") é insensível ao valor exato de Δ . A adoção de um valor de Δ independente de ω também é razoável. Embora cálculos microscópicos autoconsistentes indiquem a redução de Δ com o aumento de ω até o colapso, os resultados experimentais em geral apresentam um decréscimo mais suave (RS80).

-O potencial químico λ :

O valores de λ_p e λ_n foram ajustados para recuperar o valor médio do número de partículas Z e N respectivamente, de cada isótopo, em $\omega = 0$ e $\gamma = 0$. O cálculo foi realizado para a configuração do estado fundamental, isto é, sem excitações de quasi-partícula, representando portanto uma média entre os núcleos par-par Z-1, N-1 e Z+1, N+1. Tanto as excitações de quasi-partícula sobre este vácuo, quanto a mudança nos valores de ω e γ , provocam mudanças desprezíveis nos valores médios do número de partículas (da ordem de 0.1 partícula), justificando a adoção de valores constantes de λ .

-O parâmetro de deformação β :

A comparação entre as bandas dos diferentes isótopos de La revela uma tendência de diminuição do momento de inércia à medida que nos aproximamos da camada fechada N = 82 (fig. 4.1), indicando um correspondente decréscimo da deformação β .

O parâmetro β extraído de fórmulas empíricas aplicadas aos valores conhecidos dos estados $E(2^+)$ de núcleos par-par vizinhos, de acordo com o procedimento da referência (Me75) é:

$$\begin{aligned} \beta &= 0.235 && \text{para o } {}^{132}\text{La e} \\ \beta &= 0.207 && \text{para o } {}^{134}\text{La.} \end{aligned}$$

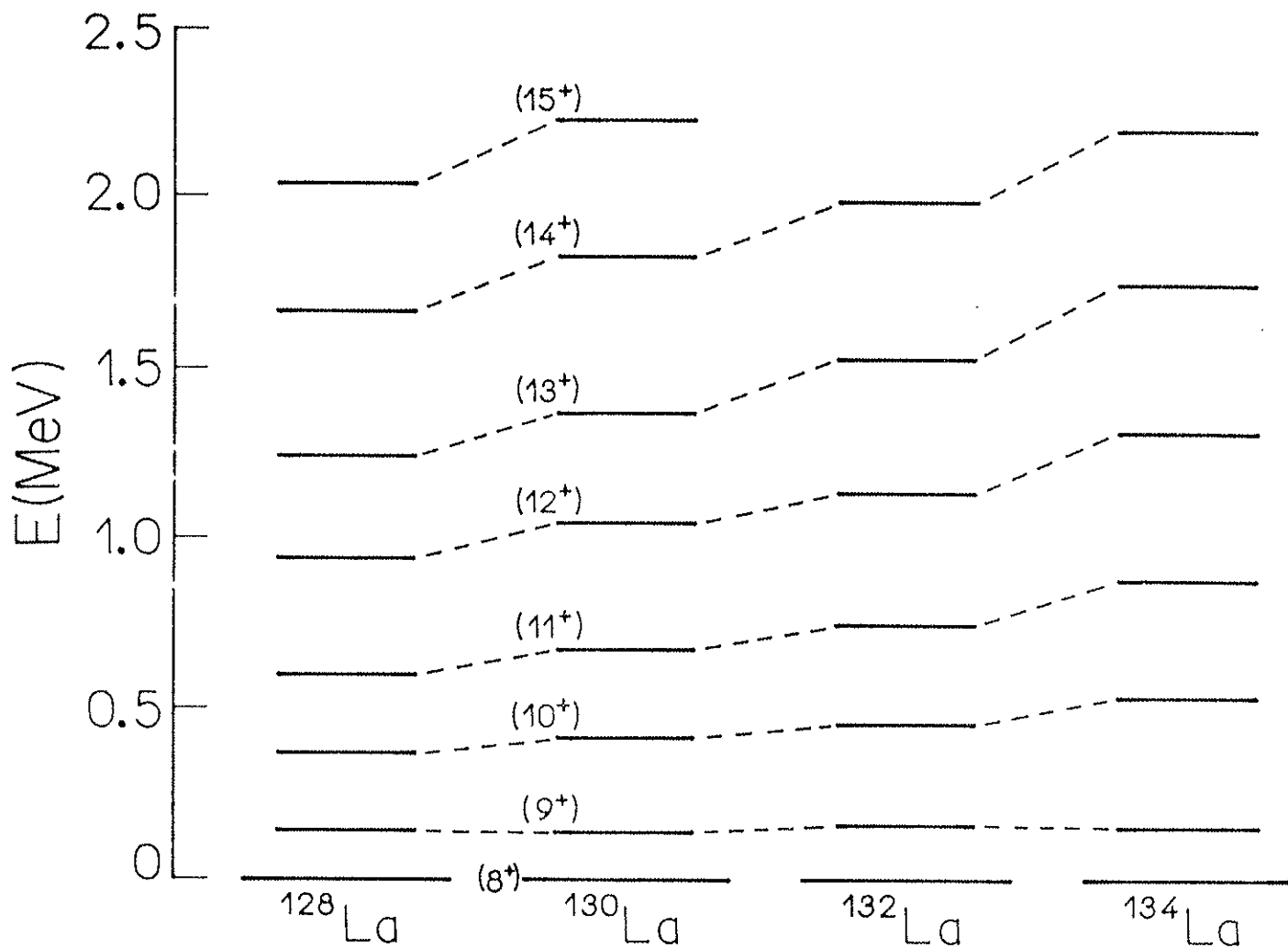


Figura (4.1): Níveis de energia das bandas $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$ dos isótopos de La. (1) (Go89), (2) (Ri89) (Pa87c).

O valor de β tem uma influência moderada sobre $\Delta E'$. Para maior comodidade de cálculo foi adotado $\beta = 0.2$ para a maioria dos cálculos.

-Os parâmetros de Harris $\mathcal{J}_0, \mathcal{J}_1$:

\mathcal{J}_0 e \mathcal{J}_1 foram ajustados conforme a descrição das seções (2.5) e (3.3).

O ajuste aos dados experimentais fornece valores efetivos que incorporam a dependência funcional em γ :

$$\mathcal{J}_{0,1}^{(ef)} = \mathcal{J}_{0,1} \frac{4}{3} \cos^2\left(\gamma + \frac{\pi}{6}\right), \quad (4.2)$$

admitindo que γ seja um valor constante para cada banda. Em princípio os cálculos devem ser feitos obtendo-se um valor γ_{eq} para a deformação de equilíbrio (mínimo do Routhiano total), que seja autoconsistente, isto é, obedeça a eq. (4.2) sendo \mathcal{J}_i os parâmetros usados no cálculo ($i = 0, 1$).

Os próprios cálculos porém, indicam que γ_{eq} pode variar com ω , e que as componentes de "signature" distintas podem apresentar deformações de equilíbrio diferentes. Por outro lado, os parâmetros de Harris têm pouca influência sobre o valor de γ_{eq} em valores baixos de ω , onde a energia de rotação é relativamente pequena, e pode considerar-se que \mathcal{J}_i corresponde a um valor γ médio.

Para valores mais altos de ω , a energia de rotação cresce em importância, requerendo maiores cuidados principalmente com o valor de \mathcal{J}_1 , cuja contribuição cresce com ω^4 .

Cabe lembrar que o ajuste de \mathcal{J}_0 e \mathcal{J}_1 foi feito admitindo-se alinhamento (i_x) constante. Mesmo do ponto de vista teórico isto é uma aproximação. Assim é preciso ver com reservas os resultados de $\langle i_x \rangle$ experimentais, uma vez que estes são sensíveis a

variações de \mathcal{J}_0 e \mathcal{J}_1 consistentes com uma variação suave de $i_x \times \omega$.

-A diferença de energia prolata-oblata V_{po} :

As previsões dos modelos teóricos baseados em potenciais de Woods-Saxon, Oscilador Modificado e folded-Yukawa (Ch83), quanto ao valor da diferença de energia potencial entre as formas prolata e oblata, apresentam discrepâncias de até 1 MeV entre si.

Na referência (Fr83) os autores propõem que o valor de V_{po} seja ajustado de maneira que a diferença entre os mínimos das duas "signatures" reproduza o $\Delta E'$ experimental. Na referência (Ch83) o parâmetro foi ajustado para se conformar com o valor da frequência de cruzamento ω_c no par-par ^{134}Ce . No caso dos ímpar-ímpar $^{132,134}\text{La}$ no entanto, o mínimo do Routhiano total ocorre em $\gamma \cong 0^\circ$ para as duas "signatures" onde o valor de V_{po} não tem influência, já que $\gamma = 0^\circ$ é um ponto de extremo da função $(1/2) V_{po} \cos(3\gamma)$. Isso mostra que a relação entre V_{po} e $\Delta E'$ não é muito direta. A determinação desse parâmetro ainda não pode, portanto, ser feita de maneira inequívoca.

Para os cálculos foi em geral adotado o valor de $V_{po} = -400$ keV, intermediário aos adotados para ^{130}Ce (-837 keV) e ^{134}Ce (0 keV) em (Ch83).

4.2) Os programas de CSM:

A subcamada $h_{11/2}$ é uma camada intrusa, isto é, a subcamada de energia mais baixa da camada $N = 5$, penetrando no interior da camada de paridade oposta $N = 4$. Como paridades não se misturam, e a mistura com os demais níveis da camada $N = 5$ é energeticamente desfavorecida, os orbitais $h_{11/2}$ são relativamente puros em termos de momento angular j . Assim, foi feito um programa de CSM, desprezando as misturas de j , que serviu para a realização de cálculos preliminares. Posteriormente, um programa mais completo foi adquirido (TRCR) (TA88), capaz de realizar as misturas de j ,

segundo a regra de seleção $\Delta j = 2$. Em princípio há também misturas de N , de acordo com a regra $\Delta N = 2$ (conservação da paridade), mas estas foram consideradas desprezíveis, diminuindo o número de dimensões necessárias do espaço de Hilbert, e facilitando os cálculos.

Um programa foi desenvolvido para adicionar a contribuição do caroço aos Routhianos de quasi-partícula única segundo o procedimento descrito na seção (2.4).

4.3) Resultados dos cálculos:

-Bandas $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$:

As figuras (4.2) e (4.3) mostram resultados típicos de Routhianos de quasi-partícula em função de ω para $\gamma = 0$. Os parâmetros λ foram escolhidos para obter $\langle N \rangle = 75$ e $\langle Z \rangle = 57$ (^{132}La). As frequências do primeiro cruzamento de prótons é $\omega = 0.038 \omega_0$, e de nêutrons é $\omega_c = 0.057 \omega_0$, (ambos $h_{11/2}$). No ^{134}La o primeiro cruzamento de nêutrons ($h_{11/2}$) ocorre em $\omega_c = 0.063 \omega_0$.

No ^{132}La o alinhamento calculado para prótons é $i_{xp} = 5.1 \hbar$, para nêutrons, $i_{xn} = 2.9 \hbar$ ($\omega = 0.031 \omega_0$) dando um resultado total de $i_x = 8.0 \hbar$, enquanto que o experimental é $5.6 \hbar$. Para o ^{134}La o alinhamento total é $7.9 \hbar$ e o experimental $6.3 \hbar$ ($\omega = 0.04 \omega_0$). Valores diferentes para os parâmetros de Harris, permitindo uma variação suave de $i_x \times \omega$, podem elevar o resultado experimental para próximo do teórico (fig. 3.17-a), mas com um comportamento diferente.

A figura (4.4) mostra $e' \times \gamma$ a $\omega = 0.031 \omega_0$ para os estados $h_{11/2}$ de energia mais baixa do ^{132}La . A situação do próton na parte inferior e do nêutron na metade superior da camada $h_{11/2}$ e a conseqüente oposição de tendências polarizadoras (próton, $\gamma > 0$; nêutron, $\gamma = -60^\circ$), é típica da região dos deficientes em nêutrons de $A \approx 130$. Devido ao cancelamento parcial das forças

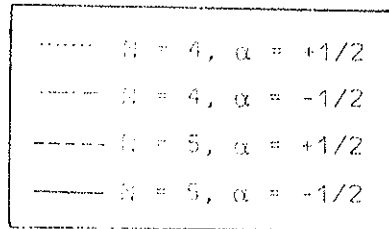
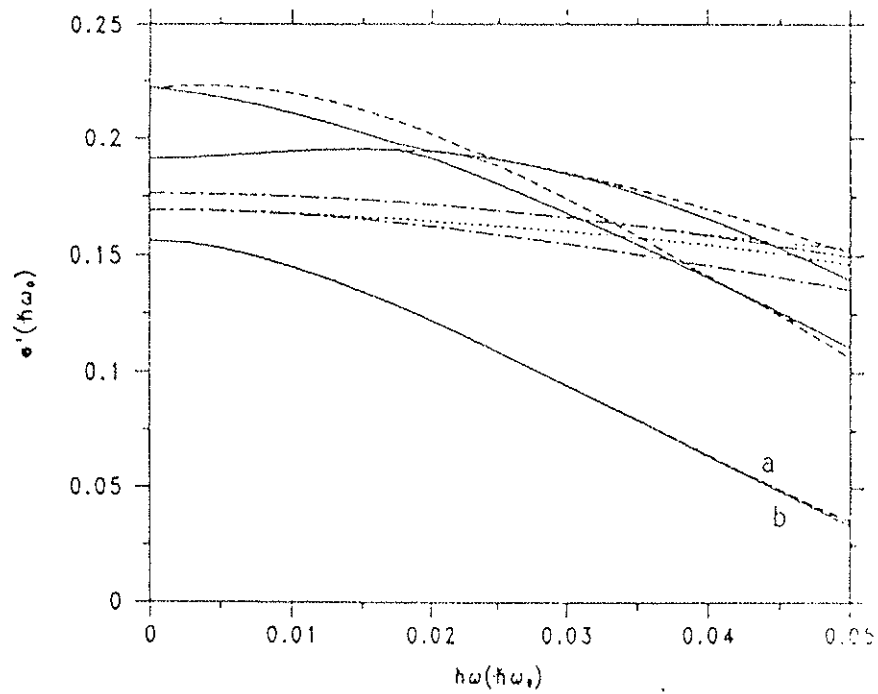


Figura (4.2): Routhianos de quasi-nêutron em função da frequência de rotação. ($\langle N \rangle = 75$; $\beta = 0.2$; $\Delta = 0.15 \hbar\omega_0$; $\gamma = 0^\circ$).

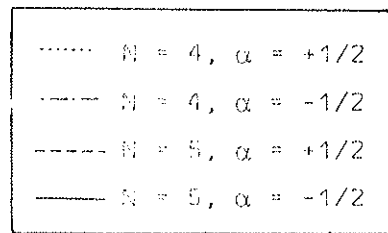
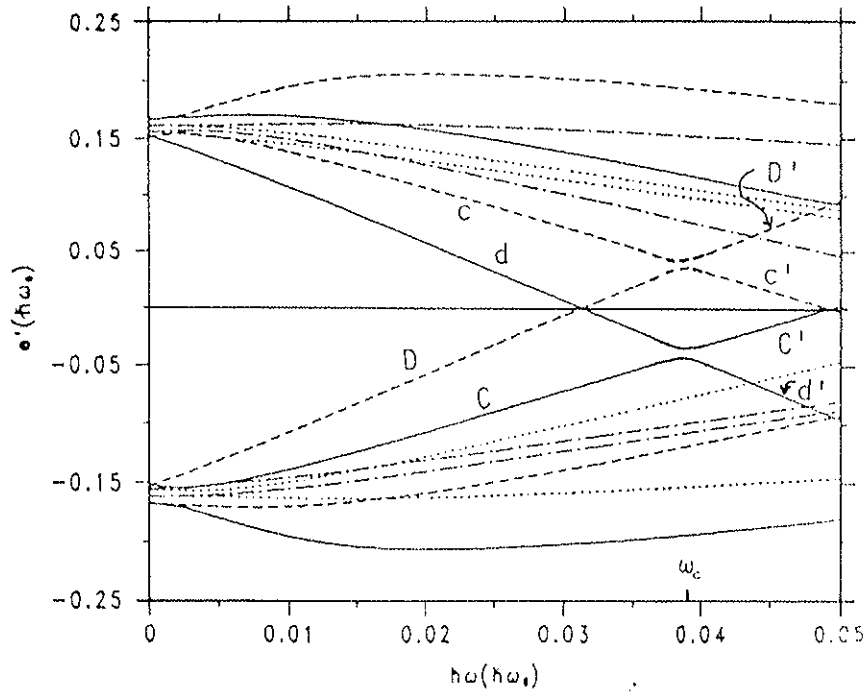


Figura (4.3): Routhianos de quasi-próton em função da frequência de rotação. ($\langle Z \rangle = 57$; $\beta = 0.2$; $\Delta = 0.15 \hbar \omega_0$; $\gamma = 0^\circ$). ω_c é a frequência de cruzamento dos orbitais $\pi h_{11/2}$ (c, d) com (D, C). Após o cruzamento, nos níveis (c') e (d'), continuamente ligados aos níveis (D) e (C), predomina a função de onda dos níveis (c) e (d) respectivamente (Be85).

polarizadoras, a deformação de equilíbrio nos ímpar-ímpar deverá ser próxima de $\gamma = 0^\circ$, onde a componente desfavorecida do próton ($\alpha = 1/2$) tem baixa probabilidade de ser observada experimentalmente. O valor de "signature splitting" do nêutron é pequeno e cresce a medida que γ toma valores mais negativos.

A figura (4.5) mostra o Routhiano total E' em função de γ com $\hbar\omega = 0.031 \hbar\omega_0 \cong 250$ keV e $\beta = 0.2$, para os primeiros estados $5h_{11/2}$ ($\alpha = -1$ e $\alpha = 0$, próton fixo no orbital $\alpha = -1/2$) no núcleo de ^{132}La .

Os pontos de equilíbrio calculados para diferentes frequências estão na tabela (4.1).

Tabela (4.1): Pontos de mínimo de $E'(\gamma) - \pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$.
Os cálculos foram feitos em $\beta = 0.2$.

Núcleo	$\omega(\omega_0)$	γ_{eq}	$\Delta E'_{eq}$ (keV)
^{132}La	0.031	2°	0
	0.038	-4°	7
	0.045	-9°	25
	0.052	-15°	100
^{134}La	0.031	2°	0
	0.038	1°	1
	0.040	-5°	5

Nos dois isótopos o valor de "signature splitting" está bem abaixo do experimental (25 e 40 keV respectivamente) até $\omega = 0.045 \omega_0$. A partir daí os cálculos mostram um crescimento súbito do $\Delta E'$ para o ^{132}La , mas os resultados experimentais não indicam variações fortes até a máxima frequência observada $\omega \cong 0.055 \omega_0$. Essa discrepância foi relatada também em (Ri89) e

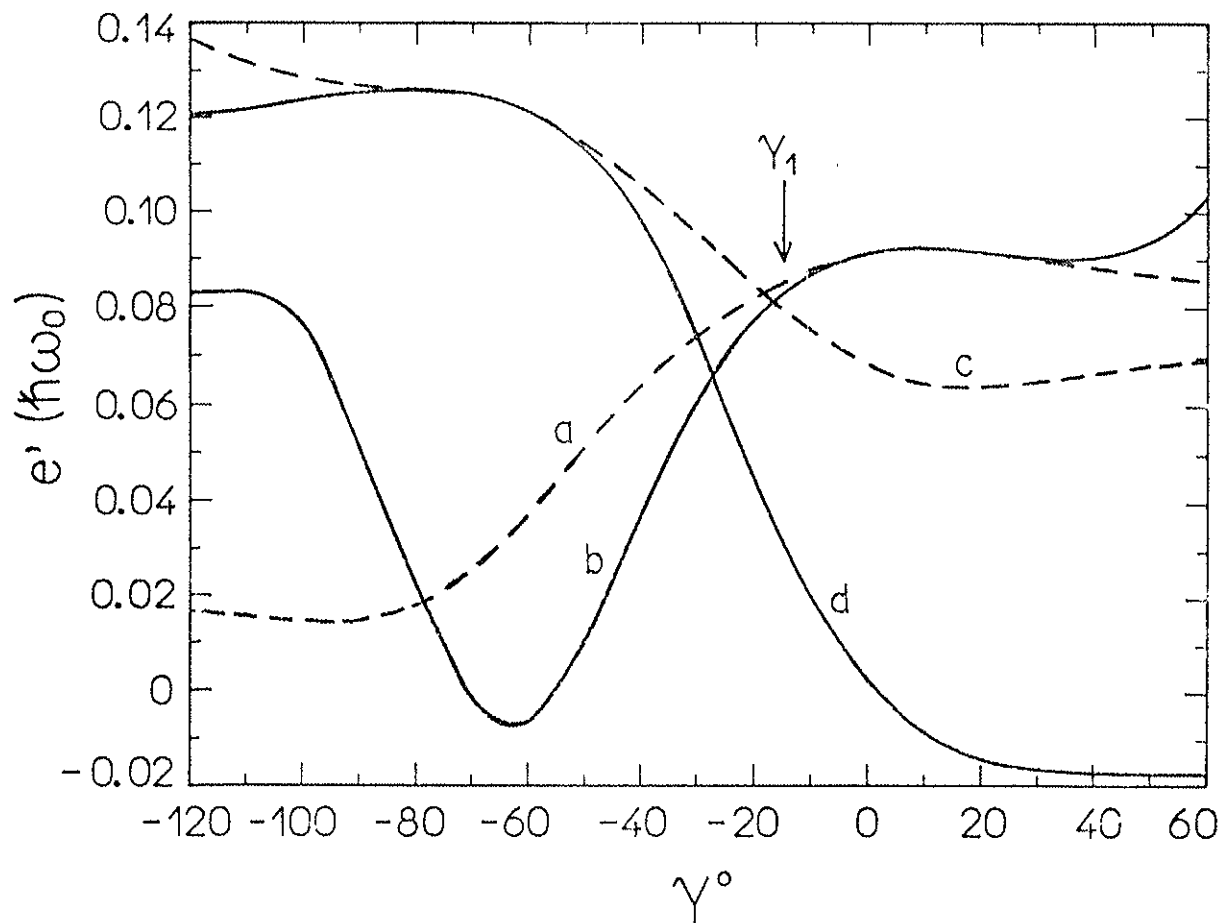


Figura (4.4): Routhianos dos primeiros estados de quasi-partícula $h_{11/2}$ em função de γ no ^{132}La . (a,b) nêutrons, (c,d) prótons. As linhas contínuas são para $\alpha = -1/2$ e as tracejadas para $\alpha = 1/2$. A flecha indica a deformação γ_1 onde a diferença energética entre as componentes de nêutron (a,b) é igual ao valor de "signature splitting" experimental.

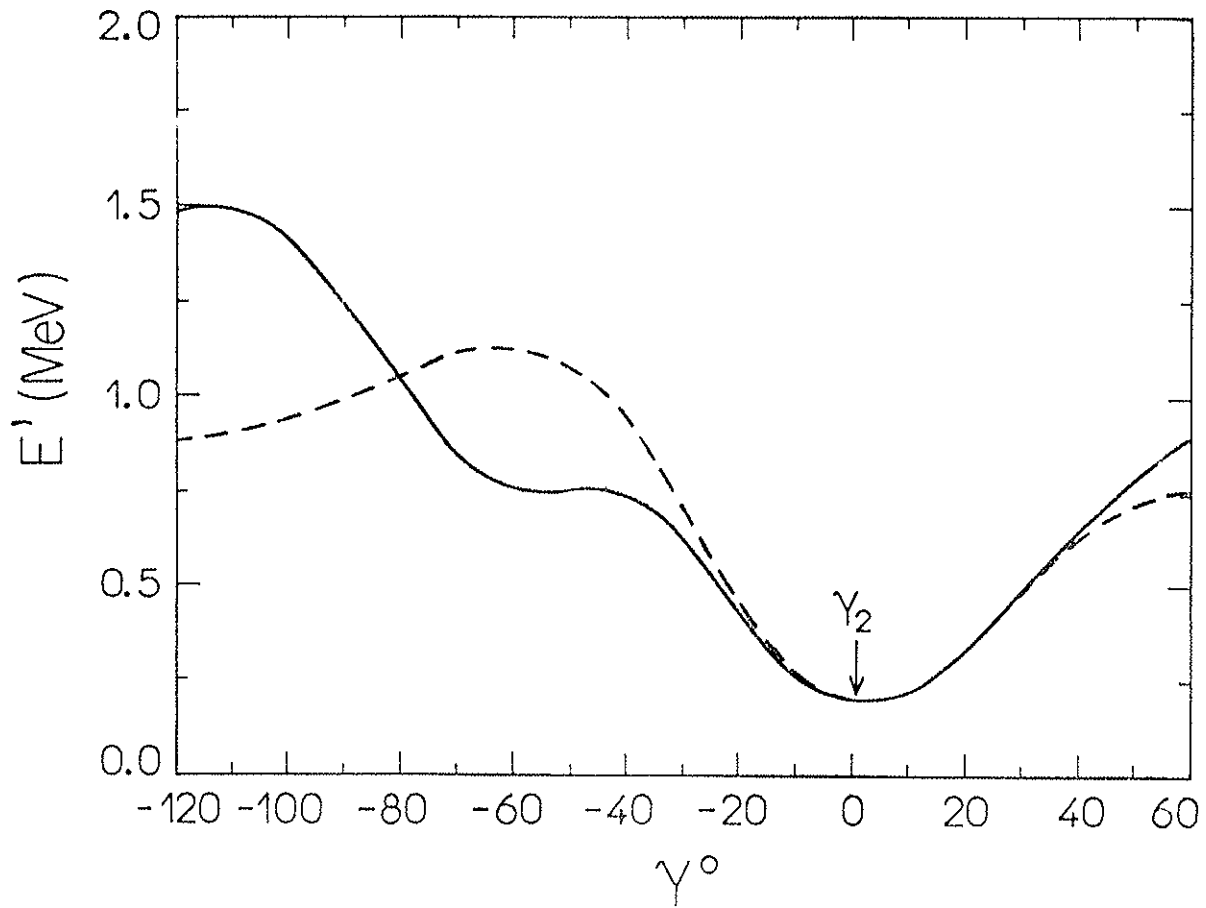


Figura (4.5): Routhianos totais em função de γ para a configuração $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$ do ^{132}La . A linha contínua é para $\alpha = -1$ e a tracejada para $\alpha = 0$. γ_2 é a deformação de equilíbrio.

(Go89b). Como o mínimo de $e'(\nu h_{11/2})$ se desloca no sentido de γ negativos, com o aumento de N , esse efeito tende a ser retardado. Assim no ^{134}La ele deverá ocorrer em ω maiores do que os observados experimentalmente.

Cálculos feitos aumentando-se β mostram uma tendência de decréscimo de γ_{eq} . Assim, para valores um pouco maiores de β , como o da deformação estimada para o ^{132}La , ($\beta = 0.235$, sec. 4.1) o $\Delta E'$ é um pouco maior: 10 keV ($\gamma_{eq} = -8^\circ$), a $\omega = 0.038 \omega_c$.

Podemos definir γ_1 como sendo a deformação na qual o valor de "signature splitting" calculado é igual ao valor experimental $\Delta E'_1$, e γ_2 o valor da deformação de equilíbrio calculada na qual o valor de "splitting" é $\Delta E'_2$. A tabela (4.2) mostra os resultados para núcleos já estudados experimentalmente. Os valores foram calculados para frequência de rotação $\omega = 0.031 \omega_0$ e deformação $\beta = 0.2$. Para todos os ímpar-ímpar foi adotado $V_{po} = -400$ keV, exceto para ^{130}La ($V_{po} = -500$ keV). Para os N-ímpar foi adotado $V_{po} = -800$ keV.

Tabela (4.2): "Signature splitting" e deformação γ nas bandas $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$ em núcleos ímpar-ímpar, e $\nu h_{11/2}$ em núcleos N-ímpar ($A \cong 130$). Os valores entre parêntesis são para a componente desfavorecida, quando esta desenvolve um mínimo em deformação distinta da favorecida. As incertezas em $\Delta E'$ são da ordem de 10%:

Núcleo	$\Delta E'_1$ (keV)	γ_1	$\Delta E'_2$ (keV)	γ_2
$^{130}\text{La}^a$	50	-18°	3	-2°
^{132}La	25	-14°	0	2°
^{134}La	40	-28°	0	2°
^{134}Pr	45	-22°	7	-8°
$^{136}\text{Pr}^b$	40	-15°	5	0°
^{136}Pm	40	-21°	14	-13°
^{138}Eu	35	-20°	43	$-24^\circ (-20^\circ)$
^{129}Ba	200^c	-40°	36	$-20^\circ (-12^\circ)$
^{133}Ce	110^d	-30°	38	$-19^\circ (-14^\circ)$

^a(R189), ^b(Em89), ^c(Gi78), ^d(Ma87).

$\Delta E'_1$ é o "signature splitting" experimental;

γ_1 é a deformação onde o $\Delta E'$ calculado é igual ao valor experimental $\Delta E'_1$;

γ_2 é a deformação de equilíbrio calculada;

$\Delta E'_2$ é o valor do "splitting" na deformação de equilíbrio γ_2 .

Nos N-ímpar, um segundo mínimo se desenvolve em valores muito negativos de γ (-60° no ^{133}Ce , p.ex.) e freqüentemente se torna mais fundo que o mínimo próximo de 20° . Somente usando valores mais altos de V_{po} (-800 keV) é possível equipará-los. De qualquer forma, os dois regimes de rotação poderiam co-existir originando bandas com características distintas.

A figura (4.6) apresenta os valores experimentais de "signature splitting" em função de N para bandas $\nu h_{11/2}$ em isótopos de Ba e Ce e $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$ em isótopos de La e Pr. A tendência alternante de $\Delta E'$ maior e menor, em função de N, não é reproduzida pelos cálculos.

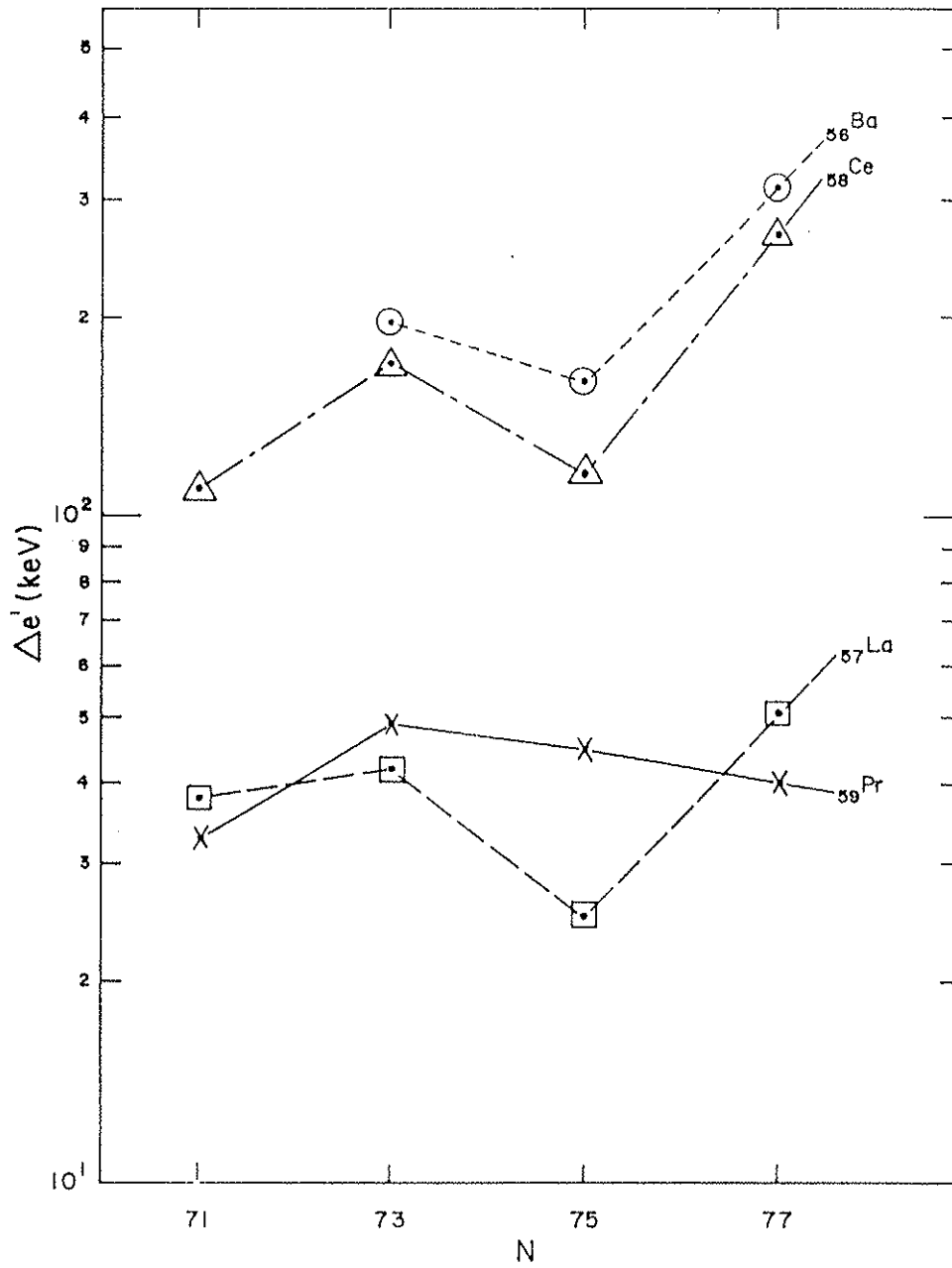


Figura (4.6): "Signature splitting" experimental em função do número de nêutrons nas bandas $\nu h_{11/2}$ isótopos de Ce, Ba, e $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$ de La e Pr.

-Outras bandas :

Os resultados experimentais para a banda 2 no ^{132}La não são muito conclusivos devido ao reduzido número de pontos (3) mas indicam baixo valor de "signature splitting" (-10 a 6 keV dependendo dos parâmetros adotados para a configuração de referência).

Cálculos para a banda $\pi(g_{7/2}, d_{3/2}) \otimes \nu h_{11/2}$ realizados a $\omega = 250$ keV e $\beta = 0.2$, indicam mínimo do Routhiano total em $\gamma \cong -50^\circ$ para $\alpha = -1$ e $\gamma \cong -20^\circ$ para $\alpha = 0$, com "signature splitting" de 210 keV.

Para a configuração $\pi h_{11/2} \otimes \nu(g_{7/2}, d_{3/2})$ os cálculos mostram mínimo de E' em $\gamma \cong 10^\circ$ para $\alpha = -1$ e $\gamma \cong -10^\circ$ para $\alpha = 0$, com $\Delta E' \cong 100$ keV. Aumentando-se o valor de V_{po} para -800 keV é possível reduzir o valor de $\Delta E'$ para próximo de 0 keV.

5) DISCUSSÃO

a) Bandas $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$:

Em uma primeira abordagem a figura (4.6) mostra que nos núcleos ímpares em número de nêutrons (tais como 129 a 133 Ba e 129 a 135 Ce) os valores de "signature splitting" experimentais das bandas $\nu h_{11/2}$ são muito maiores do que nas bandas $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$ dos ímpar-ímpar vizinhos. De acordo com a hipótese das forças de polarização γ exercidas por quasi-partículas em orbitais de j alto, o nêutron $h_{11/2}$ força a deformação nuclear a ficar fortemente triaxial nos N-ímpares (fig. 4.4 a,b). Nos ímpar-ímpar, a tendência oposta do próton $h_{11/2}$ (fig. 4.4 d) compensa parcialmente o efeito do nêutron, reduzindo a triaxialidade e conseqüentemente diminuindo o valor da separação energética entre as componentes $\alpha = -1/2$ e $+1/2$ do nêutron. A componente desfavorecida do próton ($\alpha = 1/2$, fig. 4.4. c) dificilmente é observada, pois está afastada da linha de yrast pelo elevado valor de "signature splitting".

Aumentando-se o número de nêutrons, observa-se uma tendência geral de crescimento do valor de "signature splitting", apresentando uma flutuação muito semelhante em quase todos os isótopos. Este efeito não é previsto pelo modelo adotado. Nos N-ímpares, com o progressivo preenchimento da subcamada $h_{11/2}$, o orbital do nêutron de valência favorece continuamente valores de γ cada vez mais negativos. A situação não é clara pois para uma dada deformação (entre 0° e -30°) o "splitting" diminui com o aumento de λ_ν .

Os cálculos indicam também um segundo ponto de mínimo do Routhiano total dos N-ímpares, próximo do mínimo do Routhiano de quasi-nêutron ($\gamma \cong -60^\circ$), freqüentemente mais profundo que o primeiro mínimo. Um fenômeno semelhante foi previsto pelos cálculos da referência (Go89b), para o núcleo de 130 La, em valores de ω elevados. Tal deformação originaria bandas oblatas com nêutron desacoplado, o que não corresponde aos resultados experimentais. O

papel da energia potencial de forma através do parâmetro V_{po} é fundamental nestes casos. Adotando $V_{po} = 0$ para o ^{133}Ce , por exemplo, Y.S.Chen (Ch83) previu $\gamma_{eq} = -64^\circ$ ($\alpha = -1/2$) e $\gamma_{eq} = -80^\circ$ ($\alpha = +1/2$) com $\Delta E' = 434$ keV, muito acima do valor experimental (100 keV).

Os resultados quantitativos dos cálculos, baseados no procedimento de Frauendorf e May, mostram uma tendência de aumento de $\Delta E'$ com a elevação de λ_π nos isótonos ímpar-ímpar de $N = 75$ e $N = 77$ que não é claramente obedecida pelos resultados experimentais (tabela 4.2).

Observa-se ainda que os valores de γ_1 são, em quase todos os casos, mais negativos que os de γ_2 , e conseqüentemente $\Delta E'_2$ é menor que os valores experimentais $\Delta E'_1$. A única exceção, no caso do ^{138}Eu , que apresenta $\Delta E'_2$ maior que o dos N-ímpar, se deve ao menor valor de V_{po} usado, e ao efeito da elevação do potencial químico λ_π do próton, originando um mínimo de $e'(\pi h_{11/2})$ em torno de $\gamma = -18^\circ$.

As dificuldades na reprodução quantitativa dos resultados experimentais pode indicar que: (1) a triaxialidade é diferente da calculada para a deformação de equilíbrio; ou, (2) que há outra origem para a existência de "signature splitting" ainda não considerada.

A dificuldade na obtenção do valor do parâmetro V_{po} , tanto do ponto de vista teórico quanto experimental, está relacionada com a primeira suposição. A expressão para a energia potencial de forma nuclear pode ser mais complexa do que a assumida (eq. 2.22). O potencial de forma poderia ter pontos de equilíbrio em deformações não axialmente simétricas, e ser sensível a pequenas variações do número de partículas (vide flutuações de $\Delta E'(N)$).

A tendência prevista de aumento da triaxialidade e "signature splitting" com o aumento da freqüência de rotação também é fracamente obedecida pelos resultados experimentais (Ri89), que mostram $\Delta E'$ constante ou apenas um leve crescimento. Isto pode indicar uma rigidez nuclear maior que a esperada quanto a mudanças

de deformação.

Nas bandas $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$ dos núcleos ímpar-ímpar o valor de V_{po} tem pouca influência sobre os resultados, já que a deformação de equilíbrio é próxima de 0° . As discrepâncias nesse caso podem ser causadas pela interação residual próton-nêutron, que pode ser capaz de influir no valor de $\Delta e'$ (Pr89), mesmo que o valor do γ de equilíbrio calculado não mude, conforme a suposição (2).

b) Outras bandas:

O posicionamento da banda 2 no ^{132}La sobre o estado isomérico conhecido 6^- , é consistente com a ausência de transições observadas em coincidência, depopulando o nível em questão, e com os resultados de distribuição angular admitindo $I^\pi = (7^-)$ para a banda 1. Como no ^{131}La o estado fundamental $3/2^+$ (configuração $\pi[422]_{2/2}^{3+}$) está 305 keV abaixo da banda $h_{11/2}$ ($I_{cb}^\pi = 11/2^-$), uma configuração possível para a banda 2 do ^{132}La seria $\pi[422]_{2/2}^{3+} \otimes \nu h_{11/2}$ com cabeça de banda $I^\pi = K^\pi = 6^-$. Admitindo-se deformação prolata axialmente simétrica, o valor de $\Delta e'$ teórico seria próximo de zero (1-2 keV), de acordo com os resultados experimentais. Não obstante, como a força de polarização em camadas de baixo momento angular j ($d_{5/2}$, $g_{7/2}$) é pequena, a deformação de equilíbrio é dominada pela polarização do nêutron $h_{11/2}$ resultando em formas muito triaxiais ($\gamma < -20^\circ$) e grande $\Delta E'$. Esta é uma objeção forte contra a atribuição desta configuração para a banda 2.

Uma outra possibilidade de configuração com paridade negativa seria $\pi h_{11/2} \otimes \nu(g_{7/2}, d_{3/2})$, como as bandas observadas nos isótonos ^{130}La e ^{132}Pr (Sh88). Neste caso o acoplamento perpendicular entre próton ($h_{11/2}$) e nêutron ($g_{7/2}$) (vide cap. 4) resultaria em $I_{cb} = 6.7\hbar$ (a mistura do orbital $d_{3/2}$ com $g_{7/2}$ pode ser responsável pela diminuição deste valor para $I \cong 6$). Mesmo neste caso, só é possível um acordo razoável entre teoria e experiência aumentando o valor de V_{po} para -800 keV.

Infelizmente os resultados experimentais não permitiram estender a banda 2 para spins mais altos, e verificar a existência de cruzamentos de bandas que permitiriam, provavelmente, distinguir entre as duas possibilidades de configuração, dadas as distintas frequências de cruzamento para próton e nêutron. As condições experimentais podem melhorar, nesse sentido, com a utilização de um maior número de detetores e de supressores Compton.

6) CONCLUSÃO

Bandas $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$ foram identificadas experimentalmente pela primeira vez nos isótopos $^{132,134}\text{La}$, apresentando um valor moderado de "signature splitting". No ^{132}La foi também observada uma outra banda possivelmente baseada no estado metaestável 6^- de $T_{1/2} = 24$ m, praticamente sem "signature splitting" ($\Delta e'$). Os resultados foram interpretados através do modelo de camadas "Cranked" triaxial.

Em termos qualitativos os resultados do modelo são confirmados pelos resultados experimentais, ou seja, a redução do "signature splitting" nos núcleos ímpar-ímpar em comparação com os ímpares em nêutrons devido à compensação da força de polarização γ do quasi-nêutron pela tendência oposta do quasi-próton.

Os resultados quantitativos do modelo, complementado pelo procedimento de Frauendorf e May, porém, introduzem dificuldades. A determinação do valor do parâmetro V_{po} (diferença de energia potencial entre as formas prolata e oblata) parece ser o problema mais difícil, uma vez que tanto os valores teóricos quanto as propostas de ajuste aos dados experimentais resultam em uma dispersão grande de valores. A própria forma funcional: $\frac{1}{2} V_{po} \cos(3\gamma)$ é questionável, pois não é completamente fundamentada teoricamente. Uma abordagem sistemática que considere globalmente as evidências empíricas na região dos núcleos transicionais de $A \cong 130$ seria útil.

REFERÊNCIAS

- Ac83 J.C. Acquadro, L.A.B. Tessarotto, M. Stier, P.R.S. Gomes
O. Sala, Proc. Intern. Ion Engineering Congress, Kyoto
(1983).
- An76 G. Andersson, S.E. Larsson, G. Leander, P. Möller,
S.G. Nilsson, I. Ragnarsson, S. Aberg, R. Bengtsson, J. Dudek,
B. Nerlo-Pomorska, K. Pomorski, Z. Szymanski, Nucl. Phys.
A268 (1976) 205.
- Be79a R. Bengtsson & S. Frauendorf, Nucl. Phys. **A327** (1979) 139.
- Be79b R. Bengtsson & S. Frauendorf, Nucl. Phys. **A314** (1979) 27.
- Be84 R. Bengtsson and J.D. Carret, in *Proceedings of the Nordic
Winter School on Nuclear Physics Hemsedal, Norway, 1983,*
Vol.2 - *Collective Phenomena in Atomic Nuclei*, ed.
T. England, J. Rekstad, e J.S. Vaagen (World-Scientific,
Singapore, 1984).
- Be85 T. Bengtsson & I. Ragnarsson, Nucl. Phys. **A436** (1985) 14.
- Be87 C.W. Beausang, L. Hildingsson, E.S. Paul, W.F. Piel, Jr.,
N. Xu, D.B. Fossan, Phys. Rev. C **36** (1987) 1810.
- Ch83 Y.S. Chen, S. Frauendorf, G.A. Leander, Phys. Rev. C **28**
(1983) 2437.
- Dö83 F. Döna and S. Frauendorf, in *Proceedings of the
Conference on High Angular Momentum Properties of Nuclei,*
Oak Ridge, 1982, ed. N.R. Johnson (Harwood Academic, New
York, 1983), p. 143.
- Em89 L.G.R. Emediato, Tese de Mestrado, IFUSP, Laboratório
Pelletron, (1989).
- Fr82 S. Frauendorf, in *Proc. Nuclear Physics Workshop, Trieste,*
Italy, Oct. 5-30 1981, ed. C.H. Dasso (North Holland,
Amsterdam, 1982), p. 111.
- Fr83 S. Frauendorf & F.R. May, Phys. Lett. **125B** (1983) 245.
- Ga80 A. Gavron, Phys. Rev. C **21** (1980) 230.
- Gi78 J. Gizon, A. Gizon, Y.K. Lee, D.O. Elliott, Phys. Rev. C **17**
(1978) 596.

- GM58 C. J. Gallagher, Jr., & S. A. Moszkowski, Phys. Rev. **111** (1958) 1282.
- Go89 M. J. Godfrey, Y. He, I. Jenkins, A. Kirwan, P. J. Nolan, D. J. Thornley, S. M. Mullins, R. Wadsworth, J. Phys. G: Nucl. Phys. **15** (1989) 487; *ibid* 671.
- Go89b M. J. Godfrey, Y. He, I. Jenkins, A. Kirwan, P. J. Nolan, D. J. Thornley, S. M. Mullins, R. Wadsworth, R. A. Wyss, J. Phys. G: Nucl. Phys. **15** (1989) 671.
- GP69 C. Gerschel & N. Perrin, C.R. Acad. Sc. Paris, série B, t. 269 (1969) 220.
- Ha65 S. M. Harris, Phys. Rev. **138** (1965) B509.
- HH72 B. Harmat & T. H. Handley, Nucl. Phys. **A191** (1972) 497.
- In54 D. R. Inglis, Phys. Rev. **96** (1954) 1059; *ibid* **97** (1955) 701.
- Kr80 A. J. Kreiner, M. A. J. Mariscotti, J. Phys. G: Nucl. Phys. **6** (1980) L13.
- Le73 J. R. Leigh, K. Nakai, K. H. Maier, F. Pühlhofer, F. S. Stephens, R. M. Diamond, Nucl. Phys. **A213** (1973) 1.
- Le78 C. M. Lederer, V. S. Shirley, Table of Isotopes (1978).
- Le83 G. A. Leander, S. Frauendorf, F. R. May, in *Proceedings of the Conference on High Angular Momentum Properties of Nuclei, Oak Ridge, 1982*, ed. N. R. Johnson (Harwood Academic, New York, 1983), p. 281.
- Li88 Y. Liang, K. Ahn, R. Ma, E. S. Paul, N. Xu, D. B. Fossan, Phys. Rev. C **38** (1988) 2432.
- Ma87 R. Ma, E. S. Paul, C. W. Beausang, S. Shi, N. Xu, D. B. Fossan, Phys. Rev C **36** (1987) 2322.
- Ma88 R. Ma, E. S. Paul, S. Shi, C. W. Beausang, W. F. Piel, Jr., N. Xu, D. B. Fossan, T. Chapurán, D. P. Balamuth, J. W. Arrison, Phys. Rev. C **37** (1988) 1926.
- Me75 J. Meyer-Ter-Vehn, Nucl. Phys. **A249** (1975) 111; *ibid* 141.
- Mi86 B. Milner - VAXPAK Programs ORNL - Private Communications, Oak Ridge National Laboratory, USA, 1986.
- Mi77 R. Middleton, Nucl. Instr. Meth. **144** (1977) 373.

- Mo83 B.R.Mottelson, in *Proceedings of the Conference on High Angular Momentum Properties of Nuclei, Oak Ridge, 1982*, ed. N.R.Johnson (Harwood Academic, New York, 1983), p.1.
- Mo85 T.Morek, H.Beuscher, B.Bochev, T.Kutsarova, R.M.Lieder, M.Müller-Veggian, A.Neskakis, Nucl. Phys. **A433** (1985) 159.
- MY76 H.Morinaga & T.Yamazaki, *In-Beam Gamma-Ray Spectroscopy*, North-Holland Publishing Company, Amsterdam - New York - Oxford, 1976.
- O188 J.R.B.Oliveira, L.G.R.Emediato, M.A.Rizzutto, R.V.Ribas, W.A.Seale, M.N.Rao, N.H.Medina, S.Botelho, E.W.Cybulska, Publicações - IFUSP/P-712 (1988).
- O189 J.R.B.Oliveira, L.G.R.Emediato, M.A.Rizzutto, R.V.Ribas, W.A.Seale, M.N.Rao, N.H.Medina, S.Botelho, E.W.Cybulska, Phys. Rev. C **39** (1989) 2250.
- Pa85 G.Palameta & J.C.Waddington, Nucl. Instr. **A234** (1985) 476.
- Pa87a S.D.Paciornik, M.D.Ferraretto, A.P.Teles, P.C.M.Freitas, N.E.P.Pereira, F.Pádoa e D.Stucker, "Migração de um Sistema de Aquisição de Dados Estocásticos em Física Nuclear de um Ambiente Honeywell/IBM para um Ambiente VAX/780 e Hardware Adicional", Anais do 5^o Simpósio de Usuários Digital (1987).
- Pa87b E.S.Paul, C.W.Beausang, D.B.Fossan, R.Ma, W.F.Piel, Jr., N.Xu, L.Hildingsson, G.A.Leander, Phys. Rev. Lett. **58** (1987) 984.
- Pa87c E.S.Paul, C.W.Beausang, D.B.Fossan, R.Ma, W.F.Piel Jr., N. Xu, Phys. Rev. C **36** (1987) 1853.
- RS80 P.Ring & P.Schuck, *The Nuclear Many-Body Problem*, Springer-Verlag, New York, (1980).
- Ri88 R.V.Ribas, Comunicação interna (1988).
- Ri89 M.A.Rizzutto, Tese de Mestrado, IFUSP, Laboratório, Pelletron, (1989).

- Ro75 V. Rotberg, Tese de Mestrado, IFUSP, Laboratório Pelletron, (1975).
- Sa74 O. Sala & G. Spalek, Nucl. Instr. and Meth. 122 (1974) 213.
- Sh88 S. Shi, C. W. Beausang, D. B. Fossan, R. Ma, E. S. Paul, N. Xu. Phys. Rev. C 37 (1988) 1478.
- TA88 Laboratório Tandar, Argentina - Comunicação Particular (1988).
- Va89 V. R. Vanin & M. Aiche, Panoramix Manuel, Centre de Recherches Nucléaires de Strasbourg (1988) e referências internas.