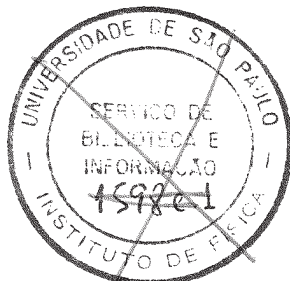


UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA



ESTADOS DE SPIN ELEVADO EM ^{130}La

[Handwritten signature]
Vitor Roberto Varun

Márcia de Almeida Rizzutto
Dissertação de Mestrado apresenta-
da ao Instituto de Física da
Universidade de São Paulo para
obtenção do título de Mestre em
ciências.

Orientador:

Profa. Dra. Ewa Wanda Cybulska

27/10/1989

SÃO PAULO
1989

Aos meus pais,
pela dedicação e amor.
Ao Reinaldo,
pela carinho.

Para conhecer o mundo,
Não é necessário viajar pelo mundo.
Passa conhecer os segredos do mundo
Sem olhar pela janela do meu quarto.
Quanto mais longe alguém divaga,
Menor é o seu saber.
O sábio atinge sabedoria
sem erudição;
Alcança a sua meta
sem esforço;
Termina a sua jornada
sem viajar.

(Lao-Tse)

AGRADECIMENTOS

Agradecer ao meu ver é bastante difícil, principalmente porque as palavras em geral não conseguem expressar os meus sentimentos. Mas aqui, no momento, deixo registrado em palavras uma pequena parte dos meus sentimentos.

Agradeço à Profa. Ewa, pela orientação e pelo apoio constante durante este trabalho. Agradeço sua dedicação, carinho e pela amizade que cultivamos durante este trabalho;

ao Prof. Sala, pela oportunidade de trabalhar no Laboratório Pelletron;

ao professores Ribas, Rao e Wayne pelas valiosas discussões e pela colaboração durante toda a elaboração deste trabalho;

ao Prof. Celso Lima pelas discussões, pela leitura da tese e pelas sugestões;

aos amigos do grupo: José Roberto, Luiz Guilherme, Medina, Valdir e Suzana pelo apoio, pela ajuda na fase de tomada de dados e pelo incentivo constante, meu sincero agradecimento;

aos funcionários do laboratório, pela indispensável colaboração e pela amizade;

ao pessoal da secretaria: Marina, Raquel e Sérgio pela atenção e à Gina pela amizade;

ao Luiz Marcos pelo carinho e atenção na leitura desta tese;

à Claudia, Rita e Ellen pela atenção sempre que necessária;

ao João e ao Carlos pelo cuidado com que fizeram os desenhos e pela atenção em atender-me;

à Márcia Obuti pela incrível pessoa e por estar sempre presente; aos amigos Nemi, Junior, Rubens e Carocha pela amizade e carinho;

à Maria Célia, pelo seu sorriso, suas palavras amigas e pelo seu carinho e amizade;

à Lúcia, Johnny e Munir por serem maravilhosos e pelos momentos bons e verdadeiros;

à Vera e Carlos Alberto por serem amigos tão sinceros;

à Suzana e Maurício, que mesmo distantes neste momento, sempre mostraram uma grande amizade;

ao Wanderley pelo carinho e pelos "mails" animadores;

aos amigos do IFUSP;

aos meus pais pelo que sou, agradeço o apoio total que nunca me faltou;

à minha família por sempre estar presente e acreditar em mim;

ao Reinaldo pelo carinho, amor e compreensão;

à FAPESP pelo apoio financeiro;

e, finalmente, meus sinceros agradecimentos à todos os amigos que, direta ou indiretamente contribuíram para a concretização deste trabalho.

ÍNDICE GERAL

I - INTRODUÇÃO	01
II - PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL E EQUIPAMENTOS	06
II.1 - CONSIDERAÇÕES PRELIMINARES	06
II.2 - ACELERADOR E FONTE DE ÍONS	08
II.3 - ARRANJO EXPERIMENTAL	11
II.4 - SISTEMA ELETRÔNICO	15
II.5 - EFICIÊNCIA DOS DETETORES	19
III - DADOS EXPERIMENTAIS	23
III.1 - FUNÇÃO DE EXCITAÇÃO E DISTRIBUIÇÃO ANGULAR	23
III.2 - COINCIDÊNCIA $\gamma - \gamma - t$	27
III.3 - CÁLCULOS DAS INTENSIDADES DOS GAMAS	28
IV - RESUMO DOS MODELOS UTILIZADOS NESTE TRABALHO	33
IV.1 - "CRANKED SHELL MODEL"	33
IV.1.1 - "CRANKING MODEL"	33
IV.1.2 - CORRELAÇÕES DE EMPARELHAMENTO	36
IV.1.3 - ROUTHIANOS TEÓRICOS	39
IV.1.4 - TRANSFORMAÇÃO P/ O SISTEMA INTRÍNSECO DO NÚCLEO	42
IV.2 - MODELO DE ROTOR MAIS UMA E DUAS QUASIPARTÍCULAS ...	45
V - RESULTADOS E DISCUSSÃO	47
V.1 - ESQUEMA DE NÍVEIS	47
V.2 - CONFIGURAÇÃO E SPINS DAS BANDAS	51
V.3 - COMPARAÇÃO COM OUTROS TRABALHOS	59
V.4 - RAZÕES DE PROBABILIDADES DE TRANSIÇÕES REDUZIDAS	61
V.5 - COMPARAÇÃO COM OS CÁLCULOS TEÓRICOS	65
V.5.1 - "CRANKED SHELL MODEL"	65
V.5.2 - ROTOR MAIS UMA E DUAS QUASIPARTÍCULAS	74
VI - CONCLUSÃO	81
VII - APÊNDICE	83
VIII - REFERÊNCIAS	85

RESUMO

Estados de spin elevado do núcleo duplamente ímpar ^{130}La foram estudados através de técnicas de espectroscopia gama em linha utilizando reações do tipo fusão-evaporação. Os raios gama de ^{130}La foram inicialmente identificados pelo método de reações cruzadas: $^{121}\text{Sb}(^{12}\text{C}, 3n)^{130}\text{La}$ e $^{124}\text{Te}(^{10}\text{B}, 4n)^{130}\text{La}$. Foram realizadas medidas de função de excitação, distribuição angular e coincidência γ - γ -t para a reação $^{121}\text{Sb}(^{12}\text{C}, 3n)^{130}\text{La}$ com energia de feixe de 54 MeV. Duas bandas rotacionais foram observadas com configurações $\pi h_{11/2} \otimes \nu g_{7/2}$ e $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$, onde a segunda banda mostra um pequeno valor de "signature splitting" ($\cong 50$ keV) que pode indicar uma forma ligeiramente triaxial. Os resultados experimentais serão comparados com os núcleos vizinhos ímpares e ímpar-ímpar e também interpretados segundo os modelos de "Rotor mais duas quasipartículas" e "Cranked Shell Model"

ABSTRACT

High-spin states in the doubly odd nucleus ^{130}La have been studied using in-beam spectroscopy techniques with fusion evaporation reactions. The gamma rays of ^{130}La were initially identified by cross-beam reactions $^{121}\text{Sb}(^{12}\text{C}, 3n)^{130}\text{La}$ and $^{124}\text{Te}(^{10}\text{B}, 4n)^{130}\text{La}$. Excitation functions, angular distributions and γ - γ -t coincidences were measured using the reaction $^{121}\text{Sb}(^{12}\text{C}, 3n)^{130}\text{La}$ at $E_{\text{beam}} = 54$ MeV. Two rotational bands were observed with the configuration $\pi h_{11/2} \otimes \nu g_{7/2}$ and $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$. The second band shows a small signature splitting of ≈ 50 keV which could indicate a slightly triaxial shape. The results will be compared with the neighbouring odd and odd-odd nuclei and also discussed within the framework of "Triaxial Rotor plus Two-Quasiparticle Model" as well as "Cranked Shell Model".

I - INTRODUÇÃO

Nesta década surgiu um grande interesse por núcleos transicionais par-par e ímpares na região de $A \approx 130$. Núcleos com N ímpar, deficientes em nêutrons, apresentam bandas rotacionais com espaçamento de níveis irregulares que podem indicar formas triaxiais, por exemplo ^{133}Ce [Ma87] e ^{129}Ce [Ar84]. Por outro lado nos núcleos Z -ímpar, o nível de Fermi está posicionado na parte inferior da camada $h_{11/2}$, fazendo com que o núcleon ímpar se alinhe com o eixo de rotação, gerando assim bandas desacopladas com configuração $h_{11/2}$ e simetria axial ($\gamma \approx 0^\circ$), $^{127,129}\text{La}$ [Sm85] e ^{135}Pr [Se86].

Paralelamente aos dados experimentais, os cálculos teóricos [Ch83] indicam que núcleos ímpares e ímpar-ímpar nesta região de massa são " γ - soft", ou seja, são facilmente deformáveis em relação ao ângulo que mede a triaxialidade na representação polar das deformações quadrupolares. Sendo assim, as partículas de valência encontram-se em orbitais de alto j , tais como $h_{11/2}$, e influenciam fortemente a forma nuclear [Le83], dirigindo-a para valores de gamas que dependem da posição do nível de Fermi.

Na convenção de Lund [An76], adotada neste trabalho, o eixo x é considerado como o eixo de rotação e as formas quadrupolares em função de γ , no plano polar, são mostradas na figura I.1 [Le83]. A máxima coletividade, como se pode ver na figura, está em torno de -30° , enquanto os limites de partícula única correspondem a $+60^\circ$ e -120° .

Na região de $A \approx 130$, particularmente, os núcleos com Z ímpar (prótons posicionados na parte inferior da camada $h_{11/2}$) apresentam deformação gama que tende a 0° (prolato) enquanto os núcleos com N ímpar (nêutrons na parte superior desta mesma camada) mostram deformação gama grande, tendendo a -60° . Levando isto em conta, os núcleos duplamente ímpares nesta região de massa são de grande interesse, pois é possível investigar a influência destes

núcleons de valência sobre a forma nuclear. Assim, devido ao acoplamento forte do nêutron (Ω alto) e ao acoplamento fraco do próton (Ω baixo) com o caroço, podem ser geradas bandas chamadas de semi-desacopladas e que indicam mudanças de formas nucleares para triaxiais.

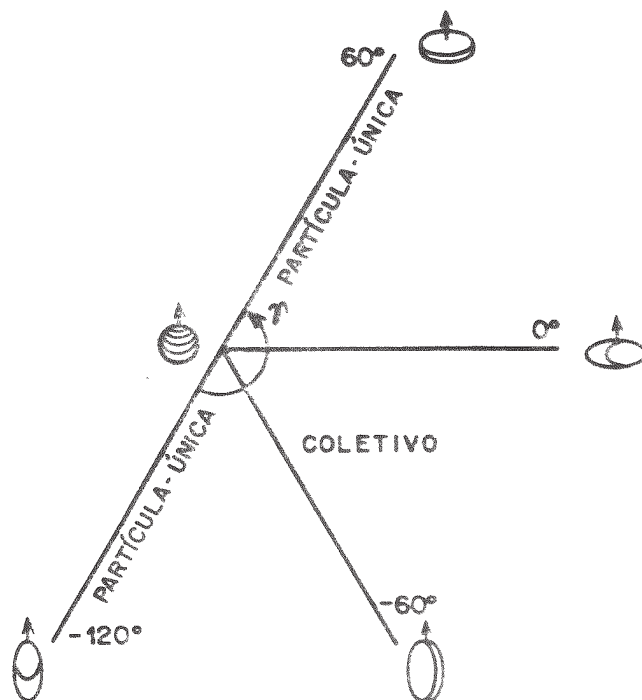


Fig. I.1 - Formas quadrupolares num plano de coordenadas polar. O ângulo γ , fornece a triaxialidade e a orientação com respeito ao eixo de rotação.

Núcleos transicionais nesta região de massa são largamente estudados experimentalmente utilizando a técnica de espectroscopia gama em linha e reações do tipo fusão-evaporação, que populam preferencialmente os estados de alto spin dos núcleos residuais de interesse.

No processo de fusão-evaporação o núcleo composto é formado pela fusão do projétil (íon pesado) e alvo, em um estado altamente excitado e com momento angular elevado. Inicialmente, no

processo de desexcitação do núcleo composto há uma maior probabilidade de emissão de partículas do que a emissão de radiação eletromagnética, já que a largura intrínseca para o decaimento de partícula é algumas ordens de grandeza maior que o decaimento eletromagnético. A figura I.2 ilustra um processo típico para região de terras raras usando uma reação de fusão-evaporação para o núcleo de $^{164-x}\text{Er}$ [Hi79].

Nos núcleos pertencentes à região de terras raras a emissão de nêutrons é fortemente favorecida em relação à de partículas carregadas. Após a emissão do primeiro nêutron a energia de excitação do sistema é reduzida pela energia de ligação e pela energia cinética do nêutron emitido. Como o nêutron remove apenas uma ou duas unidades de momento angular, a distribuição de momentos angulares (figura I.2a) permanece similar à do sistema composto inicial. Em momentos angulares grandes (parte direita da figura I.2a), observa-se que, com a emissão de alguns nêutrons a população dos estados do núcleo residual está suficientemente próxima da linha de Yrast (figura I.2b e c), onde o decaimento de partículas é excluído. No entanto, este sistema ainda possui momento angular elevado e decairá pela emissão de um grande número de cascatas de raios gama. Em momentos angulares menores (parte esquerda da figura I.2a), pode haver ainda a emissão de mais um ou dois nêutrons, resultando em um outro núcleo residual com spin menos elevado e conseqüentemente menor energia de excitação (figura I.2c e d).

O mecanismo de reação fusão-evaporação, no entanto, se limita a produzir núcleos deficientes em nêutrons. Por outro lado a grande vantagem deste método é que os núcleos residuais de interesse são produzidos com momento angular elevado. Existem cálculos de núcleo composto, usando o método Monte Carlo, que fornecem a probabilidade de produção de um certo núcleo, com um valor médio de momento angular, em função da energia do projétil incidente. Sendo assim, com a escolha de combinações corretas projétil-alvo e energia incidente apropriada, pode-se popular o núcleo de interesse com seção de choque razoavelmente grande.

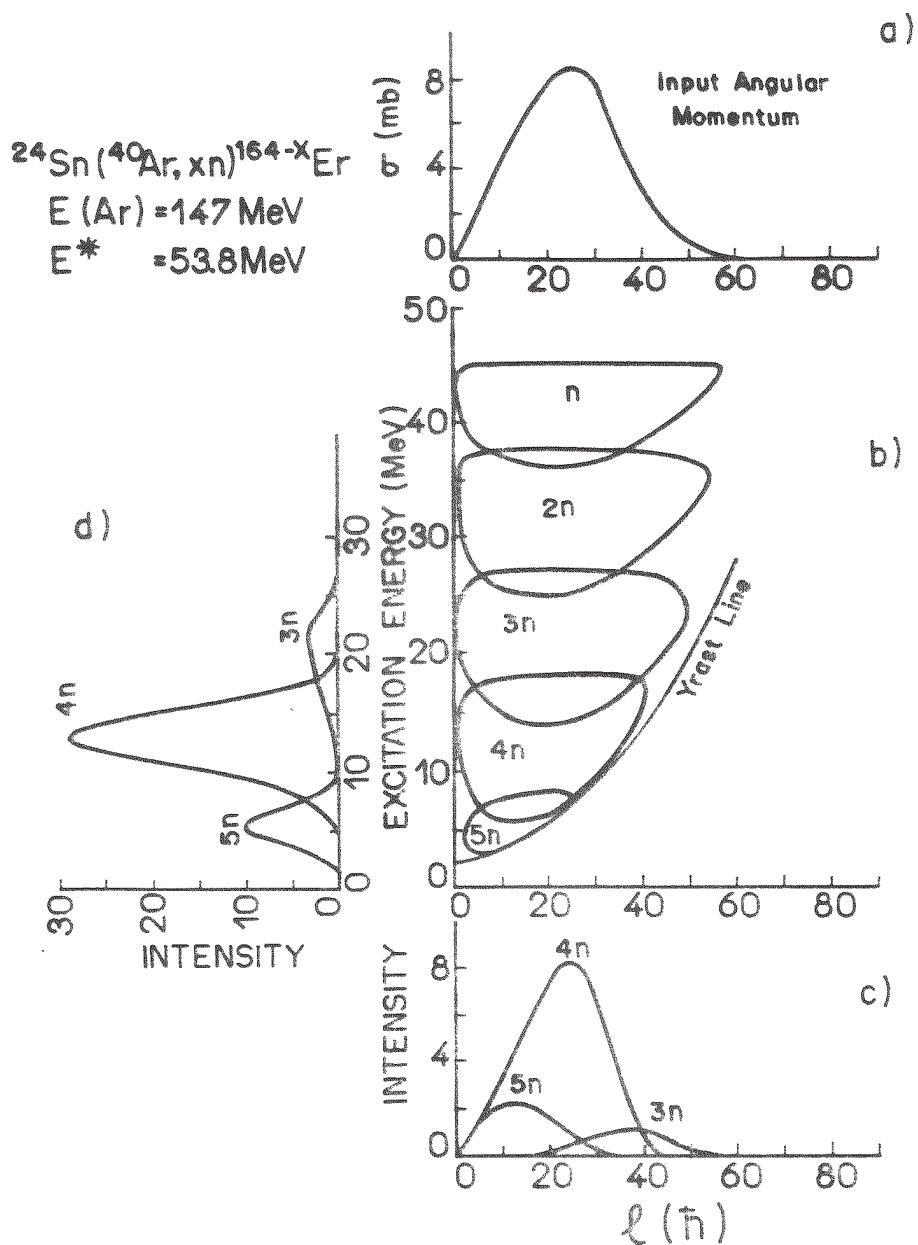


Fig. 1.2 - Figura esquemática de mecanismo de reação do tipo fusão-evaporação para o núcleo residual $^{164-x}\text{Er}$ (Ref. [Hi79])

Este trabalho tem por objetivo estudar os estados de alto spin do núcleo ímpar-ímpar de ^{130}La . No início deste projeto não existiam informações sobre estados de spin elevado deste núcleo. As únicas informações conhecidas eram o seu estado fundamental (3^+)

que possui uma meia vida de 8,7 min, o seu decaimento para o núcleo-filho ^{130}Ba , bem como o decaimento β^+ do ^{130}Ce para o ^{130}La . Foi utilizada para este estudo a técnica de espectroscopia gama em linha com as reações:



escolhidas segundo as considerações acima.

No Cap. II são descritos com detalhes os equipamentos e os procedimentos experimentais utilizados e no Cap. III são apresentados os dados experimentais. O Cap. IV trata dos resumos dos modelos utilizados neste trabalho, tais como: "Cranked Shell Model" [Be83] e "Rotor mais uma e duas quasipartículas" [Me75] [Sa88]. Finalmente, no Cap. V são apresentados os resultados deste trabalho, bem como são discutidos e comparados com os resultados recentemente publicados sobre o núcleo em estudo. Este capítulo também trata da comparação dos dados experimentais com os cálculos teóricos.

II - PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL E EQUIPAMENTOS

II.1 - CONSIDERAÇÕES PRELIMINARES

Com o objetivo de verificar a viabilidade das reações $^{121}\text{Sb}(^{12}\text{C}, 3n)^{130}\text{La}$ e $^{124}\text{Te}(^{10}\text{B}, 4n)^{130}\text{La}$ foram realizados cálculos de seção de choque através do programa PACE - PROJECTION ANGULAR MOMENTUM COUPLED EVAPORATION [Ga80]. Este programa usa o método Monte Carlo para simular a reação de fusão-evaporação e calcular as seções de choque dos canais de saída. As previsões destes cálculos (figura II.1a e II.1b) mostram que em ambas as reações, o núcleo de interesse, ^{130}La , é o mais provável, sendo que o canal 3n, da reação $^{121}\text{Sb} + ^{12}\text{C}$ na $E_{\text{FEIXE}} = 54 \text{ MeV}$, apresenta seção de choque maior (fator 10) em relação aos outros canais, enquanto que na outra reação esta razão é menor. A energia de $E_{\text{FEIXE}} = 54 \text{ MeV}$ está dentro da faixa de energia do Acelerador (conforme seção II.2).

A técnica utilizada para a identificação dos raios gama pertencentes ao ^{130}La é conhecida como método de reações cruzadas que é caracterizada pelo fato de que duas reações diferentes populam fortemente o canal de interesse, enquanto que os outros canais abertos nas reações são diferentes, ou muito fracamente populados.

A identificação dos raios gama de ^{130}La foi feita através da análise dos gamas comuns das reações cruzadas e por eliminação dos contaminantes tais como C + C, B + O, etc., além de outros gamas esperados na reação, como: decaimento do ^{130}La para ^{130}Ba ; gamas dos outros canais (^{129}La , ^{130}Ba e ^{131}La), bem como seus respectivos decaimentos; gamas da excitação coulombiana dos núcleos alvos (^{121}Sb e ^{124}Te); aniquilação $\beta^- \beta^+$ (511 keV) e os gamas da radiação de fundo. Uma vez identificados os raios gama pertencentes ao ^{130}La , foram obtidas medidas de função de excitação, distribuição angular e coincidência γ - γ -t para a reação $^{121}\text{Sb} + ^{12}\text{C}$ ($E_{\text{FEIXE}} = 54 \text{ MeV}$) utilizando-se o Acelerador Pelletron.

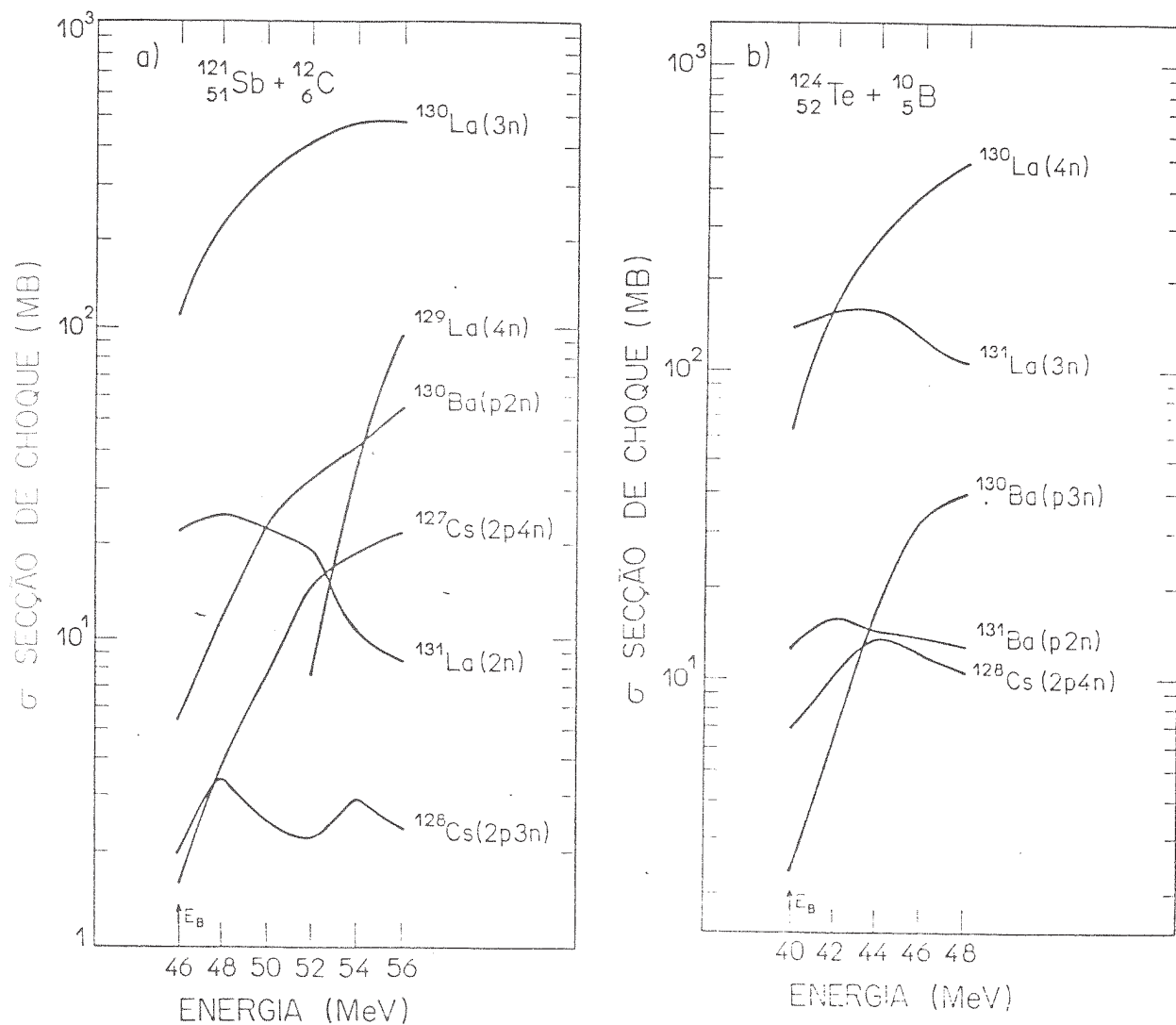


Fig. II.1 - Curvas teóricas de função de excitação (código PACE) para as reações a) $^{121}\text{Sb} + ^{12}\text{C}$ b) $^{124}\text{Te} + ^{10}\text{B}$, mostrando o valor da energia da barreira coulombiana, E_B , para cada reação.

II.2 - ACELERADOR E FONTE DE ÍONS

O equipamento do Acelerador Eletrostático Pelletron (figura II.2) constitui-se basicamente de uma fonte de íons (SNICS ou Duoplasmatron), o acelerador propriamente dito do tipo tandem, NEC modelo 8UD [Sa74], eletroímã selecionador de energia do feixe e seletores magnéticos de feixe para as diversas canalizações experimentais.

Os feixes de ^{12}C e ^{10}B utilizados foram produzidos por uma fonte SNICS (Source of Negative Ions by Cesium Sputtering) - figura II.3. Nesta fonte [Mi77] e [Ac83] os átomos do gás de Césio são ionizados positivamente quando entram em contato térmico com um filamento helicoidal de tungstênio. Através de uma diferença de potencial de -4 kV entre o filamento e o cátodo, os íons de Cs^+ são atraídos para este, arrancando ("sputtering") átomos e íons do elemento formador do feixe desejado. Devido à presença de átomos de Césio na superfície do cátodo, que é constituído de uma pastilha de B ou C, existe a probabilidade de que ao serem ejetados, os átomos destes elementos capturem um elétron, tornando-se íons B^- ou C^- extraídos da fonte por uma tensão de 20kV.

Ao sair da SNICS estes íons negativos atravessam um tubo pré-acelerador e são acelerados por um potencial de 80kV e a seguir defletidos de 90° por um eletroímã selecionador de massas (ME-20) e injetados no tubo acelerador. O feixe é acelerado por uma tensão positiva de até 8MV (figura II.3), distribuída uniformemente pela extensão do tubo acelerador. Ao atingir o terminal o íon atravessa uma folha fina ($5 - 10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) de carbono ("Stripper") onde perde alguns elétrons, tornando-se assim positivo, e então sofre uma nova aceleração quando adquire uma energia final:

$$E = eV_{inj} + e(Z+1)V_{tandem} \quad (\text{II.1})$$

onde V_{inj} é o potencial negativo aplicado à fonte de íons, e é a carga eletrônica e Z é o estado de carga escolhido.

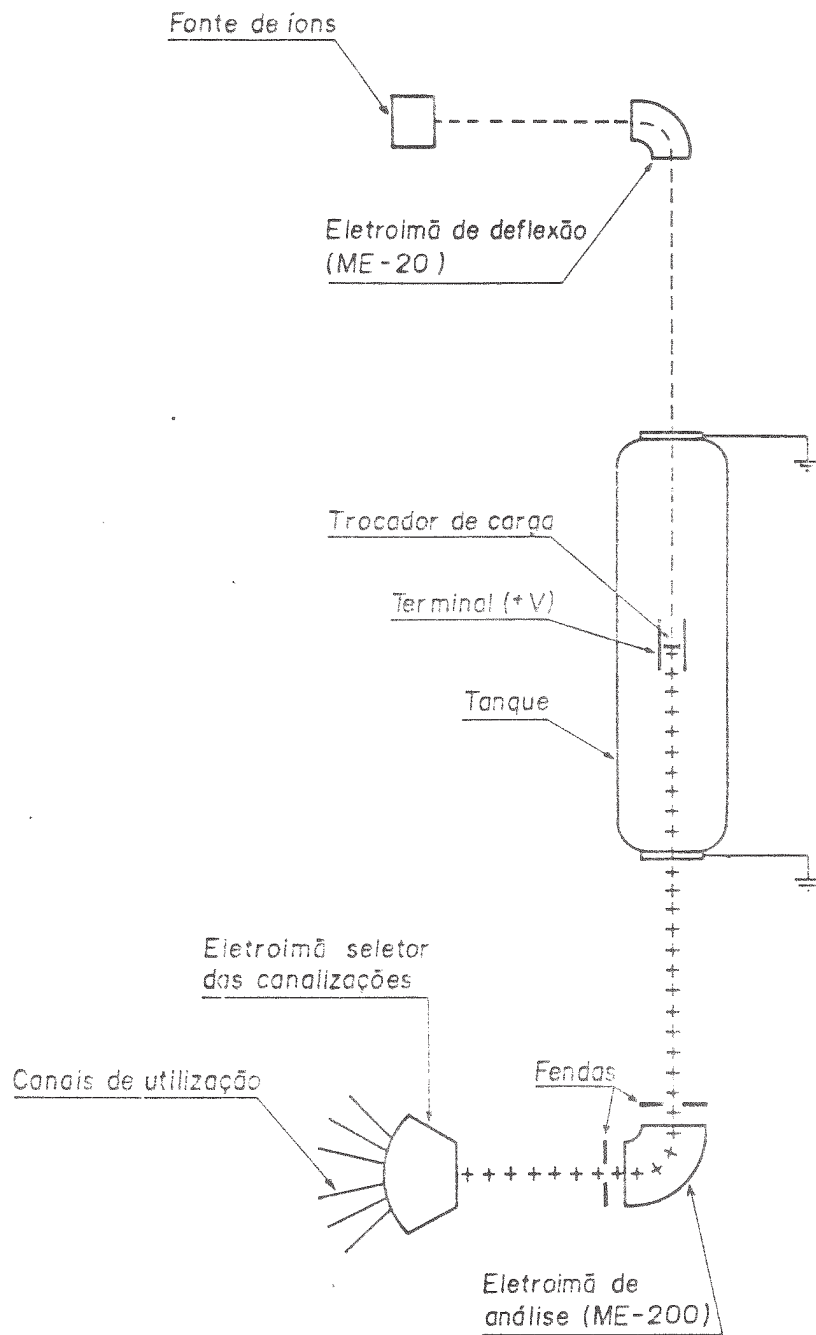


Fig. II.2 - Desenho esquemático do Acelerador Pelletron 8-UD do Departamento de Física Nuclear - IFUSP

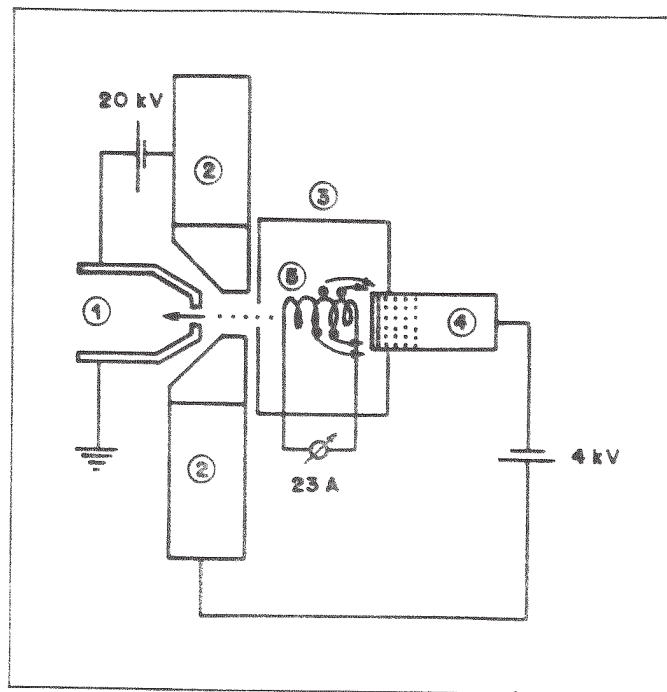


FIG. II . 3 - Esquema da fonte de ions SNICS (SOURCE OF NEGATIVE IONS BY CESIUM SPUTTERING), mostrando:

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

Na saída do acelerador, o feixe é novamente defletido de 90° pela ação do eletroímã ME-200, cuja finalidade é separar as partículas componentes do feixe em função da relação entre massa (M), carga (Z) e energia (E) previamente determinada. Finalmente, através do ímã seletor ("switching magnet"), o feixe é desviado até a canalização desejada (em nosso caso a canalização utilizada foi a 30° A) onde se encontra a câmara de espalhamento e a aparelhagem própria para a detecção dos raios gama. A transmissão e focalização do feixe através da linha do feixe e do acelerador são feitas por

lentes magnéticas e eletrostáticas (quadrupolares) e por desviadores magnéticos ("steerers" e "trimmers").

II. 3 - ARRANJO EXPERIMENTAL

Para a realização das experiências utilizou-se uma câmara de espalhamento que consiste de um cilindro de Alumínio, de aproximadamente 25mm de diâmetro e paredes de $\approx 1,5$ mm de espessura. Fixado à tampa desta câmara, existe um suporte de alvo - isolado eletricamente desta - que pode ser deslocado verticalmente em duas posições sem quebra do vácuo: uma, coloca o alvo na linha do feixe, e a outra permite a passagem livre do feixe através de uma abertura circular. Nesta segunda posição, pode fazer-se a focalização do feixe, que incide então diretamente na parede da câmara, isolada eletricamente, maximizando a corrente nesta e minimizando a corrente no suporte do alvo. Feito isto, levanta-se o suporte para a posição do alvo interceptando o feixe, conforme figura II.4.

Os alvos utilizados foram confeccionados com isótopos de ^{121}Sb e ^{124}Te enriquecidos (99% e 96,21% respectivamente) na forma de pó metálico, prensados sobre uma folha fina de chumbo que serviu de suporte do alvo. As espessuras dos alvos são de aproximadamente $18\text{mg}/\text{cm}^2$ e $10\text{mg}/\text{cm}^2$ respectivamente.

Para se medir a de função de excitação (48, 49, 52 e 54 MeV) e distribuição angular (0° , 55° e 90°), com $E_{\text{feixe}} = 54$ MeV, para a reação $^{121}\text{Sb}(^{12}\text{C}, 3n)^{130}\text{La}$, utilizou-se um detector GMX-ORTEC (GeHP) com resolução de 2,6 keV e 15% de eficiência, e um detector Princeton (GeLi) com resolução de 3,2 keV e 7% de eficiência. Este último disposto a 90° em relação ao feixe para monitoração dos espectros de distribuição angular.

Ambos os detectores possuíam entre eles e a câmara uma placa de Cobre de espessura de 3mm para atenuar as intensidades dos raios X. O alvo foi colocado a 45° em relação à direção de incidência do feixe conforme figura II.5 .

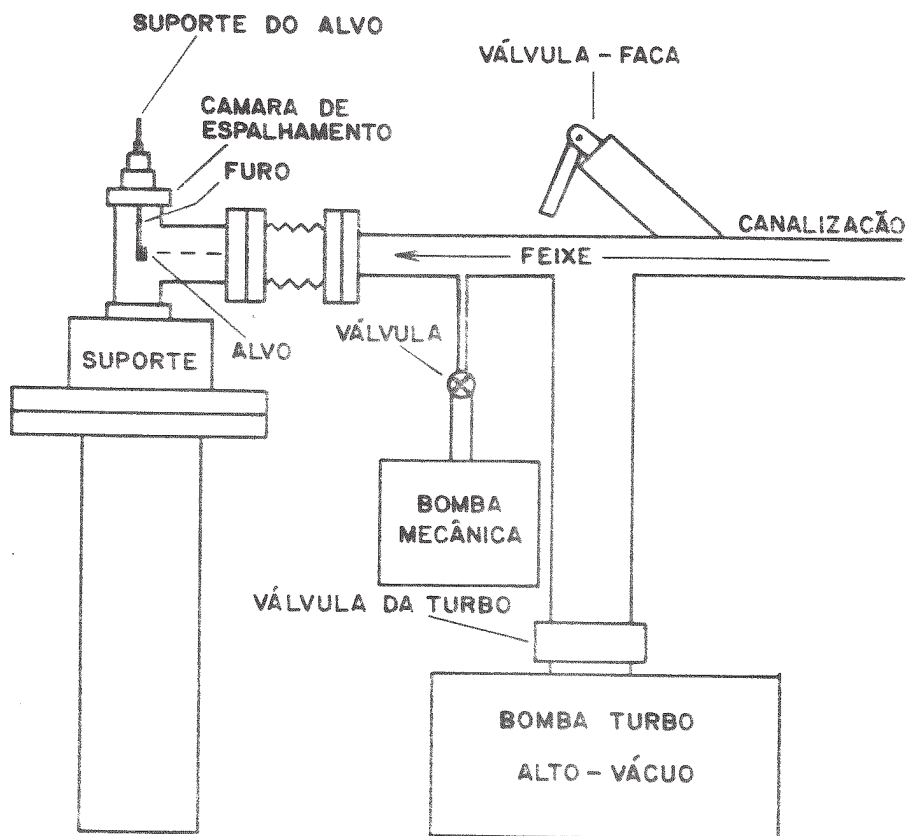


Fig. II.4 - Desenho esquemático da câmara de espalhamento e canalização

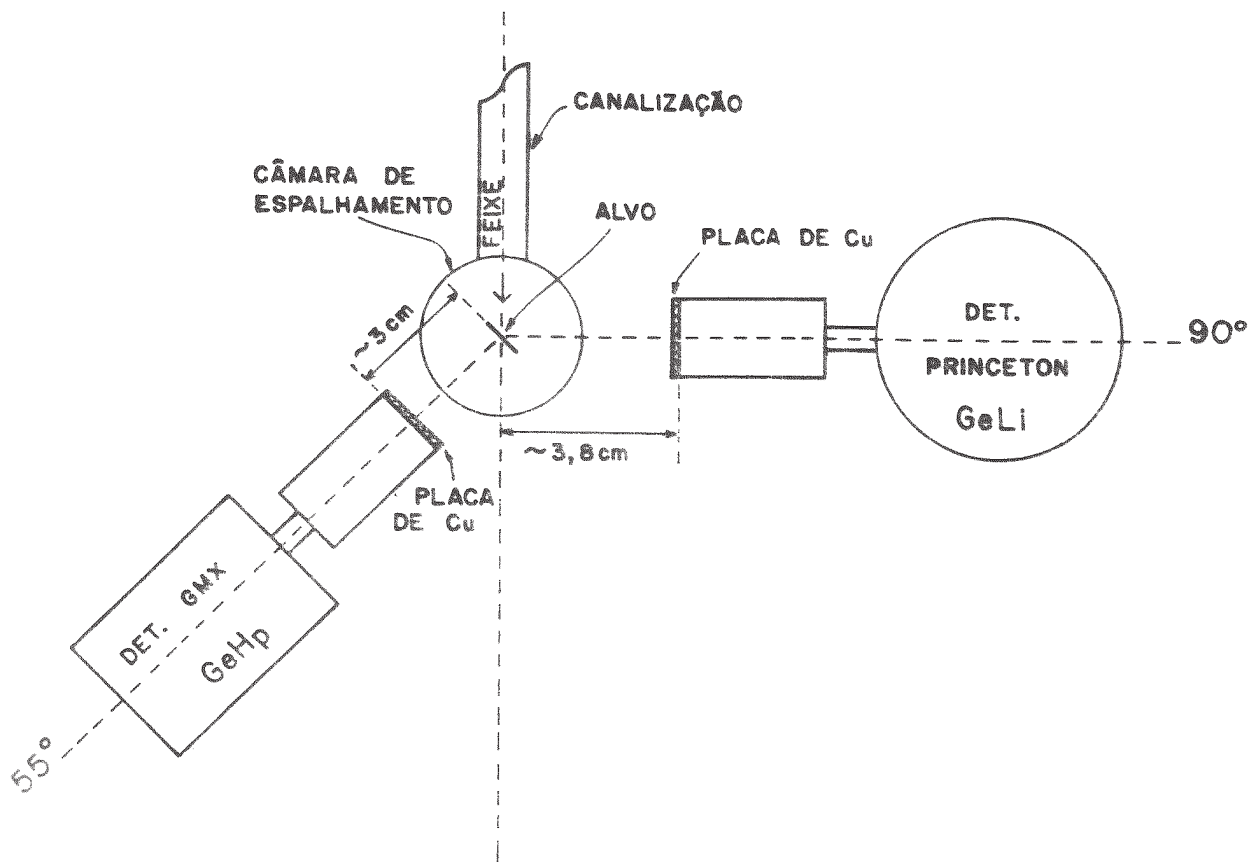


Fig. II.5 - Disposição dos detetores GeHp e GeLi para medida de Função de Excitação e Distribuição angular para a reação $^{121}\text{Sb}(^{12}\text{C}, 3n)^{130}\text{La}$.

A figura II.6 mostra o arranjo experimental utilizado na experiência de coincidência γ - γ -t para a reação $^{121}\text{Sb}(^{12}\text{C}, 3n)^{130}\text{La}$ a 54 MeV. Utilizaram-se nesta experiência os mesmos detetores GeHp e GeLi dispostos aproximadamente a $\pm 45^\circ$ em relação à direção do feixe.

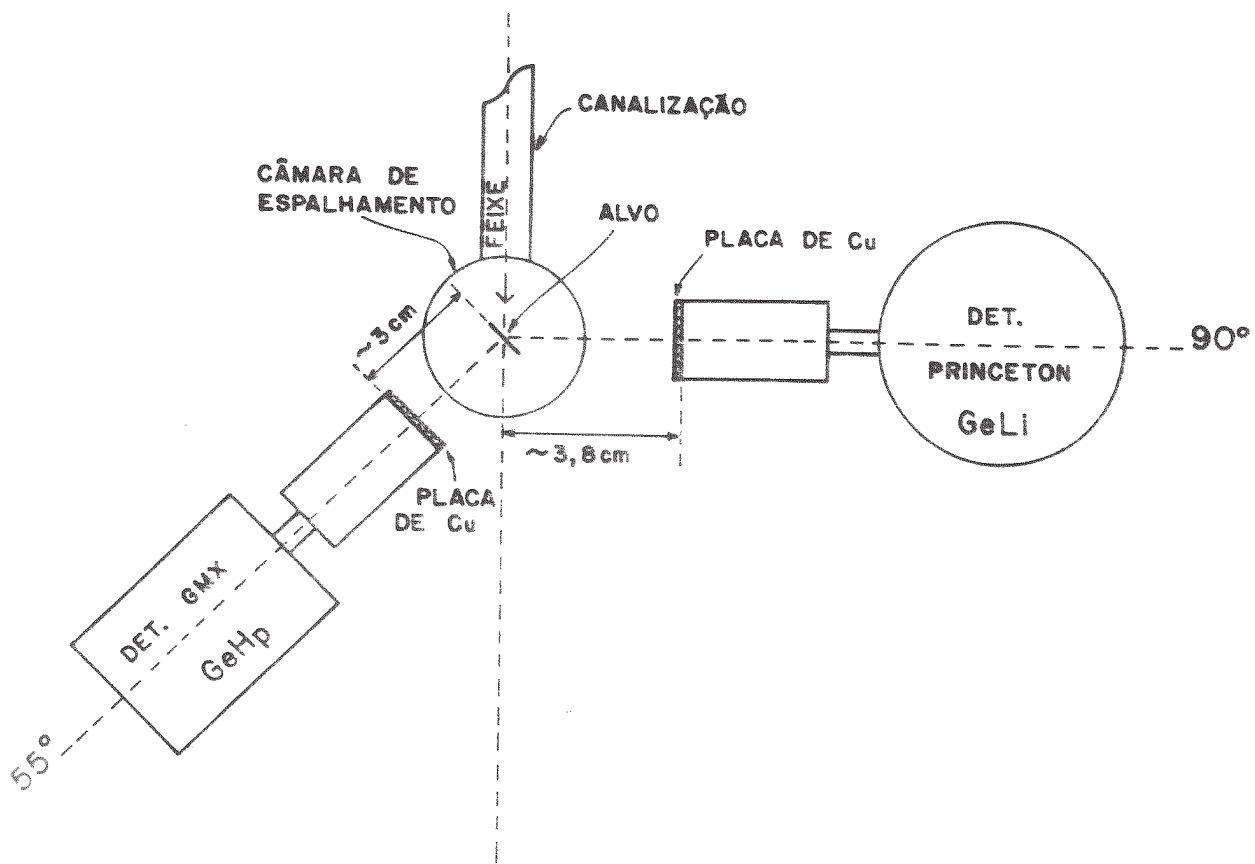


Fig. II.5 - Disposição dos detetores GeHp e GeLi para medida de Função de Excitação e Distribuição angular para a reação $^{121}\text{Sb}(^{12}\text{C}, 3n)^{130}\text{La}$.

A figura II.6 mostra o arranjo experimental utilizado na experiência de coincidência γ - γ -t para a reação $^{121}\text{Sb}(^{12}\text{C}, 3n)^{130}\text{La}$ a 54 MeV. Utilizaram-se nesta experiência os mesmos detetores GeHP e GeLi dispostos aproximadamente a $\pm 45^\circ$ em relação à direção do feixe.

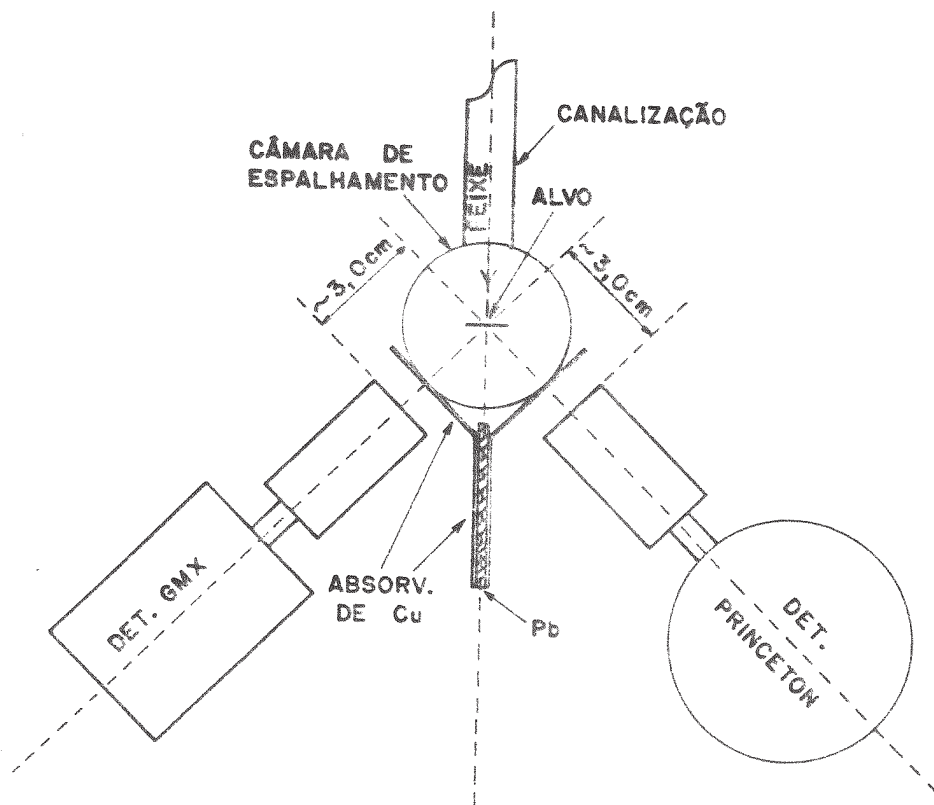


Fig. II.6 - Disposição dos detectores GeHp (GMX) e GeLi (PRINCETON) para medida de coincidência γ - γ -t para a reação $^{121}\text{Sb}(^{12}\text{C}, 3n)^{130}\text{La}$.

II.4 - SISTEMA ELETRÔNICO

Para a realização destas experiências utilizaram-se dois tipos de arranjos eletrônicos para medidas dos espectros simples e de coincidência γ - γ -t.

No caso dos espectros simples, como função de excitação e distribuição angular, utilizou-se um sistema composto basicamente de amplificadores espectroscópicos ORTEC e fontes de alta tensão para a polarização dos detetores, além de um multicanal Northern. Posteriormente, os espectros adquiridos no multicanal foram transferidos para um microcomputador PC2001 utilizando-se uma interface RS-232, e armazenados num arquivo de disco.

A figura II.7 mostra o circuito eletrônico utilizado para coincidência γ - γ -t. O pulso lento (linear) de cada detetor é enviado a um Amplificador Linear (LA) que, associado a um Formador Linear de Pulsos (LGS), gera pulsos de altura proporcional à energia do gama, que serão analisados pelo Conversor Analógico Digital (ADC); para este fim, os pulsos devem ser atrasados de tal maneira a coincidir com o pulso de saída do Conversor de Tempo em Amplitude (TAC).

O outro pulso de cada detetor é enviado a um Amplificador Rápido (FA) e introduzido num Discriminador de Frações Constantes (CFD), que gera pulsos lógicos correspondendo ao instante de chegada do pulso. A seguir um dos pulsos do CFD é introduzido na entrada "start" de um TAC, e o outro, atrasado (GDG - Gerador de Atrasos) é introduzido na entrada "stop" do TAC. A cada par de sinais de start e stop o TAC gera um sinal analógico de saída cuja altura é proporcional à diferença de tempo entre os pulsos lógicos de entrada, desde que este intervalo não ultrapasse o valor correspondente à chamada "rampa" do TAC (neste trabalho de 800ns).

Para cada pulso na saída do TAC, é gerado um pulso lógico em um Analisador Monocanal (TSCA) que avisa o sistema SPM (sistema de aquisição de dados explicado abaixo) da ocorrência de um evento,

ELETRÔNICA DE COINCIDÊNCIA γ - γ

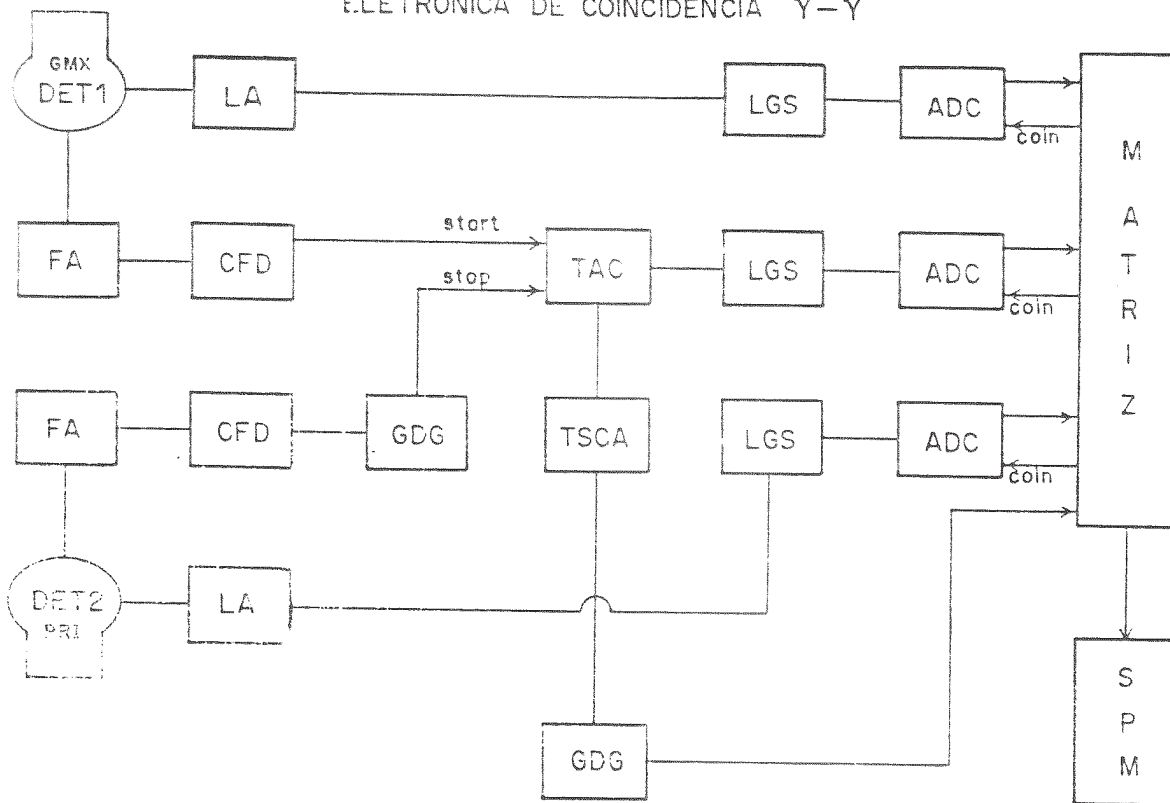


Fig. II.7 - Diagrama de blocos do sistema eletrônico utilizado nas medidas de coincidência γ - γ -t.

bem como abre as portas lógicas dos ADCs através da Matriz Lógica de Fiação, que analisarão os pulsos da parte linear do circuito, em coincidência temporal com o pulso lógico. O pulso analógico do TAC também é introduzido num LGS e atrasado de forma a coincidir com o pulso lógico do TSCA, que também será analisado pelo ADC. O espectro do TAC deverá apresentar um pico correspondente às coincidências dos eventos reais sobre um fundo constante de eventos casuais - figura II.8.

Os pulsos são atrasados a fim de compensar as constantes de tempo características dos módulos utilizados e obter desta forma a coincidência temporal entre eles.

Os três ADCs são então lidos pelo sistema SPM (modo fila) e formam um evento de três parâmetros $E(\gamma_1)$, $E(\gamma_2)$ e tempo.

O sistema de aquisição de dados SPM [Pa87a] do laboratório Pelletron consiste de um sistema de "hardware" que é composto por 5 ADCs, podendo ser configurados em modo fila ou multicanal, através de uma Matriz de Fiação Lógica. A leitura, armazenamento e reabilitação dos ADCs é feita por uma unidade conhecida como "memória SPM", que além dos circuitos lógicos de controle, possui um bloco de memória (organizado em 64K palavras de 24 bits) para o modo multicanal, e um sistema de duplo bloco (do tipo primeiro a entrar - primeiro a sair) de 32K palavras cada, para o modo fila. A conexão da "memória SPM" com o VAX 11/780 é feita através de uma interface DR11W.

A parte de "software" do sistema de aquisição possui um programa gerenciador que controla os sub-processos tais como transferência de blocos do multicanal ou do modo fila para uma área de memória no VAX, bem como efetua salvamento, manipulação e exibição dos dados. O processamento em linha dos dados em modo fila é feito através do SCAN4 [Mi86] cuja função é ordenar (sorting) os eventos em histogramas uni- ou bidimensionais (em disco). As instruções para construção dos histogramas são escritas em linguagem CHIL, que compiladas produzem a lista de intruções (MIL) processadas pelo SCAN. O arquivo de configuração define os subprocessos a serem utilizados numa determinada aquisição de

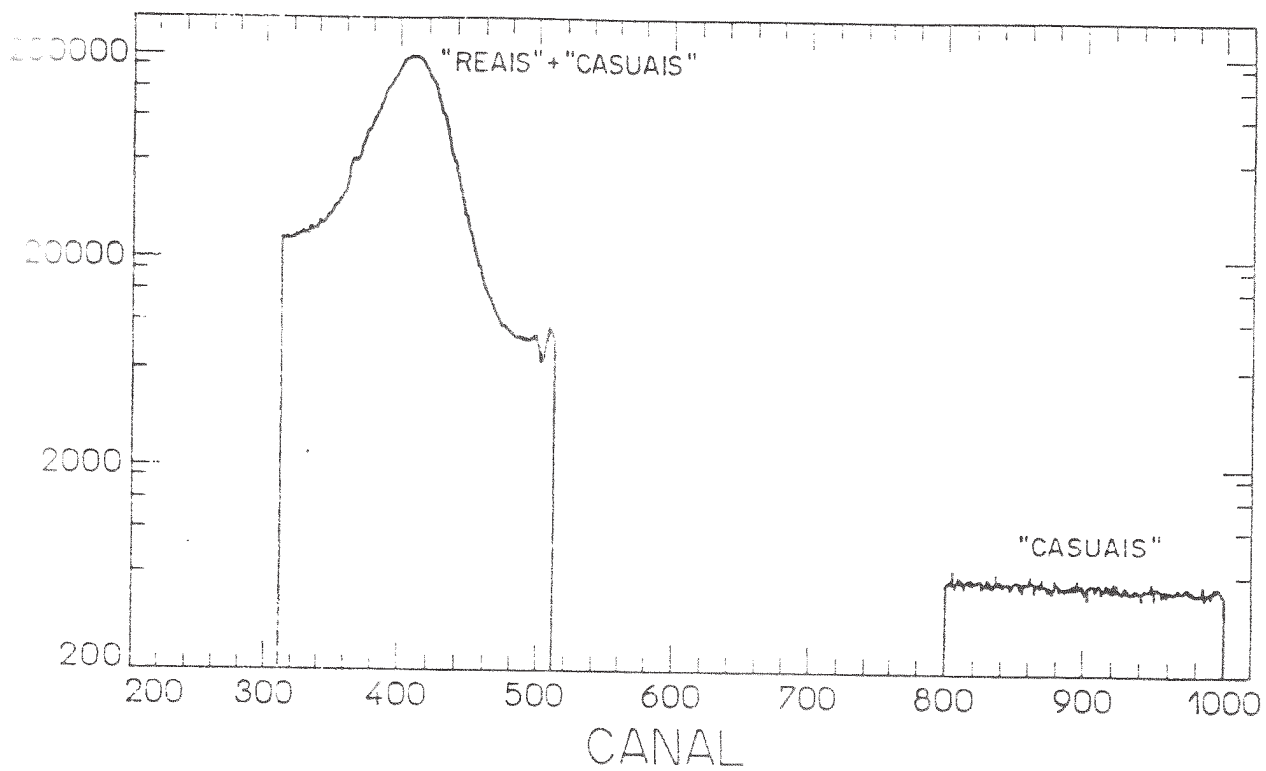


Fig. II.8 - Espectro de coincidência do TAC, mostrando a posição de duas janelas, uma de eventos reais + casuais e outra só com os eventos casuais.

dados, além do número de multicanais, parâmetros utilizados no modo fila, etc.

A aquisição de dados de coincidência foi feita em modo fila utilizando-se três parâmetros:

E_{γ_1} (GMX) - energia do gama do detetor GMX

E_{γ_2} (PRI) - energia do gama do detetor PRINCETON

TAC - correlação temporal entre os eventos E_{γ_1} e E_{γ_2} .

Os dados foram histogramados em quatro matrizes biparamétricas do tipo:

$E_{\gamma_1} \times E_{\gamma_2}$ - janelado no pico do TAC (reais + casuais) - Figura II.8.

$E_{\gamma_1} \times E_{\gamma_2}$ - janelado fora do pico do TAC (casuais) - Figura II.8.

TAC \times E_{γ_1} e TAC \times E_{γ_2} - eventos de coincidência do espectro total do TAC com os detetores 1 e 2 respectivamente, onde estas matrizes foram utilizadas para verificação do comportamento temporal.

II.5 - EFICIÊNCIA DOS DETETORES GMX-ORTEC E PRINCETON

A eficiência relativa versus energia dos detetores de Ge foi obtida usando as fontes radioativas de ^{152}Eu e ^{182}Ta , que possuem energias calibradas, e foram colocadas na posição do alvo conforme figura II.9.

As curvas de eficiência para ambos os detetores (figuras II.10a e II.10b) foram obtidas através da razão entre a área, e a intensidade relativa de cada gama [Le78]. A curva que descreve a eficiência em função da energia é dada por:

$$\text{EFF} = P_1 * (E^{**}P_2 + P_3 * \text{EXP}(P_4 * E)) \quad (\text{II.2})$$

onde E é a energia dos gamas e P_1 , P_2 , P_3 , P_4 são os parâmetros ajustados.

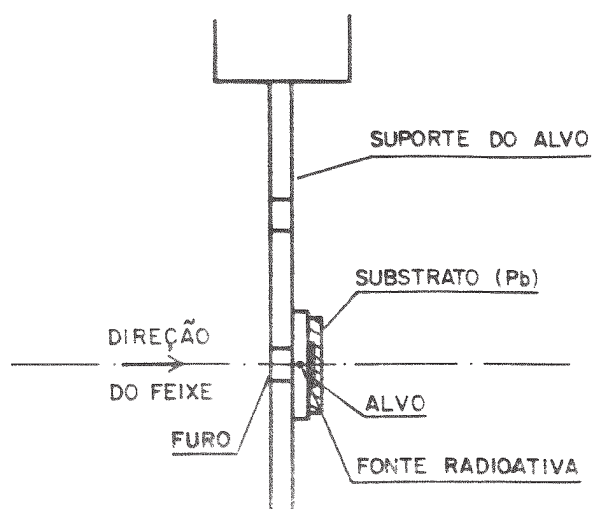


Fig. II.9 - Disposição da fonte e alvo para medida de eficiência dos detectores.

Para as medidas de coincidência dever-se-ia ter eficiência de coincidência igual a um, ou seja, há contagem ou não do evento γ - γ -t. No entanto, devido à dependência de limiar sobre a altura do pulso dos CFD utilizados nos dois ramos coincidentes, os gamas de baixa energia são cortados. Como resultado, a eficiência para os gamas de baixa energia é menor que um. A curva de eficiência de coincidência é então obtida através da razão entre o espectro de projeção total e o espectro simples, conforme figura II.11a e b.

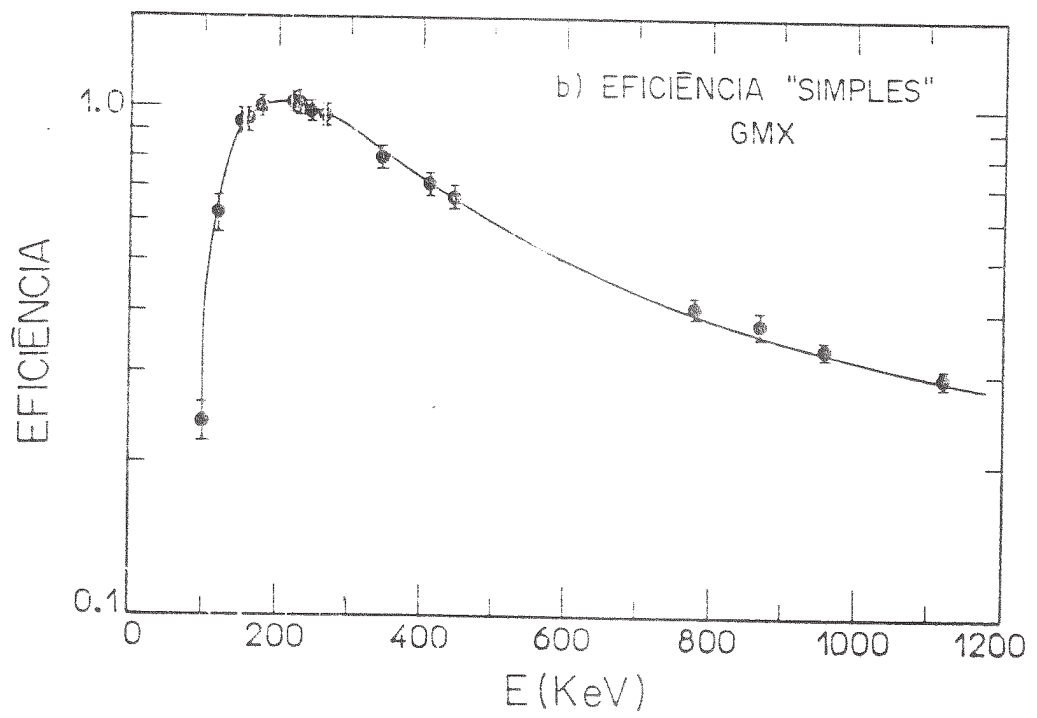
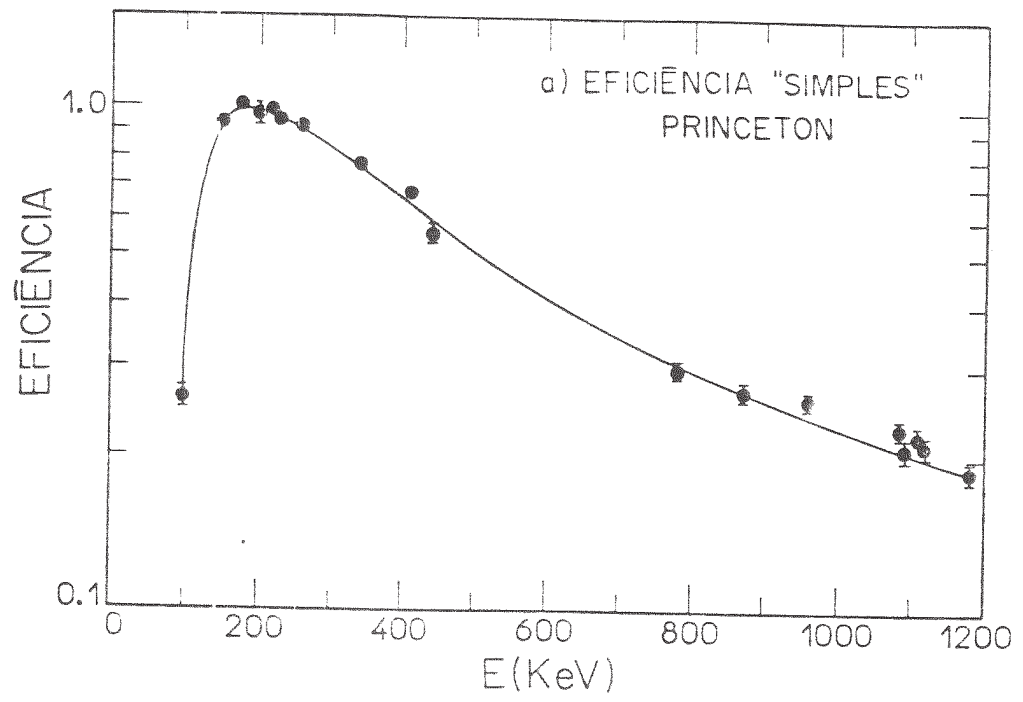


Fig. II.10 - Curvas de Eficiência simples dos detetores a) GeLi (Princeton) e b) GeHp (GMX).

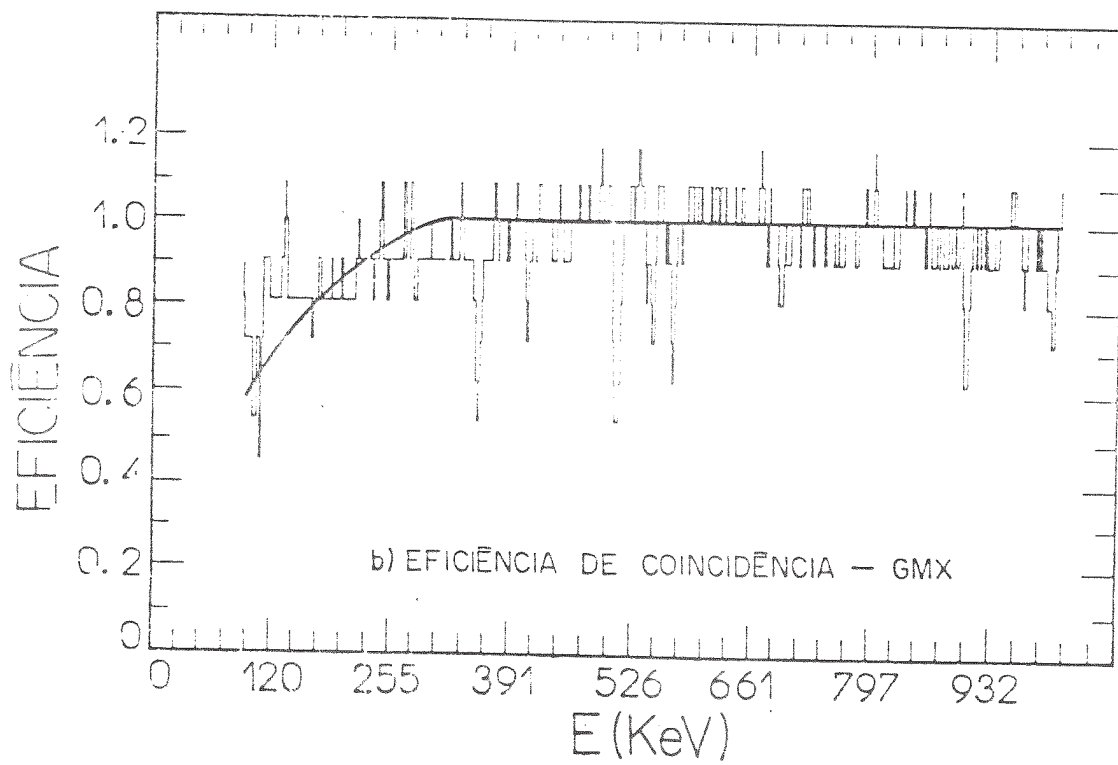
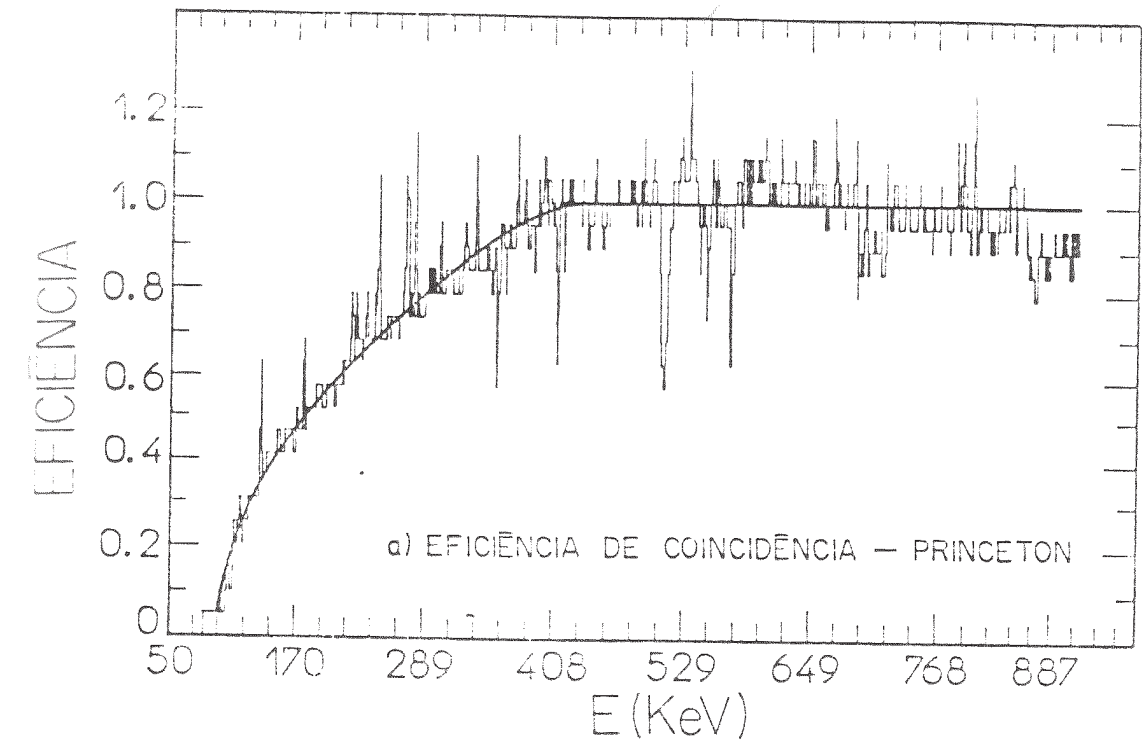


Fig. II.11 - Curvas de eficiência de coincidência dos detetores a) GeLi (Princeton) e b) GeHp (GMX).

III - DADOS EXPERIMENTAIS

III.1 - FUNÇÃO DE EXCITAÇÃO E DISTRIBUIÇÃO ANGULAR

Os espectros de função de excitação (ELAB = 48, 49, 52 e 54 MeV) e distribuição angular ($\theta = 0^\circ$, 55° e 90°), para a reação $^{121}\text{Sb}(^{12}\text{C}, 3n)^{130}\text{La}$ foram analisados segundo o programa PIAP [Ri88] e normalizados pela carga total coletada no alvo. PIAP é um programa de análise gráfica de espectros onde os ajustes dos picos gaussianos com caudas exponenciais é feito por minimização do χ^2 .

As curvas de função de excitação relativa de alguns gamas da reação $^{121}\text{Sb} + ^{12}\text{C}$ são apresentadas na figura III.1. No entanto, as curvas correspondentes a diferentes canais abertos na reação apresentam um comportamento semelhante em função da energia, dificultando a diferenciação entre estes canais.

As funções de excitação dos raios gama, pertencentes ao ^{130}La , foram normalizadas com base no gama de 136,7 keV e na energia máxima do feixe, 54 MeV. Algumas curvas típicas destes gamas normalizados são apresentadas na figura III.2. Pode-se através destas distinguir as curvas de baixo spin (113 e 271 keV) das de alto spin (246, 279 e 326 keV) devido à maior inclinação, facilitando deste modo o posicionamento dos gamas de ^{130}La durante a elaboração do esquema de níveis.

As curvas de distribuições angulares, que determinam as multipolaridades de transições dos raios gama (figura III.3) foram ajustadas com uma série de polinômio de Legendre de ordem par, onde as razões dos parâmetros ajustados (a_2/a_0 e a_4/a_0) são comparados com os valores de razões teóricas. Através desta comparação é possível determinar se uma determinada transição possui multipolaridade dipolar ou quadrupolar.

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

As razões dos valores ajustados de a_0 , a_2 e a_4 são apresentadas na tabela 1.

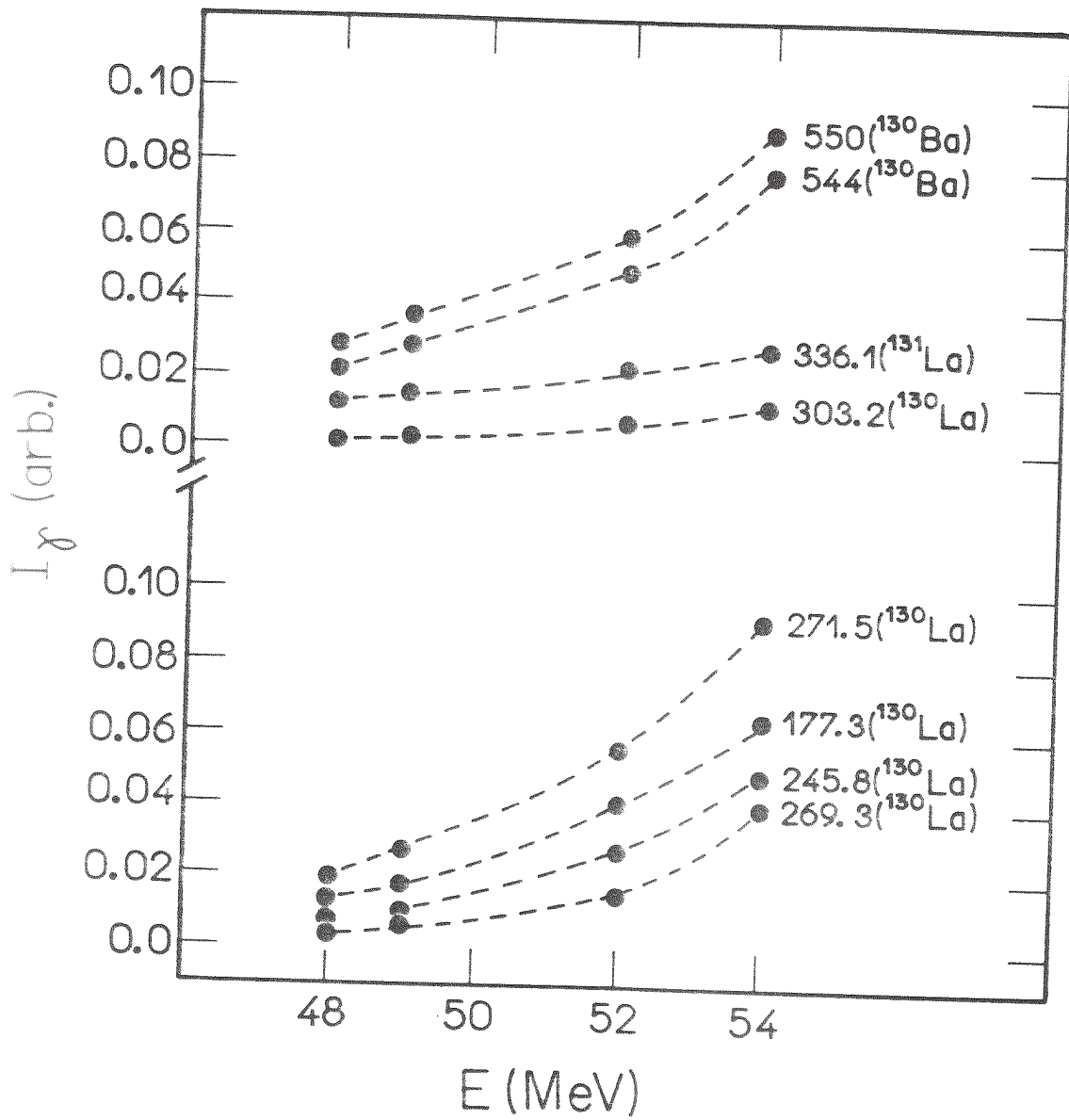


Fig. III.1 - Curvas de Função de Excitação ($E_{\text{LAB}} = 48, 49, 52$ e 54 MeV) típicas da reação $^{121}\text{Sb} + ^{12}\text{C}$.

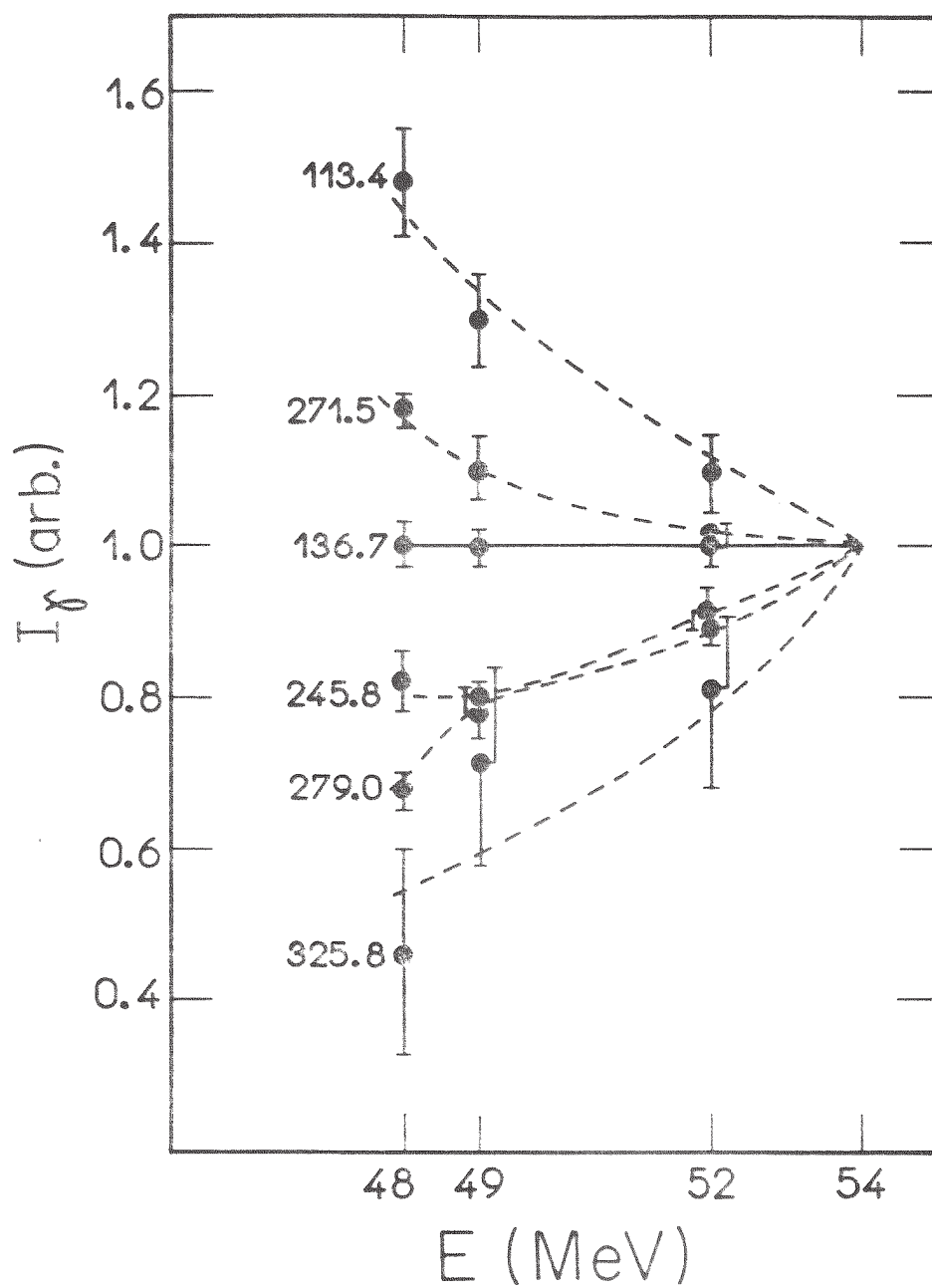


Fig. III.2 - Curvas de Função de Excitação de níveis relevantes de ^{130}La normalizadas pela $E_{\text{MAX}} = 54$ MeV e pelo gama de 137 keV. Os gamas de 113 e 271 keV correspondem a baixo spin enquanto os de 245, 279 e 325 são de alto spin.

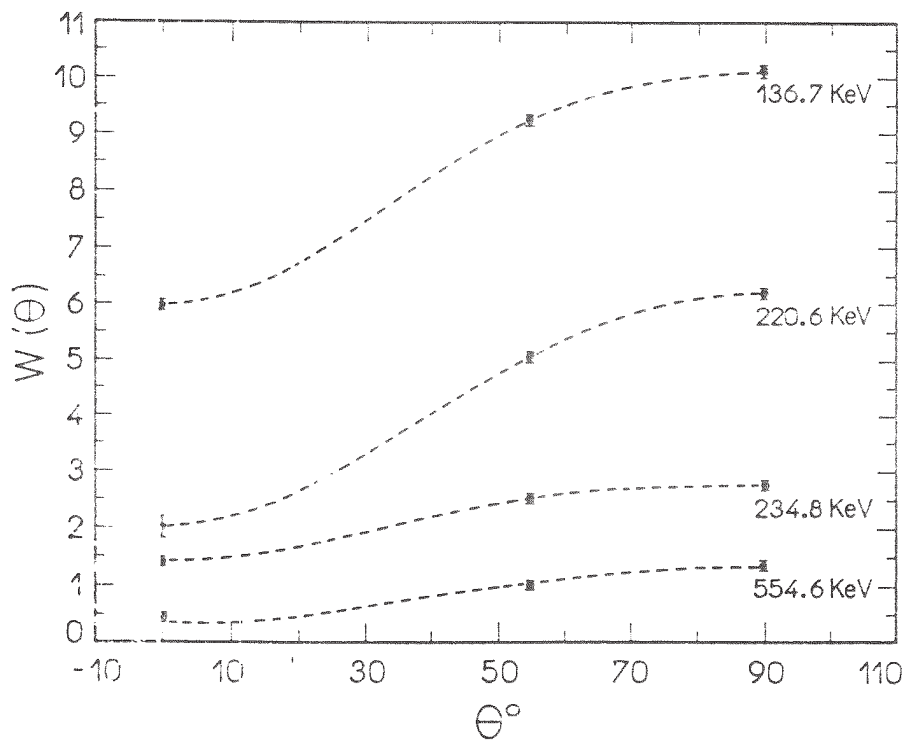
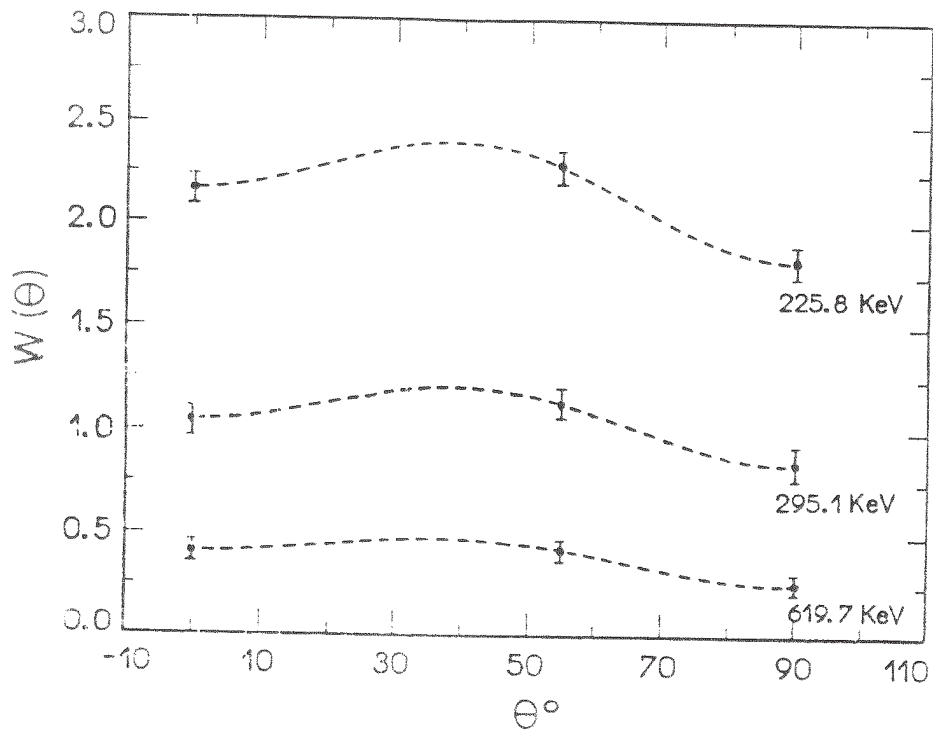


Fig. III.3 - Curvas de Distribuição angular típicas de ^{130}La onde o ajuste foi feito por polinômios de Legendre de ordem par.

III.2 - COINCIDÊNCIA γ - γ -t

As medidas de coincidência γ - γ -t para a reação $^{121}\text{Sb}(^{12}\text{C},3n)^{130}\text{La}$ foram feitas em modo fila utilizando três parâmetros $E\gamma_1 - E\gamma_2 - t$, e os dados foram histogramados em 4 matrizes biparamétricas $(E\gamma_1 \times E\gamma_2)_{\text{real+casual}}$, $(E\gamma_1 \times E\gamma_2)_{\text{casual}}$, $(E\gamma_1 \times t)$ e $(E\gamma_2 \times t)$.

A matriz $E\gamma_1 \times E\gamma_2$ (janelada no pico do TAC - figura II.8) corresponde as coincidências verdadeiras somadas às casuais. A matriz $E\gamma_1 \times E\gamma_2$ (janela fora do pico do TAC) corresponde somente aos eventos casuais e é então subtraída da primeira formando uma matriz $E\gamma_1 \times E\gamma_2$ de eventos reais. Foi realizada a simetrização das matrizes que possuíam os eventos reais para assim somar a contribuição dos eventos dos dois detetores e melhorar a estatística.

A determinação dos gamas coincidentes foi feita através de janelas colocadas no espectro de projeção total, de duas maneiras:

1) A partir da matriz simetrizada utilizou-se um método computacional [Ri88] para subtração de compton e da parte continua do fundo propriamente dito, de matrizes biparamétricas $\gamma - \gamma$, conforme referências [Ke81] e [Pa85]. No espectro de projeção total marca-se um conjunto de pontos que correspondem às posições dos canais do fundo global, que são descritos por uma função contínua. A partir desta função é gerada uma matriz de fundo [apêndice 1], a qual é subtraída da matriz de dados simetrizada, resultando deste modo em uma matriz "limpa", isto é, sem fundo compton, onde as janelas são colocadas diretamente sobre o pico desejado.

2) A partir da matriz $E\gamma_1 \times E\gamma_2$ real ou simetrizada foram criados os espectros das janelas nos picos e fundo compton de interesse e depois estes espectros dos fundos compton foram subtraídos do espectro do pico.

Foram utilizados os dois métodos de subtração de fundo compton, em particular para as transições fracas ou duvidosas, a fim de comprovar que as coincidências são reais e não provocadas

pela má subtração do fundo compton. A figura III.4a e b mostra algumas destas janelas.

III.3 - INTENSIDADES RELATIVAS DOS GAMAS

As intensidades relativas dos raios gama pertencentes ao ^{130}La (tabela 1) foram obtidas dos espectros simples, corrigidas pelas eficiências dos detetores e normalizadas em relação ao gama de 177 keV (coluna 2). As intensidades das transições com multipolaridades determinadas pelas distribuições angulares juntamente com o seu posicionamento dentro do esquema de níveis (seção V.1) foram também corrigidas pelos respectivos coeficientes de conversão interna, α . Os coeficientes α para as curvas de multipolaridades M1 e E2, são mostrados na figura III.5, tirados do Atomic Data and Nuclear Data Tables [At78] (coluna 3).

As intensidades relativas referentes aos gamas que aparecem em dubletos ou possuem baixa estatística foram determinadas a partir dos espectros de coincidência da matriz $E\gamma_1 \times E\gamma_2$ (real), simetrizada. As correções foram feitas levando-se em conta as eficiências simples e de coincidência de ambos os detetores, tal que, a eficiência de simetrização, ϵ_{SIM} , é o produto das eficiências totais (simples e de coincidência) de ambos os detetores, ϵ_{TPR} e ϵ_{TGMX} , conforme a equação:

$$\epsilon_{\text{SIM}}(\gamma) = \epsilon_{\text{TGMX}}(g) \circ \epsilon_{\text{TPR}}(\gamma) + \epsilon_{\text{TPR}}(g) \circ \epsilon_{\text{TGMX}}(\gamma)$$

onde (g) se refere à janela e (γ) ao gama. Podemos reescrever a equação acima como:

$$\begin{aligned} \epsilon(\gamma) = \epsilon_{\text{CPR}}(\gamma) \circ \epsilon_{\text{CGMX}}(g) \circ \epsilon_{\text{SGMX}}(g) \circ \epsilon_{\text{SPR}}(\gamma) + & \quad \text{(III.2)} \\ & + \epsilon_{\text{CGMX}}(\gamma) \circ \epsilon_{\text{CPR}}(g) \circ \epsilon_{\text{SPR}}(g) \circ \epsilon_{\text{SGMX}}(\gamma) \end{aligned}$$

sendo que ϵ_{CPR} e ϵ_{SPR} se referem à eficiência de coincidência e simples do detetor Princeton; analogamente, para o detetor GMX.

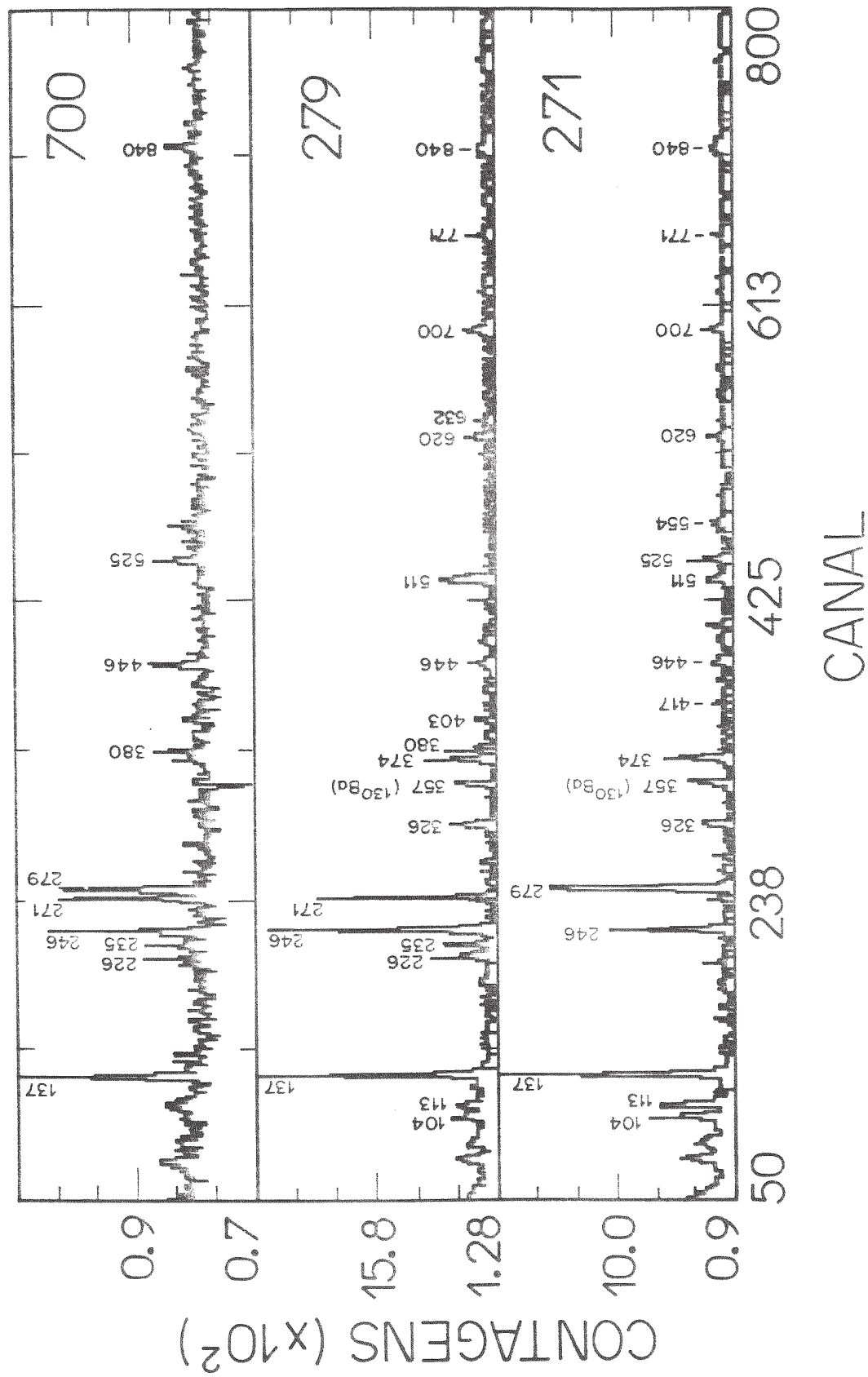


Fig. III.4a - Espectros janelados de gamas relevantes da experiência de coincidência γ - γ -t da reação $^{121}\text{Sb}(^{12}\text{C}, 3n)^{130}\text{La}$. (271, 279 e 700 keV)

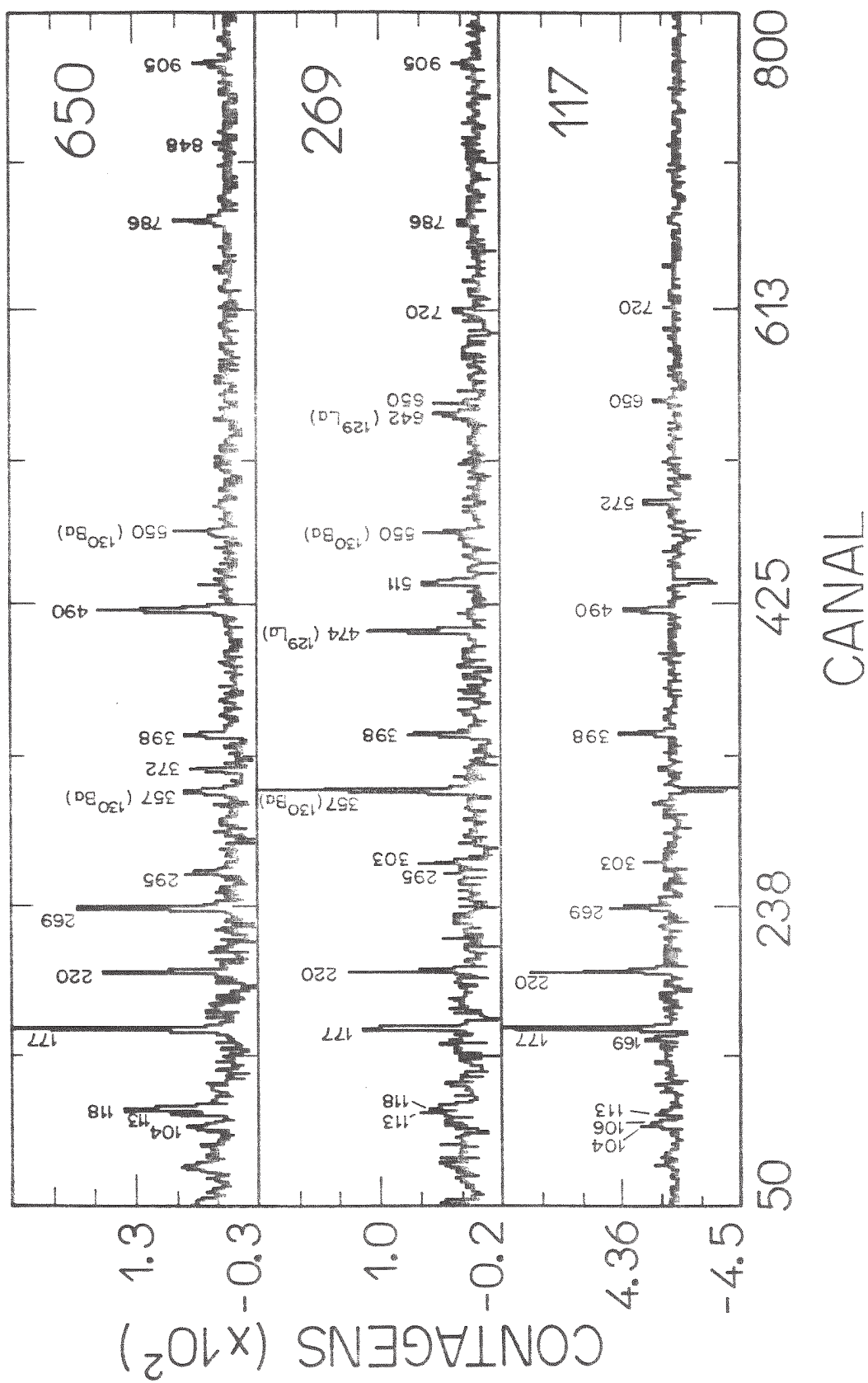


Fig. III.4b - Espectros janelados de gamas relevantes da experiência de coincidência γ - γ -t da reação $^{121}\text{Sb}(^{12}\text{C}, 3n)^{130}\text{La}$. (117, 269 e 650 keV)

Estas intensidades de coincidência foram comparadas com as dos espectros simples dos gamas bem definidos onde se obteve uma boa concordância dentro do erro experimental, confirmando assim a coerência dos cálculos realizados.

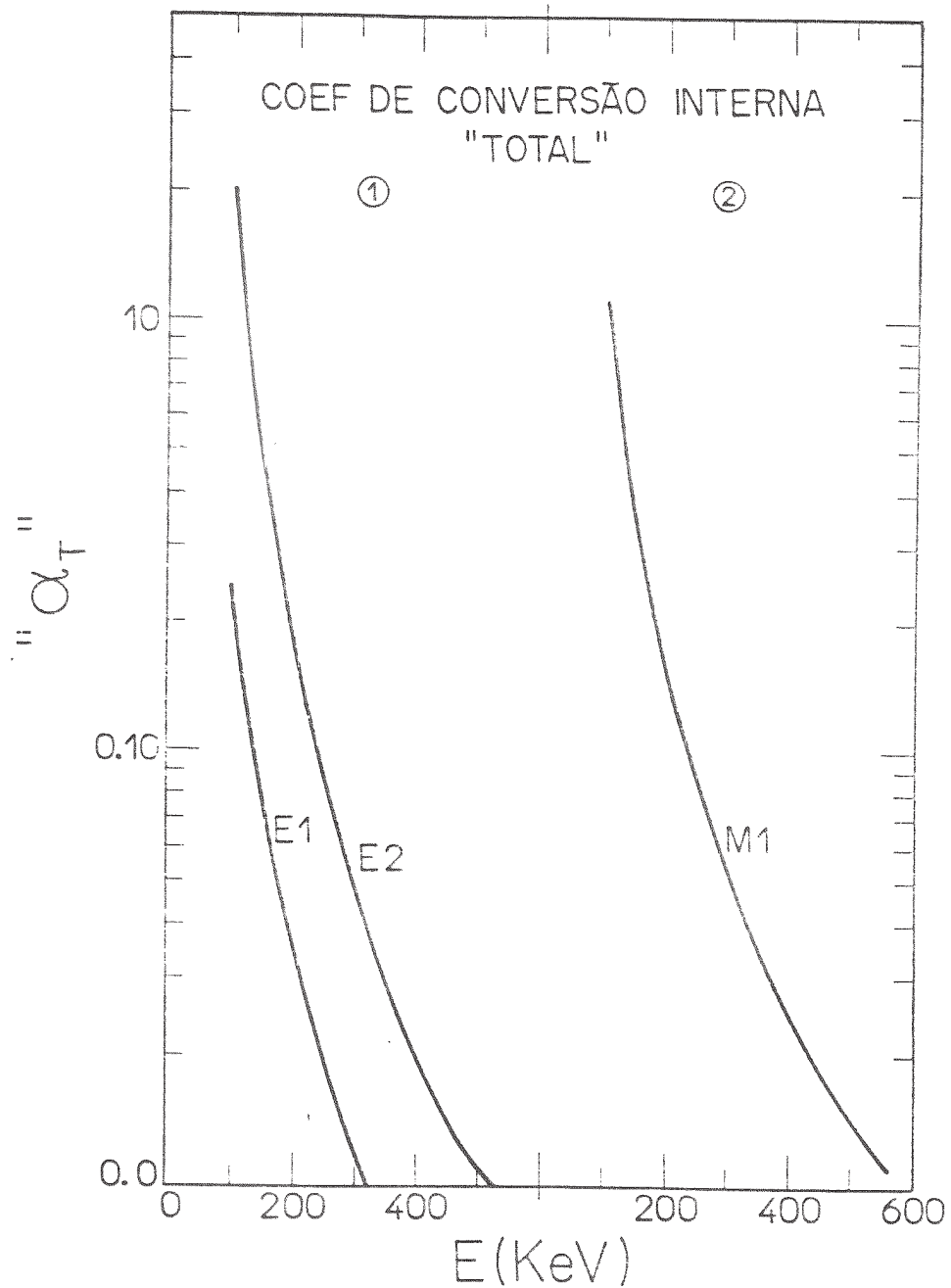


Fig. III.5 - Curvas de coeficiente de conversão interna total para as multipolaridades M1, E1 e E2.

TABELA 1 - Energias, Intensidades e valores de a_2/a_0 e a_4/a_0 para os γ da reação $^{121}\text{Sb}(^{12}\text{C}, 3n)^{130}\text{La}$ a 54 MeV. As energias possuem um erro de ± 0.2 , exceto valores inteiros onde é de ± 1 keV, e α é o coeficiente de conversão eletrônica.

Energia	$I_{rel} (\%)^a$	$I_{rel} (1+\alpha) (\%)$	a_2/a_0	a_4/a_0
104 ^b	293.0(5.6)		-0.241(25)	-0.286(28)
106 ^b	293.0(5.6)			
113.4	180.4(1.3)		-0.038(24)	-0.230(28)
117.8	132.3(1.2)	189.3(5.7) M1	-0.469(30)	-0.154(36)
136.7	184.9(0.9)	225.5(5.0) M1	-0.281(25)	-0.054(17)
169.2 ^c	13.3(4.7)		-0.128(21)	-0.109(23)
177.3	100.0(1.5)	100.0(2.4) M1	-0.502(18)	-0.055(18)
190 ^c	13.1(4.6)			
220.6	72.4(1.3)	65.9(1.7) M1	-0.542(29)	-0.047(27)
225.8	32.9(1.1)		0.179(42)	-0.167(46)
234.8	34.2(0.6)		-0.332(45)	-0.079(51)
245.8	69.6(0.6)	61.7(1.2) M1	-0.490(24)	-0.064(26)
269.2 ^{cb}	26.7(5.3)	23.3(4.7) M1	-0.259(35)	-0.162(35)
271.5	142.8(0.7)	118.0(2.1) E1	-0.348(13)	-0.074(14)
279.0	123.7(0.7)	107.2(1.9) M1	-0.457(13)	-0.041(14)
295.1	16.1(0.6)	13.7(0.5) E2	0.221(96)	-0.223(100)
303.2	19.7(0.7)	16.9(0.6) M1	-0.433(127)	-0.088(114)
325.8	21.5(0.8)	18.2(0.7) M1	-0.477(94)	-0.213(120)
346.7	14.2(0.6)	12.0(0.5) M1	-0.544(102)	-0.042(109)
372.4 ^{cb}	11.1(2.2)	9.2(1.8) M1	-0.270(104)	-0.131(116)
374.5	41.6(1.7)	34.8(1.5) M1	-0.390(66)	-0.045(80)
380.7	53.2(0.7)		-0.861(31)	-0.070(29)
392.6	7.7(1.1)	6.4(0.9) M1		
398.2	26.5(2.3)	22.0(1.9) E2	0.070(47)	-0.091(53)
403.1	14.4(1.1)		0.316(85)	-0.195(93)
414.1 ^{cb}	3.3(0.7)	2.7(0.5) M1		
417.0	14.3(1.0)	11.8(0.8) E2		
445.3	11.0(0.6)	9.1(0.5) M1	-0.466(107)	-0.182(118)
490.1	30.7(1.1)	25.0(1.0) E2		
525.1	44.3(1.5)	36.0(1.4) E2		
554.6 ^c	13.7(2.7)		-0.626(64)	0.066(67)
572.6 ^c	24.4(4.9)	19.8(4.0) E2		
584 ^c	4.1(0.8)		0.092(56)	-0.234(56)
619.8	12.0(1.4)	9.8(1.2) E2	0.392(159)	-0.304(193)
632.1 ^c	7.7(1.5)		-0.145(132)	-0.222(115)
649.6 ^c	18.2(3.6)	14.7(2.9) E2	0.036(43)	-0.115(43)
696 ^{cb}	< 3		0.181(66)	-0.231(73)
700.2	39.6(3.1)	32.2(2.6) E2		
720 ^b	20.0(2.0)	16.4(1.6) E2	0.095(118)	-0.090(132)
721 ^c	3.7(0.7)			
729.6	7.5(1.9)		-0.652(263)	-0.107(278)
771.1	8.6(1.2)	7.0(1.0) E2		
786.8	6.3(1.9)	5.1(1.5) E2		
840.4	11.4(3.1)	9.3(2.5) E2		
848.5	8.5(1.7)	6.9(1.4) E2	0.263(306)	-0.748(315)
905 ^{bc}	4.6(0.9)	3.7(0.7) E2		
908 ^{bc}	5.9(1.2)	5.5(1.1) E2		
952 ^c	5.0(1.0)	4.1(0.8) E2		
956	5.8(1.5)	4.7(1.2) E2		
1003 ^c	< 3	< 2.5 E2		
1014 ^c	< 3	< 2.5 E2		
1041 ^c	3	< 3 E2		

^a - Intensidade não corrigida pelo coeficiente de conversão interna
^b - Dubleto ^c - Intensidade calculada pela coincidência

IV - RESUMO DOS MODELOS UTILIZADOS NESTE TRABALHO

Para a interpretação dos dados experimentais deste trabalho utilizaram-se os modelos de "Cranked Shell Model" e "Rotor mais uma e duas quasipartículas".

IV.1 - "CRANKED SHELL MODEL - CSM"

IV.1.1 - "Cranking Model"

Este modelo descreve o movimento da partícula independente em um núcleo em rotação, com frequência angular ω fixa, ou seja, escolhe-se um sistema de referência (sistema intrínseco do núcleo) que roda no espaço com velocidade angular constante em relação ao sistema de coordenadas do laboratório. Esta mudança de sistema de coordenadas faz com que seja eliminada a dependência temporal do potencial médio.

A equação de Schrödinger dependente do tempo no sistema laboratório (ψ e H) pode ser escrita:

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = H\psi \quad (\text{IV.1})$$

Onde a hamiltoniana, H , depende explicitamente do tempo através do potencial $V(r, \theta, \phi, t)$. A função de onda ψ e a hamiltoniana H podem ser expressas em termos do sistema intrínseco por meio do operador de rotação que transforma o sistema de laboratório (ψ e H) para o sistema que roda junto com o corpo (ψ' e H'):

$$R(\omega t) = e^{-i\omega t J_x / \hbar} \quad (\text{IV.2})$$

como: $\psi = R(\omega t) \psi'$ e $H = R(\omega t) H' R^{-1}(\omega t)$

onde ψ' e H' estão relacionadas ao sistema intrínseco e H' é a hamiltoniana da partícula independente. A equação de Schrödinger pode ser reescrita como

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \left[R(\omega t) \psi' \right] = R(\omega t) H' \psi' \quad (\text{IV.3})$$

resolvendo a equação obtemos:

$$i\hbar \frac{\delta \psi'}{\delta t} = \left[H' - \omega J'_x \right] \psi' = H_\omega \psi' \quad (\text{IV.4})$$

onde
$$H_\omega = H' - \omega J'_x \quad (\text{IV.5})$$

é a hamiltoniana de "cranking" (Routhiano) com autovalores e' .

$$H_\omega \psi' = e' \psi'$$

A energia no sistema laboratório é dada pelo valor esperado de H , isto é,

$$\begin{aligned} e &= \langle H \rangle \\ e &= \langle \psi | H | \psi \rangle = \langle \psi' | H' | \psi' \rangle = \langle H' \rangle \end{aligned} \quad (\text{IV.6})$$

o autovalor de H_ω pode ser escrito como:

$$\begin{aligned} e' &= \langle \psi' | H_\omega | \psi' \rangle = \langle \psi' | H' | \psi' \rangle - \omega \langle \psi' | J'_x | \psi' \rangle \\ e' &= e - \omega \langle J'_x \rangle \end{aligned} \quad (\text{IV.7})$$

onde
$$- \frac{de'}{d\omega} = \langle J'_x \rangle = i_x \quad (\text{IV.8})$$

isto significa que a variação em relação à frequência de rotação da energia da partícula única é igual ao valor esperado da projeção do operador momento angular sobre o eixo de rotação, e é chamado de "alinhamento" i_x .

Para um sistema contendo N núcleons o momento angular total ao longo do eixo de rotação é calculado como

$$I_x = \sum_{\mu=1}^N \langle \mu | J_x | \mu \rangle \quad (\text{IV.9})$$

onde μ é sobre todos os níveis ocupados.

O Routhiano total é dado por

$$E' = \sum_{\mu=1}^N \langle \mu | H_\omega | \mu \rangle = \sum_{\mu=1}^N e'_\mu \quad (\text{IV.10})$$

e a energia total no sistema laboratório é

$$E = \sum_{\mu=1}^N \langle \mu | H' | \mu \rangle = E' + \omega I_x \quad (\text{IV.11})$$

A hamiltoniana dada pela equação IV.5 é invariante sob a rotação de um ângulo π em torno do eixo x de rotação nuclear, isto é:

$$R_x(\pi) H_\omega R_x^{-1}(\pi) = H_\omega$$

esta invariância de rotação é uma simetria que permanece e é chamada de "signature" α .

Este novo número, α , é definido por:

$$R_x(\pi) \psi_\alpha = e^{(-i\pi J_x)} \psi_\alpha = e^{-i\pi\alpha} \psi_\alpha \quad (\text{IV.12})$$

onde ψ_α é a função de onda com "signature" α . A "signature" α para

estados de partícula única possui os valores $+ 1/2$ ou $- 1/2$ e é uma quantidade aditiva.

Estados de partícula única com valores de $\alpha = \pm 1/2$ são degenerados para $\omega = 0$. Porém, esta degenerescência é removida quando o sistema passa a ter uma rotação diferente de zero onde começa haver a separação entre os níveis e esta separação observada no diagrama de níveis é chamada de "signature splitting" ($\Delta\epsilon'$). A componente α de menor energia é dita "favorecida" e a outra "desfavorecida". No caso de núcleos duplamente ímpar nós temos quatro diferentes estados intrínsecos, como: $+1/2_p +1/2_n$ e $-1/2_p -1/2_n$ resultando em $+1$ e -1 e $+1/2_p -1/2_n$ e $-1/2_p +1/2_n$ resultando em $\alpha = 0$.

A componente favorecida de uma "signature" é dada pela relação:

$$j = \alpha + 2n \quad (\text{IV.13})$$

onde j é o momento angular da partícula e n é um número inteiro.

O spin total dos estados de uma banda de uma dada "signature" é restrito a uma seqüência $\Delta I = 2$, através da relação:

$$I = \alpha + 2n \quad (\text{IV.14})$$

A "signature" $\alpha = \pm 1$ implica em estados com spins ímpares, isto é, $I = 1, 3, 5, \dots$ enquanto $\alpha = 0$ implica em $I = 0, 2, 4, \dots$

IV.1.2 - Correlações de Emparelhamento

As correlações de emparelhamento modificam fortemente as órbitas nucleônicas próximas do nível de Fermi quando o núcleo está em rotação e então devem ser levadas em conta utilizando um termo extra na hamiltoniana de "cranking". A nova hamiltoniana expressa em termos de operadores de criação e aniquilação de partícula

única, tem a forma:

$$H_{\omega} = \sum_{i,j} \left[\langle i | H' | j \rangle a_i^+ a_j - \omega \langle i | J_x | j \rangle a_i^+ a_j \right] - \sum_{i>,j>} G a_i^+ a_i^+ a_j^- a_j \quad (IV.15)$$

onde o primeiro termo H' é a hamiltoniana de partícula única (usualmente escolhida como a hamiltoniana de Nilsson ou Woods-Saxon), o segundo é o de "cranking" e o último é o de emparelhamento, H_{emp} . A "barra" indica a conjugação por inversão temporal.

O termo de emparelhamento é um operador de dois corpos, o qual implica em aniquilação de um par de partículas em estados \bar{j} e j e a recriação destas em estados i e \bar{i} . A constante G da equação IV.15 é independente de i e j .

Este termo de emparelhamento é usualmente simplificado utilizando a notação:

$$P_i^+ = \sum_{i>0} a_i^+ a_i^+$$

$$P_i = \sum_{i>0} a_i^- a_i$$

resultando $H_{emp} = -GP^+P$.

Utilizando os valores médios de $\langle P^+ \rangle$ e $\langle P \rangle$ podemos fazer a aproximação:

$$H_{emp} = -G \langle P \rangle (P^+ + P)/2$$

$$H_{emp} = -\Delta (P^+ + P)/2$$

$$H_{emp} = -\Delta \sum_i (a_i^+ a_i^+ + a_i^- a_i) / 2 \quad (IV.16)$$

onde de Δ é definido como parâmetro "gap" de emparelhamento, isto é, $\Delta = G \langle P \rangle$.

Esta nova hamiltoniana pode ser escrita como:

$$H = \sum_{ij} \left[(\langle i | H' | j \rangle - \lambda \delta_{ij}) a_i^+ a_j - \omega \langle i | J_x | j \rangle a_i^+ a_j \right] - \sum_{i>} \Delta (a_i^+ a_i^+ + a_i^- a_i^-) / 2$$

(IV.17)

no entanto, para se conservar o número médio de partículas é necessário nesta hamiltoniana utilizar o multiplicador de Lagrange, $-\lambda$.

A diagonalização desta hamiltoniana é feita usualmente definindo novas partículas (quasipartículas) através da transformação de Bogoliubov-Valatin:

$$a_i^+ = \sum_s u_s^i a_s^+ + v_s^i a_s^-$$

A inclusão de emparelhamento na hamiltoniana de partícula única não destrói as simetrias π e α . Sendo assim, os estados de quasipartículas podem ser classificadas com respeito a estas simetrias.

A figura IV.1 mostra o diagrama de níveis de quasipartículas como função da frequência angular ω , onde se tem que a configuração de vácuo de quasipartículas é dada quando todos os níveis para $e' < 0$ são ocupados. Uma das características deste diagrama de energias de quasipartículas é a interação entre os níveis de mesma "signature" (por exemplo a e -b na frequência ω_1). Deve-se enfatizar, no entanto, que só se tem um cruzamento entre duas bandas de quasipartículas quando um nível é ocupado e o outro não. Este cruzamento permitido é observado experimentalmente como uma variação do alinhamento, i_x , em função da energia de rotação ω e é chamado de "upbending" ou "backbending". Sendo assim, em uma configuração de excitação de quasipartícula onde temos uma excitação de -a para a, o cruzamento entre os níveis -b e a é dito bloqueado em ω_1 , já que ambos os níveis estão ocupados. O primeiro cruzamento não bloqueado para esta configuração é na frequência ω_2 onde o nível ocupado a interage com o nível não ocupado c, e neste ponto (ω_2) a partícula muda a inclinação de sua trajetória.

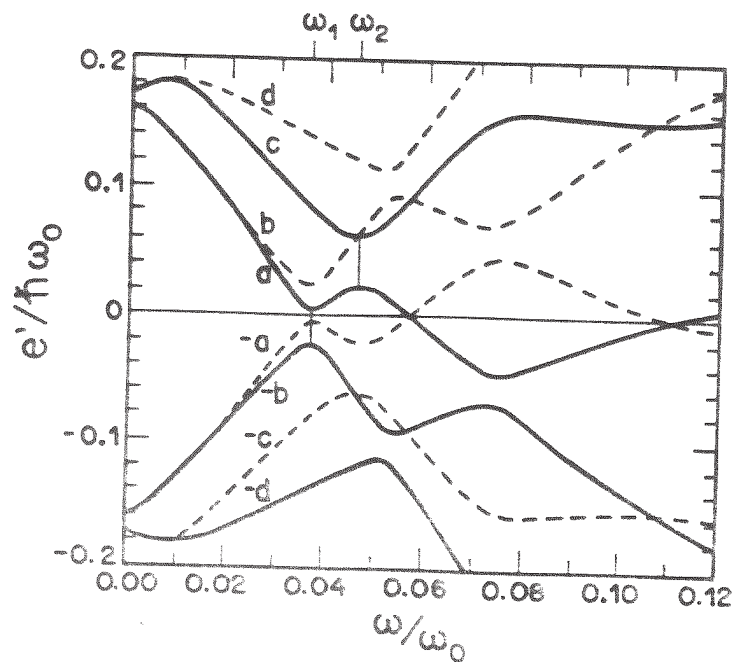


Fig. IV.1 - Níveis de energia de quasipartícula para a camada $i_{13/2}$ em função da frequência de rotação, — $\alpha = 1/2$ e ---- $\alpha = -1/2$.

IV.1.3 - Routhianos Teóricos

Foram realizados cálculos teóricos de Routhianos de quasipartícula em uma camada de alto j , $h_{11/2}$, em função da rotação ω e da deformação γ . Para estes cálculos utilizou-se um código chamado "Cranking" [La88], onde os parâmetros utilizados são:

a) Δ_N e Δ_P - "gap" de emparelhamento

O potencial de emparelhamento é escolhido como:

$$\Delta = \frac{135}{A} \text{ [MeV]} \quad (\text{IV.18})$$

que para esta região de massa ($\cong 130$) este valor está em torno de:

$$\Delta_P = \Delta_N = 0,124 \hbar\omega_0 = 1,0 \text{ MeV}$$

onde $\hbar\omega_0 = 41 A^{-1/3} \text{ MeV} = 8,09 \text{ MeV}$ para ^{130}La

b) Hamiltoniana de partícula única escolhida foi a de Nilsson [An76]

$$H' = \hbar\omega_0 \left\{ \frac{1}{2} (-\Delta' + r'^2) - \beta r'^2 \left[\cos \gamma Y_2^0 - \frac{\text{sen } \gamma}{\sqrt{2}} (Y_2^2 + Y_2^{-2}) \right] - \kappa \left[2(\vec{l}' \cdot \vec{s}') + \mu (l'^2 - \langle l'^2 \rangle) \right] \right\} \quad (\text{IV.19})$$

onde os valores κ e μ são [Be85]:

$$\begin{array}{ll} \kappa = 0,060 & \mu = 0,65 \text{ prótons} \\ \kappa = 0,062 & \mu = 0,43 \text{ nêutrons} \end{array}$$

c) Parâmetro β (deformação quadrupolar)

O momento de inércia experimental pode ser obtido a partir do primeiro estado 2^+ de uma banda rotacional

$$E(I) = \frac{\hbar^2}{2 J_{\text{exp}}} I(I+1) \quad [\text{MeV}]$$

ou seja:

$$J_{\text{exp}} = \frac{3 \hbar^2}{E_2^+} \quad [\text{MeV}^{-1}] \quad (\text{IV.20})$$

ou derivando empiricamente através de [Gr62]:

$$E_2^+ B(E2, 2^+ \Rightarrow 0) \cong (2.5 \pm 1) \times 10^{-3} Z^2 A^{-1} (\text{MeV e}^2 \text{b}^2)$$

onde a probabilidade reduzida de transição, $B(E2)$, é escrita em função do parâmetro β , tal como:

$$B(E2, 2^+ \rightarrow 0) = \frac{3}{5 \cdot 4^2 \cdot \pi^2} Z^2 e^2 R_0^2 \beta^2$$

resultando em:

$$\frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}_0} = \frac{204}{\beta^2 A^{7/3}} \text{ (MeV)} \quad (\text{IV.21})$$

e finalmente obtendo para o parâmetro de deformação:

$$\beta = \left[\frac{1224}{\bar{E}_2^+ A^{7/3}} \right]^{1/2} \quad (\text{IV.22})$$

Onde \bar{E}_2^+ é a média dos primeiros estados de energia 2^+ , $E_{2^+}^{\text{EXP}}$, vizinhos $(A - 1)$ e $(A + 1)$, tal que

$$\bar{E}_2^+ = \frac{1}{2} \left[E_{2^+}^{(A-1)} + E_{2^+}^{(A+1)} \right]$$

d) Níveis de Fermi

Os níveis de Fermi para prótons e nêutrons, λ_P e λ_N , foram obtidos ajustando o valor médio do número de partículas, $\langle N \rangle$, do núcleo em estudo.

Para o núcleo de ^{130}La os valores obtidos foram: $\lambda_P = 5,495 \hbar\omega_0$ e $\lambda_N = 5,978 \hbar\omega_0$.

O Routhiano total (E'_{TOT}) foi calculado usando a contribuição do caroço e os routhianos das quasipartículas (próton e nêutron) para cada "signature", seguindo as prescrições de Frauendorf e May [Fr83]:

$$E' = \frac{1}{2} V_{p0} \cos 3\gamma - \frac{1}{2} \omega^2 \mathcal{J} + e'_p + e'_n \quad (\text{IV.23})$$

onde $\mathcal{J} = (\mathcal{J}_0 + \frac{1}{2} \omega^2 \mathcal{J}_1) \frac{4}{3} \cos^2 (\gamma + 30^\circ)$ e V_{p0} representa a diferença do potencial prolato-oblató [Ch83].

O parâmetro de $V_{p0} = -500 \text{ keV}$ foi obtido da sistemática para esta região de massa; no entanto este parâmetro não influi

significativamente no valor do mínimo de E'_{TOT} .

IV.1.4 - Transformação p/ o sistema intrínseco do núcleo

Para a utilização do "Cranked Shell Model" é conveniente expressar os dados do esquema de níveis em termos das energias de excitação no sistema intrínseco (routhianos, e') e da frequência angular de rotação (a qual aparece explicitamente na hamiltoniana da equação IV.5).

A energia de excitação no sistema de laboratório E_x e no sistema em rotação $E'(\omega)$ são relacionadas conforme a equação IV.11, ou seja:

$$E'(\omega) = E_x(\omega) - \omega I_x \quad (IV.24)$$

A velocidade angular de rotação pode ser obtida através de:

$$\omega = \frac{dE}{dI_x} \quad (IV.25)$$

Calcula-se a velocidade angular para as transições de um estado inicial com energia e momento angular, E_i e I_i , para um estado final de E_f e I_f , através de:

$$\hbar\omega(I_a) = \frac{(E_i - E_f)}{I_x(I_i) - I_x(I_f)} \quad (IV.26)$$

onde é considerada uma seqüência de níveis de $\Delta I = 2$, de mesma "signature".

O Routhiano total pode ser calculado dos dados experimentais pela prescrição:

$$E'(I_m) = 0,5 (E_i + E_f) - \omega(I_m)I_x(I_m) \quad (IV.27)$$

onde I_m é o valor médio de I_i e I_f , e I_x é a projeção do momento angular total I no eixo de rotação conforme a figura IV.2.

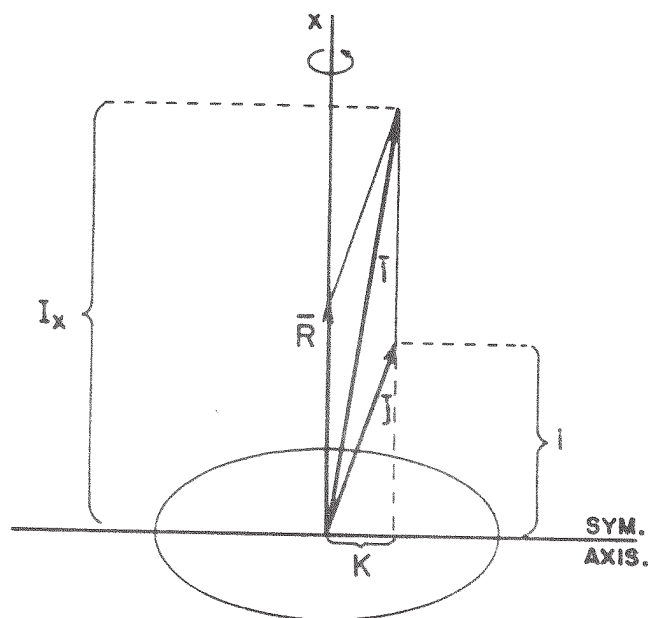


Fig. IV.2 - Desenho esquemático do diagrama de vetores, ilustrando a projeção do momento angular do núcleon e total no eixo de rotação e no eixo de simetria do núcleo.

Podemos ainda aproximar I_x para valores de I grande pela relação:

$$I_x(I) = \left[(I + 1/2)^2 - K^2 \right]^{1/2} \quad (\text{IV.28})$$

onde K é a projeção do momento angular total no eixo de simetria do núcleo e é dado pela regra de Gallagher-Moszkowski (G-M) [Ga58], isto é:

$$\begin{aligned}
K &= \Omega_{\pi} + \Omega_{\nu} & \text{se } \Omega_{\pi} &= \Lambda_{\pi} \pm 1/2 \text{ e } \Omega_{\nu} = \Lambda_{\nu} \pm 1/2 \\
K &= |\Omega_{\pi} - \Omega_{\nu}| & \text{se } \Omega_{\pi} &= \Lambda_{\pi} \pm 1/2 \text{ e } \Omega_{\nu} = \Lambda_{\nu} \mp 1/2
\end{aligned}
\tag{IV.29}$$

ou seja, supondo que o spin do próton e do nêutron se alinhem paralelamente.

Para se poder comparar as energias de quasipartículas as quais são dependentes da frequência de rotação ω , é preciso subtrair do Routhiano total, E' , a contribuição coletiva da energia rotacional associada com a configuração de referência. Aqui, esta contribuição coletiva será considerada como sendo a banda do estado fundamental, E'_g , que será chamada de zero excitações de quasipartículas.

Esta energia de referência E'_g é dada por:

$$E'_g(\omega) = - \int I_{x,g}(\omega) d\omega$$

onde $I_{x,g}(\omega)$ é o momento angular da banda fundamental, e é igual a:

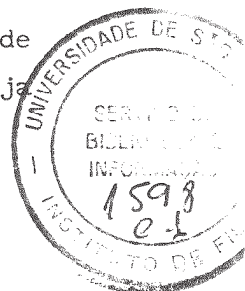
$$I_{x,g}(\omega) = \omega \mathcal{J}_0 + \omega^3 \mathcal{J}_1 \tag{IV.30}$$

que é a expansão dos estados da banda em potências de ω , onde o primeiro termo é o esperado para o rotor rígido, e o segundo termo corresponde à correção de ordem mais baixa devido à dependência do momento de inércia com a rotação [Ha65].

$$E'_g(\omega) = - \frac{\omega^2}{2} \mathcal{J}_0 - \frac{\omega^4}{4} \mathcal{J}_1 + \frac{\hbar^2}{8\mathcal{J}_0} \tag{IV.31}$$

onde \mathcal{J}_0 e \mathcal{J}_1 são os parâmetros de Harris [Ha65] que podem ser os valores do caroço par-par, porém neste trabalho serão utilizados os valores ajustados aos dados experimentais.

A constante de integração da equação IV.31 é escolhida de tal maneira que a energia do estado fundamental $E'(I = 0)$ seja igual a zero (desprezando termos proporcionais a ω^4).



A energia de quasipartícula no sistema em rotação será então a diferença entre o routhiano total E' e o de referência E'_g na mesma frequência de rotação, dada por:

$$e'(\omega) = E'(\omega) - E'_g(\omega) \quad (\text{IV.32})$$

De modo similar o alinhamento do momento angular com o eixo de rotação das partículas não emparelhadas é a diferença entre I_x e a componente x do momento angular de referência I_{xg} , isto é:

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

$$i_x(\omega) = I_x(\omega) - (\omega J_0 + \omega^3 J_1) \quad (\text{IV.33})$$

Nos núcleos ímpar-ímpar já estão incluídas nos valores de i_x e e' as contribuições de ambas as quasipartículas.

IV.2 - MODELO DE ROTOR MAIS UMA E DUAS QUASIPARTÍCULAS

O modelo de Rotor mais uma quasipartícula é usado para o estudo de núcleos transicionais A ímpar, onde as bandas Yrast destes núcleos podem ser descritas em termos do acoplamento de um núcleon ímpar, em camada de alto j, com um caroço axial ou triaxial em rotação [St73].

Este modelo foi inicialmente desenvolvido por Meyer-Ter-Vehn [Me75], onde o núcleon ímpar é considerado como uma quasipartícula descrita na aproximação de BCS.

A hamiltoniana deste modelo é dada por:

$$H = H_{\text{ROT}} + H_{\text{PAR}} \quad (\text{IV.34})$$

onde H_{PAR} é descrita como hamiltoniana de Nilsson (eq. IV.19) mais emparelhamento (eq. IV.16) e H_{ROT} é dada por:

$$H_{\text{ROT}} = \sum_{k=1}^3 \frac{R_k^2}{2\mathcal{J}_k} \quad (\text{IV.35})$$

sendo que R_k são as componentes no referencial fixo no corpo do momento angular \vec{R} do caroço. O momento angular total é obtido pela soma das contribuições do caroço e da partícula ímpar: $\vec{I} = \vec{R} + \vec{J}$ e \mathcal{J}_k são os momentos de inércia hidrodinâmicos:

$$\mathcal{J}_k = \mathcal{J}_0(\beta) \frac{4}{3} \sin^2\left(\gamma - \frac{2\pi}{3}k\right) \quad k = 1, 2, 3 \quad (\text{IV.36})$$

e dependem dos parâmetros de deformação β e γ , onde $\mathcal{J}_0(\beta)$ se fixa de forma que o espectro de energia se ajuste ao experimental.

Os parâmetros livres do modelo são: β , γ e λ_F onde para um particular núcleo A-ímpar β e γ são determinados a partir dos estados excitados mais baixos do núcleo par-par vizinho, e λ_F é estimado pelo esquema de níveis de partícula independente. Os outros parâmetros do modelo são escolhidos como função de A, exemplo Δ , ou como função de β e A, exemplo \mathcal{J}_0 .

A equação IV.21 fornece o valor inicial do parâmetro \mathcal{J}_0 , porém este valor é apenas um ponto de partida para a determinação deste parâmetro, uma vez que ele é ajustado para as primeiras transições das bandas dos núcleos ímpares. E o potencial de emparelhamento é obtido através da equação IV.18.

No modelo de "Rotor mais duas quasipartículas" os núcleos transicionais com próton ímpar e nêutron ímpar podem ser descritos pelo acoplamento destas quasipartículas ímpares a um caroço axial ou triaxial.

Estes núcleos transicionais com duas quasipartículas são descritas formalmente da mesma maneira que os núcleos com massa ímpar onde a nova hamiltoniana deste modelo é descrita por:

$$H = H_{\text{ROT}} + \sum_{i=\pi, \nu} \left[H_{N11}^i(\beta, \gamma) + H_{\text{Emp}}^i \right] \quad (\text{IV.37})$$

V - RESULTADOS E DISCUSSÃO

V.1 - ESQUEMA DE NÍVEIS

Na construção do esquema de níveis de ^{130}La foram considerados vários aspectos, tais como: multipolaridades das transições, ocorrência de coincidência e as intensidades simples e de coincidência dos raios gama.

A análise qualitativa apenas permite a identificação dos gamas que estão em coincidência dentro de uma cascata, no entanto, não informa o do seu posicionamento dentro da cascata. É através da intensidade simples que se tem uma primeira noção do posicionamento dos gamas.

Para o posicionamento dos vários gamas de ^{130}La dentro do esquema de níveis usou-se os seguintes critérios:

- os níveis não podem ser populados com intensidade maior do que são desexcitados (exceto estado fundamental e os estados isoméricos).

- as intensidades de coincidência de um espectro janelado devem ser iguais para todos os gamas janelados por cima, e para os janelados por baixo devem ser proporcionais as intensidades simples, considerando em ambos os casos as derivações ("branching ratios") caso estas existam.

- os "cross-overs" que são transições que cruzam um estado intermediário, tendo portanto energia igual à soma das duas transições intermediárias, não devem estar em coincidência com estes gamas.

- nesta região de massa ($A \cong 130$) os gamas pertencentes a uma banda rotacional devem ser do tipo M1 quando são transições dipolares, enquanto as quadrupolares devem ter caráter E2 puro. Sendo assim, para cada duas transições M1 consecutivas deve corresponder uma E2 de energia igual à soma das duas.

O esquema de níveis de ^{130}La (figura V.1), constitui-se basicamente de duas bandas principais com fortes transições M1 e

Além destas bandas principais de ^{130}La , foram também observados dois conjuntos de raios gama: 554, 632, e 696 keV e 169, 584 e 721 keV, onde os gamas de 554 e 632 do primeiro grupo fazem a conexão com a banda 2 e o segundo grupo popula o estado 117,8 keV da banda 1.

Os gamas de 104 e 113 keV, de intensidade forte, estão em coincidência com as bandas mencionadas acima, e portanto devem estar situados abaixo do nível do gama de 177 keV (7^-). Por outro lado, os gamas 403, 381, 226, 235 keV estão em coincidência somente com a banda 2, mas não com o gama de 271 keV, indicando assim que estes devem despolarizar o nível do gama de 137 keV (8^+). No entanto não foi possível fazer a ligação entre estas bandas e o estado fundamental do ^{130}La .

A análise do gama de 271 keV mostrou que este se encontra em coincidência somente com os gamas da banda 2 e com 113 e 104 keV, sendo que os dois últimos também estão em coincidência com a banda 1. O balanço de energia e intensidade mostra que o 271 não pode estar situado acima ou dentro da banda 2, sugerindo que este gama seja posicionado abaixo do gama de 137 keV, despolarizando o nível 8^+ e fazendo a conexão entre o estado de spin 7^- e 8^+ , logo com multipolaridade E1, de acordo com a característica dipolar obtida para este gama.

Na banda 1 (figura V.1) observou-se um "cross-over" de 190 keV, de intensidade fraca, que poderia ser resultado da soma das transições intermediárias de 118 e 72 keV. No entanto, o gama de 72 keV não foi visto em nossas experiências possivelmente devido à falta de sensibilidade na região de baixa energia do espectro, e à presença de raios X de Pb (74 e 84 keV) de alta intensidade. Na referência [Go89a] foram confirmados o gama de 72 keV e o "cross-over" de 190 keV.

Através da soma de alguns espectros janelados de cada banda (figura V.2), para melhorar a estatística, foram observados gamas de multipolaridade E2 tais como 908, 956, 1014 e 1041 keV da banda 2 e também 953 e 1003 keV da banda 1, que foram posicionados acima dos estados 14^+ e 16^- , respectivamente.

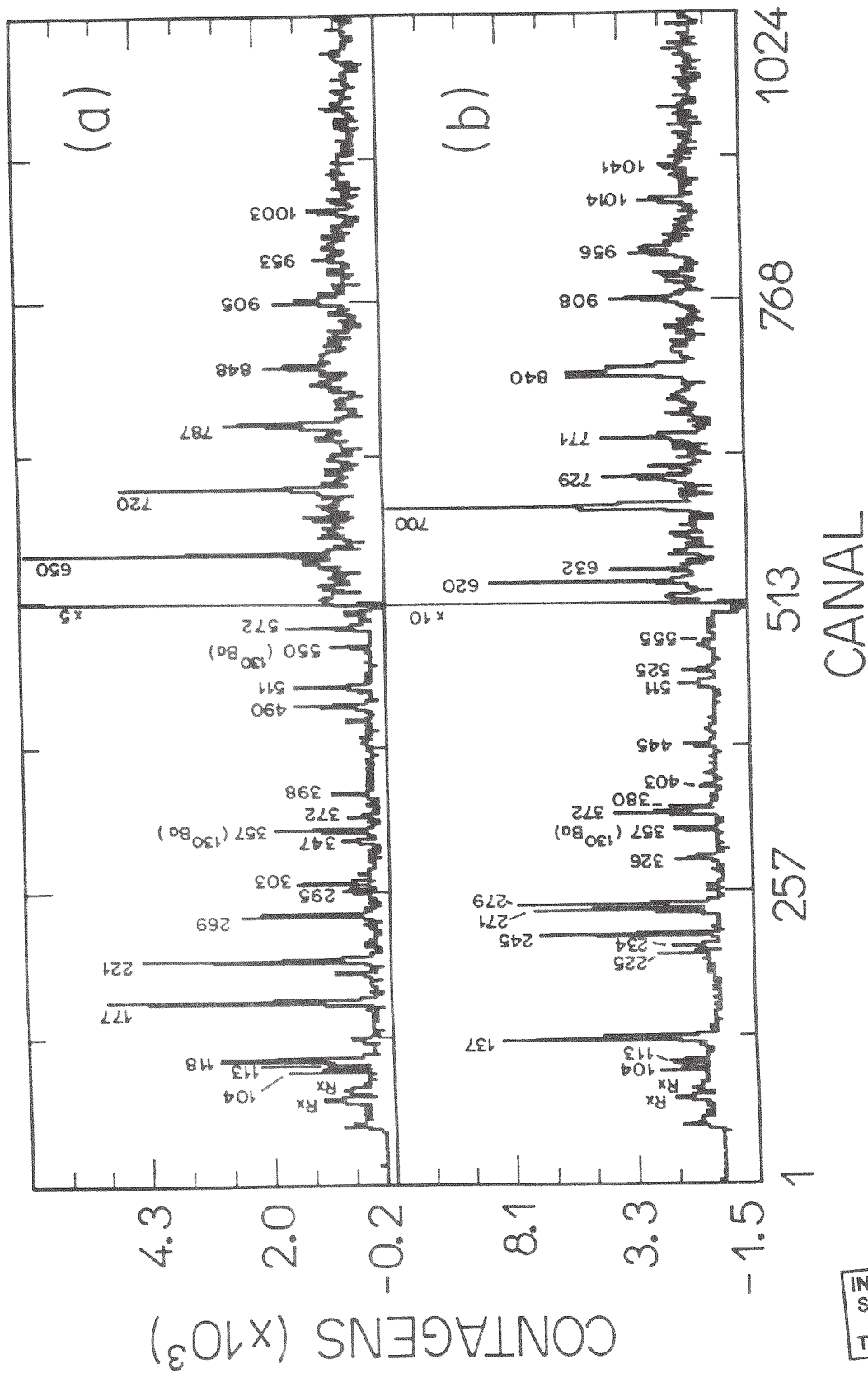


Fig. V.2 - a) Espectro soma das janelas 118, 177, 221, 269, 303, 347, 295 e 490 keV da banda 1 b) Espectro soma das janelas de 271 e 137, 279, 245, 374, 325, 700 e 771 keV pertencentes à banda 2.

INSTITUTO DE FÍSICA
 Serviço de Biblioteca e
 Informação
 Tombo: 3013

V.2 - CONFIGURAÇÕES E SPINS DAS BANDAS

Utilizando o diagrama de Nilsson para prótons e nêutrons (figuras V.3 e V.4), com uma deformação pequena, $\beta \cong 0,2$ (sistemática da região - vide cálculos secção IV.1.3), observa-se que o nível de Fermi para prótons se encontra próximo ao orbital $h_{11/2} [550]1/2^-$, enquanto que para nêutrons está na região dos orbitais $h_{11/2} [523]7/2^-$, $h_{11/2} [514]9/2^-$ e $g_{7/2} [404]7/2^+$.

As bandas Yrast dos prótons-ímpares vizinhos ^{129}La [Sm85] e ^{131}La [Pa87c] mostram bandas desacopladas com configuração $\pi h_{11/2}$ e cabeça de banda $11/2^-$ (figura V.5). As energias das transições destas bandas nestes núcleos estão em boa concordância com as energias dos "cross-overs" de ambas as bandas de ^{130}La permitindo concluir que o próton deve ocupar o orbital $h_{11/2}$. Analogamente segue da comparação com os nêutrons ímpares vizinhos ^{131}Ce [No82] e $^{129}\text{Gi77}$ que estes apresentam bandas $\nu g_{7/2}$ com cabeça de banda $7/2^+$ (figura V.6), e mostram uma similaridade entre as energias destas bandas e a banda 1 de ^{130}La , sugerindo assim a configuração $\pi h_{11/2} \otimes \nu g_{7/2}$ - figura V.1.

Como mencionado anteriormente, as únicas configurações possíveis para os nêutrons são $h_{11/2}$ e $g_{7/2}$ e como os núcleos de ^{131}Ce e ^{129}Ba também apresentam bandas $\nu h_{11/2}$ pode-se atribuir a configuração $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$ para a banda 2 de ^{130}La .

Estas configurações atribuídas às bandas principais do núcleo de ^{130}La estão também fundamentadas nas configurações das bandas do isótono ^{132}Pr [Sh88], e também nas bandas dos isótopos ímpar-ímpares vizinhos como: ^{132}La [O189a] e ^{128}La [Go89a] e seus isótonos respectivos ^{134}Pr e ^{136}Pm [Be87], ^{130}Pr [Ma88]. As energias das bandas principais de ^{130}La e do isótono ^{132}Pr são bastante similares (figura V.7), porém esta semelhança não é mais tão forte para os isótopos (figura V.8).

NILSSON DIAGRAM FOR PROTONS

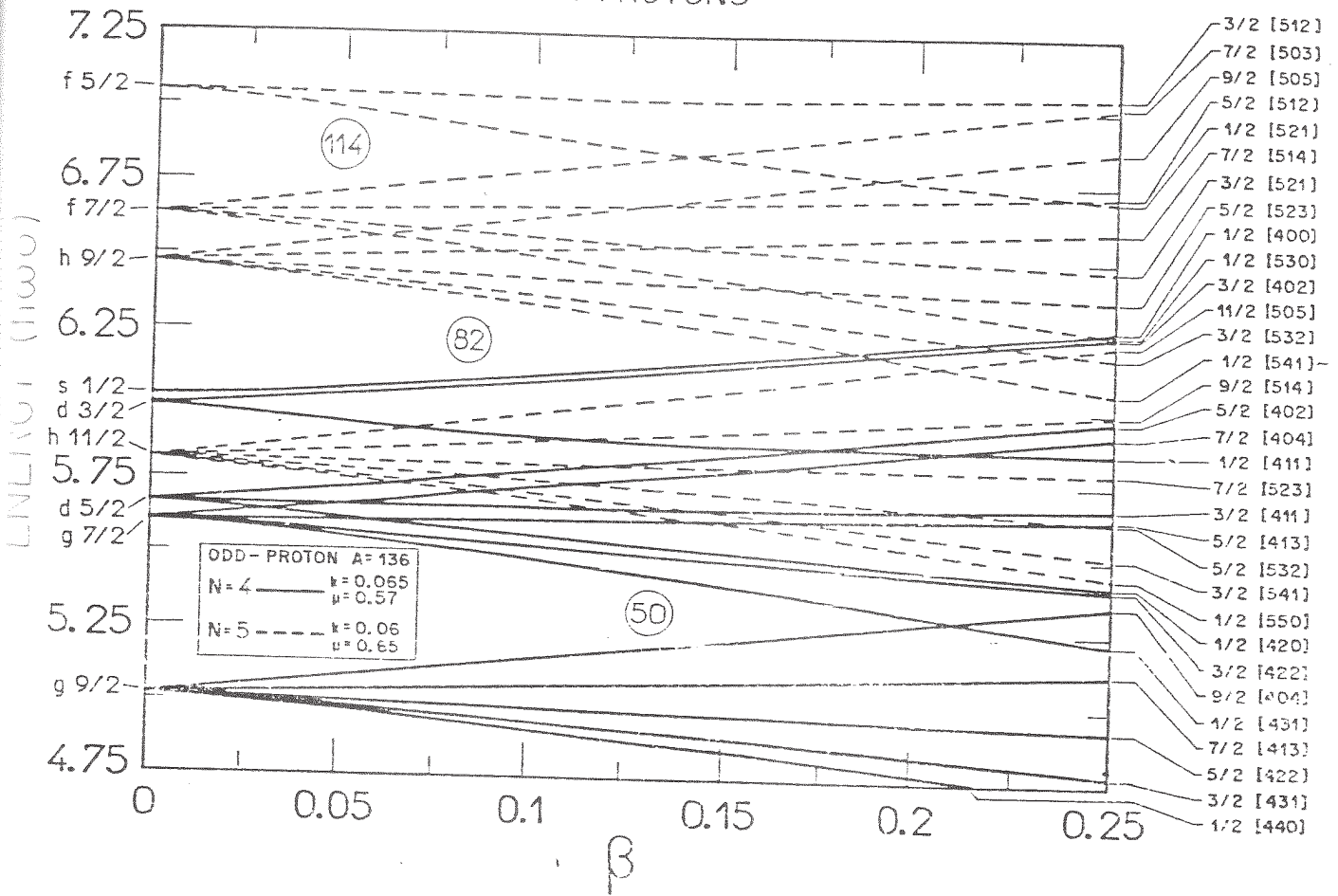


Fig. V.3 - Diagrama de Nilsson para prótons

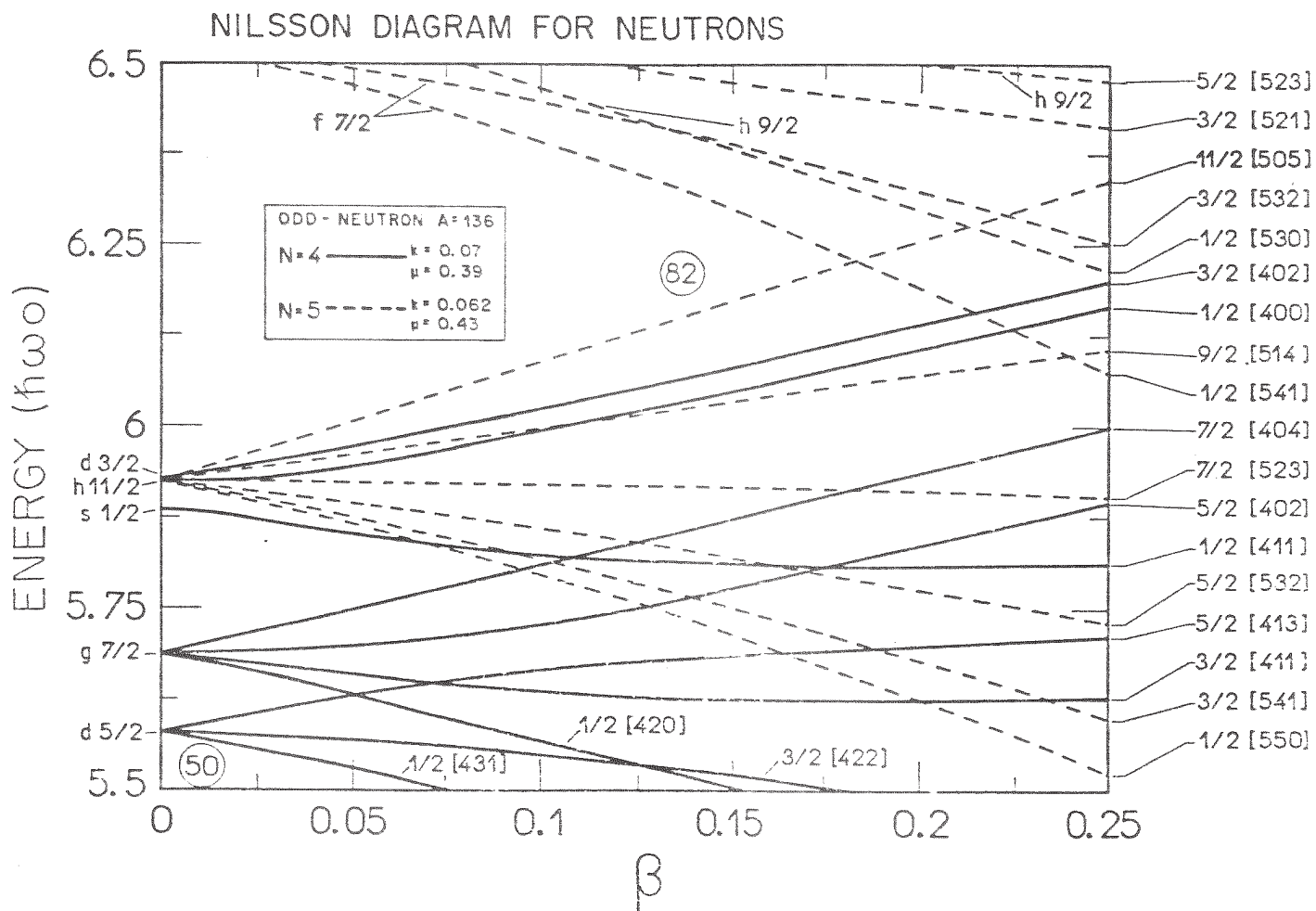


Fig. V.4 - Diagrama de Nilsson para nêutrons

PRÓTONS ÍMPARES VIZINHOS Z=57

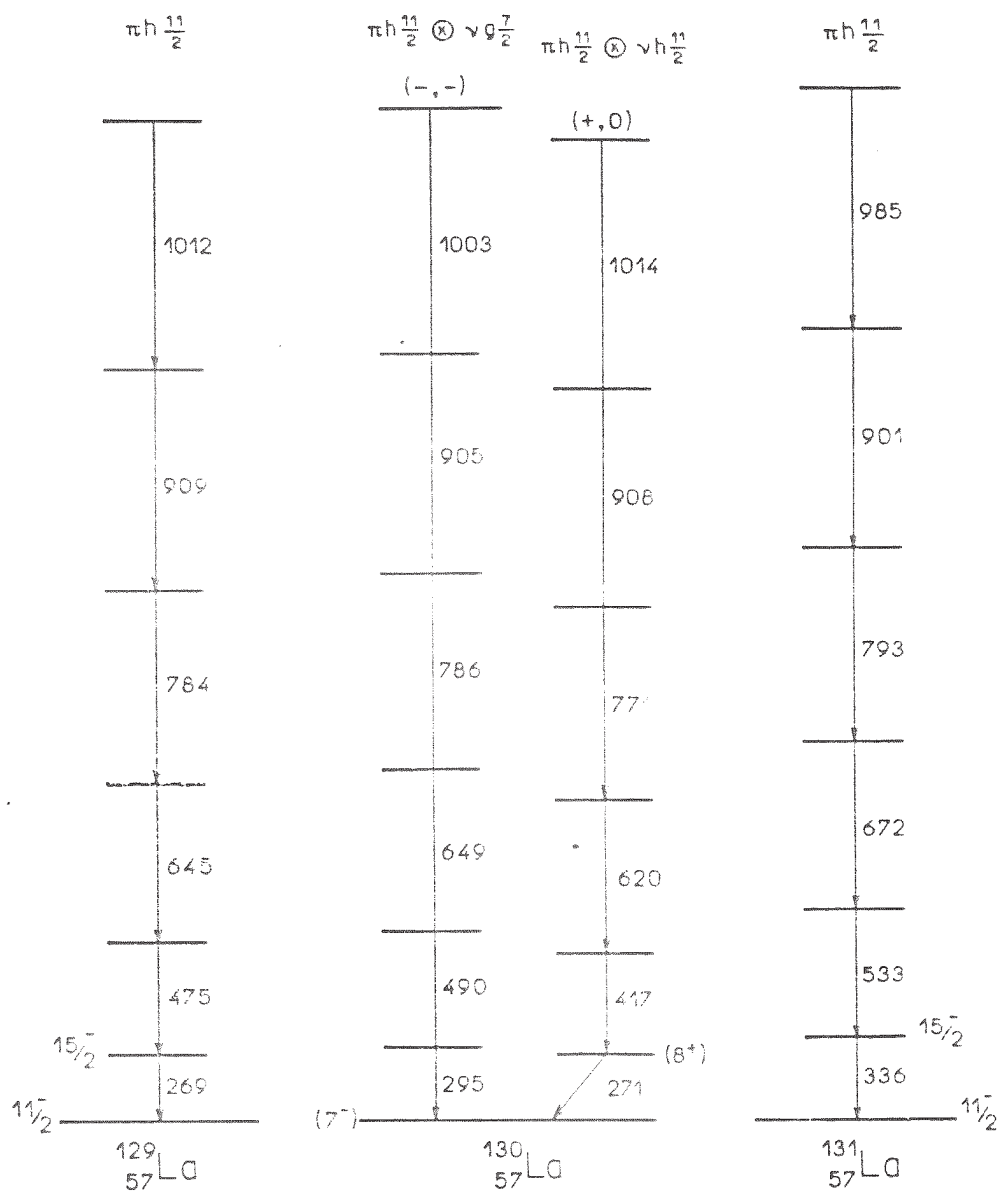


Fig. V.5 - Bandas $\pi h_{11/2}$ dos prótons ímpares vizinhos em comparação com as componentes $(-, -)$ da banda $\pi h_{11/2} \otimes \nu g_{7/2}$ e $(+, 0)$ da banda $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$ de ^{130}La .

NEUTRONS ÍMPARES VIZINHOS N=73

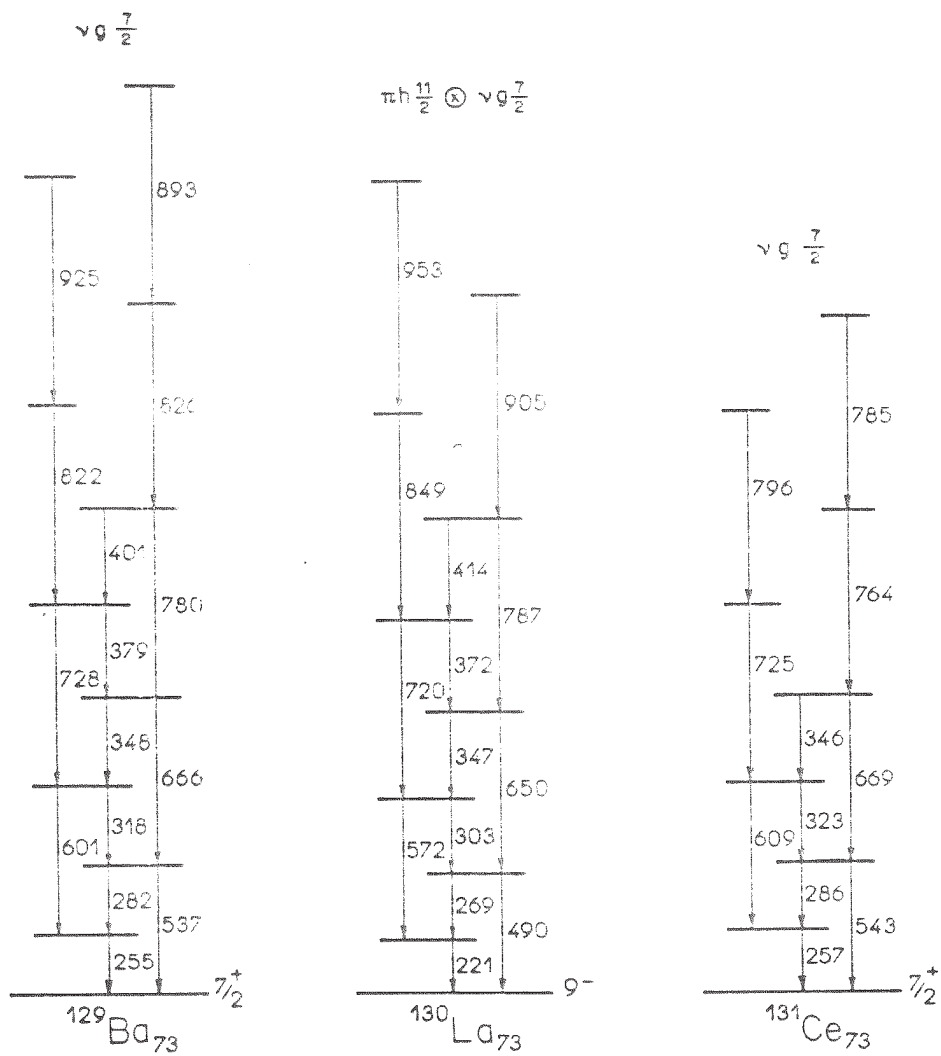


Fig. V.6 - Bandas $\nu g_{7/2}$ dos nêutrons ímpares vizinhos de ^{130}La em comparação com a banda $\pi h_{11/2} \otimes \nu g_{7/2}$ deste núcleo.

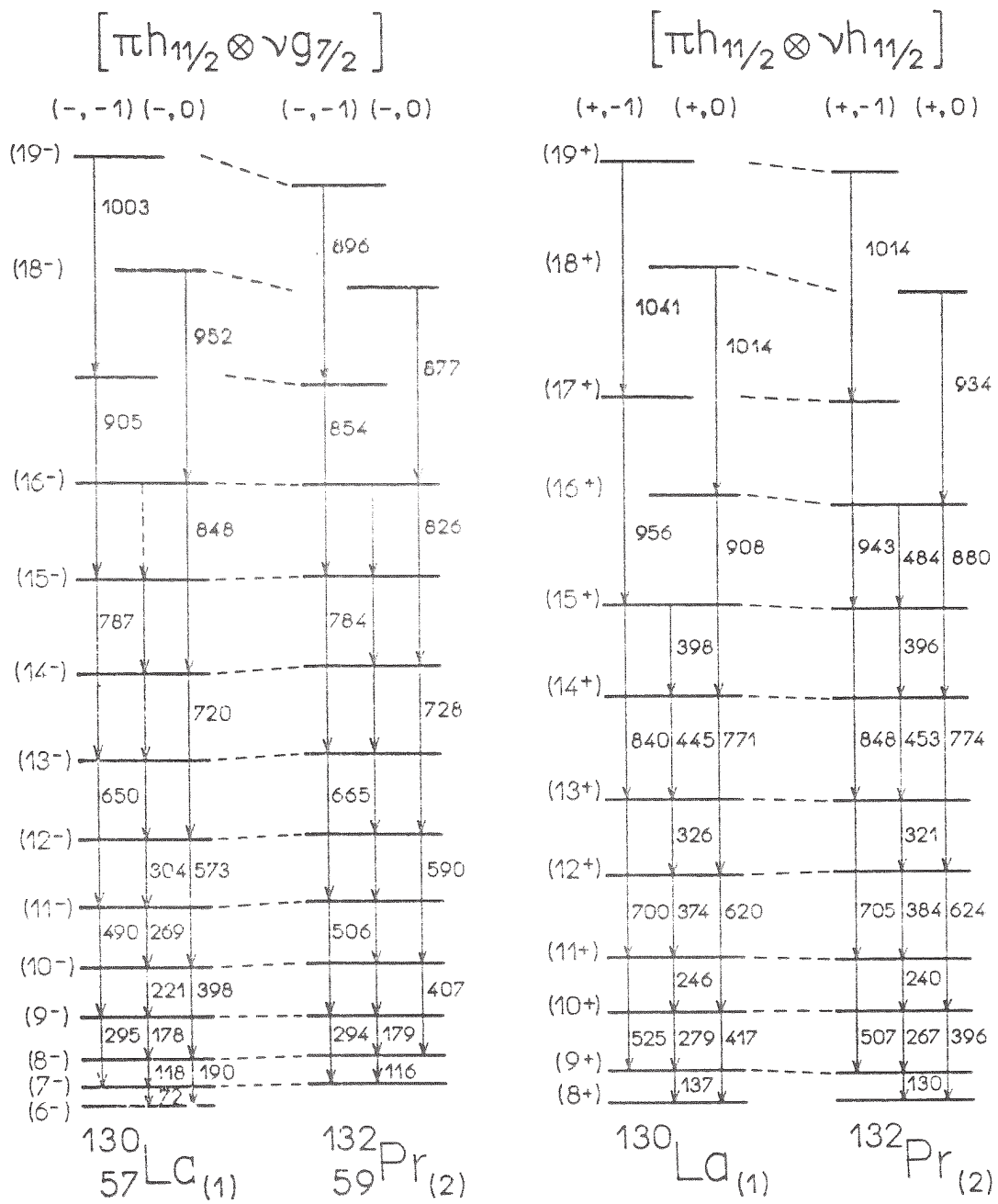


Fig. V.7 - Comparação das bandas principais de ^{130}La com as bandas do isótopo de ^{132}Pr .

BANDAS DOS ISÓTOPOS DE ^{130}La
 CONFIGURAÇÃO $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$

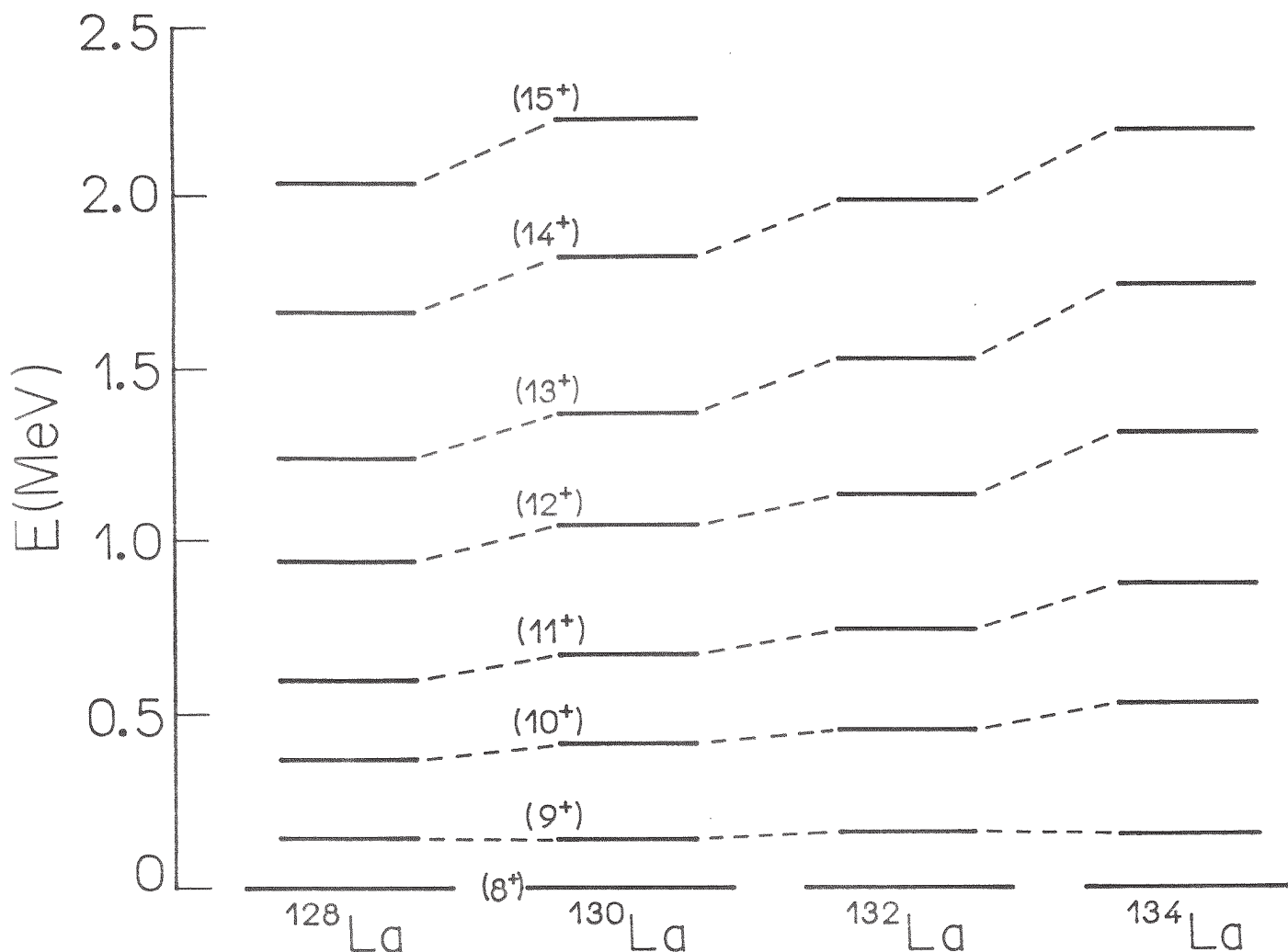


Fig. V.8 - Níveis de energia da banda $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$ de ^{130}La em comparação com os isótopos ^{128}La [Go89], ^{132}La [O189a] e ^{134}La [O189b]. As energias são normalizadas de tal modo que o nível 8^+ seja zero.

No ^{130}La , o nível de Fermi para os prótons está situado na região de baixa projeção Ω , fazendo com que sejam fracamente

acoplados ao caroço, enquanto o inverso ocorre com os nêutrons que possuem projeções mais altas ($\Omega = 7/2$ ou $9/2$), resultando em acoplamentos fortes. Isto faz com que a partícula desacoplada tenha seu momento angular alinhado ao eixo de rotação, enquanto a partícula fortemente acoplada fica quase alinhada com o eixo de simetria. Sendo assim, os momentos angulares das duas partículas ficam quase que perpendiculares entre si.

A atribuição de spin da cabeça de banda para núcleos ímpar-ímpares que possuem este comportamento, ou seja, um núcleon fracamente acoplado e o outro fortemente acoplado, pode ser feito através do acoplamento perpendicular entre eles, dado pela relação:

$$I(I+1) = [j_{\pi}(j_{\pi} + 1) + j_{\nu}(j_{\nu} + 1)]^{1/2}$$

onde para momentos angulares grandes pode-se aproximar por:

$$I + 1/2 \cong [(j_{\pi} + 1/2)^2 + (j_{\nu} + 1/2)^2]^{1/2} \quad (V.1)$$

onde $j_{\pi} = 11/2$ para ambas as bandas e $j_{\nu} = 7/2$ e $j_{\nu} = 11/2$ para as bandas 1 e 2 respectivamente, resultando:

$$\begin{array}{ll} \text{banda 1 } (\pi h_{11/2} \otimes \nu g_{7/2}) & I^{\pi} = 7^{-} \\ \text{banda 2 } (\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}) & I^{\pi} = 8^{+} \end{array}$$

Os valores de "signature" favorecida $\alpha = -1/2 - 1/2 = -1$ e desfavorecida $\alpha = -1/2 + 1/2 = 0$ são devidos à combinação da "signature" favorecida do próton ($\alpha = -1/2$) com ambas as "signatures" do nêutron ($-1/2$ e $+1/2$) (equação IV.13), já que apenas a componente $\alpha = -1/2$ do próton foi observada nas bandas desacopladas $h_{11/2}$ dos isótopos ímpares de La.

Os valores $\alpha = -1$ e $\alpha = 0$ são atribuídos às bandas segundo a seção IV.1, onde os estados de uma banda com "signature" favorecida ($\alpha = -1$) são "puxados para baixo", ou seja, os níveis

que são comprimidos ("staggering") pertencem à parte da banda favorecida. Sendo assim, esta terá spins ímpares ($I = \alpha + 2n$), como visto na banda (+, -1) de configuração $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$. Porém, para a banda $\pi h_{11/2} \otimes \nu g_{7/2}$ não se observou o "staggering", e a atribuição do "signature" da banda é feita usando o valor do spin da cabeça de banda, (7^-), resultando deste modo em "signature" favorecida.

V.3 - COMPARAÇÃO COM OUTROS TRABALHOS

Durante a realização deste trabalho foram publicados vários artigos sobre o núcleo de ^{130}La , um do grupo de Stony Brook [Pa87b] e três do grupo de Liverpool [No87], [Go89a] e [Go89b]. Em todos estes trabalhos, inclusive o presente, observaram-se duas bandas intensas com fortes transições M1 e "cross-overs" de multipolaridade E2 de intensidade mais fraca, às quais foram atribuídas as configurações $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$ e $\pi h_{11/2} \otimes \nu g_{7/2}$.

No presente trabalho foram também observados dois grupos (3 e 4 - figura V.1) de cascatas de raios gama, sendo que estas transições não foram observadas em nenhum outro trabalho. O conjunto de transições 3 é constituído dos gamas 554, 632 e 696 keV, os quais possuem uma certa similaridade, tanto em energia como em multipolaridade (554 e 632 - dipolar e 696 quadrupolar) com a banda duplamente desacoplada do isótono ^{132}Pr [Sh88] de configuração $\pi h_{11/2} \otimes \nu i_{13/2}$. Porém devido à baixa intensidade destes gamas, não foi possível observar outras transições desta suposta banda.

O outro grupo de transições (4) observado no esquema de níveis de ^{130}La é constituído dos gamas 169, 584 e 721 keV de baixa intensidade. O gama de 169 keV (dipolar) faz a conexão com a banda $\pi h_{11/2} \otimes \nu g_{7/2}$. Os gamas de 721 e 584 keV são transições fracas, onde o primeiro é um componente pequeno de um dubleto e o segundo mostra um grande erro no valor de a_2/a_0 , dificultando assim a determinação de sua multipolaridade. Assim, com estes dados

experimentais é difícil explicar a natureza deste níveis.

Na parte de energias mais altas do esquema de níveis existem algumas pequenas discrepâncias entre este trabalho e os artigos publicados. Neste trabalho os gamas pertencentes à banda 1 estão essencialmente de acordo com o trabalho de Stony Brook; no entanto há divergência com o grupo de Liverpool, que atribui o gama de 982 keV, ao invés de 1003 keV como feito neste trabalho. Para a banda 2 o número de discrepâncias é um pouco maior: às transições gama de 908 e 1014 keV deste trabalho foram atribuídos valores 903 keV (Stony Brook) e 902 e 1009 keV (Liverpool). No entanto, todas estas discrepâncias podem ser devidas às diferentes reações usadas.

Na parte de baixa energia foram observados, neste trabalho, os gamas 235, 225, 380, 403, que despopulam o estado 8^+ da banda 2 e os gamas de 104 e 113 keV que despopulam o estado 7^- , comum a ambas as bandas, estando este posicionamento de acordo com os resultados de Stony Brook. Nos trabalhos recentes de Liverpool [Go89a e b] os gamas: 235, 225 e 380 keV mencionados acima são também alocados a partir do estado populado pelo gama de 417 keV (banda 2). No entanto, o gama de 403 keV é uma transição que dá início a uma nova banda em energias mais altas. Uma nova análise do espectro da janela de 403 keV neste trabalho, mostra que este gama está realmente em coincidência com os gamas 242 e 314 keV da nova banda, que poderiam estar posicionados acima dele. Observou-se ainda a coincidência de 403 keV com os gamas de 245 e 374 keV da banda 2, sugerindo assim que este pode popular o estado de $I = 12^+$, ou seja um nível mais alto do que o apresentado pelo grupo de Liverpool.

Ainda na parte de baixa energia, o presente trabalho difere do grupo de Liverpool na transição de 271 keV, que possui multipolaridade $\lambda = 1$ e faz a conexão entre as duas bandas principais de ^{130}La , estando em coincidência com os gamas de 104 e 113 keV. No entanto, esta coincidência de 271 com 104 keV não foi observada pelo grupo de Liverpool. Esta discordância em baixa energia também se reflete no spin da cabeça de banda de ambas as bandas. O grupo de Liverpool atribui o valor da cabeça de banda

conforme o valor de K obtido pela regra de G-M., resultando em $I^\pi = K = 3^-$ e 5^+ para as bandas $\pi h_{11/2} \otimes \nu g_{7/2}$ e $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$ respectivamente. Em nosso caso esta atribuição implicaria na multipolaridade $\lambda = 2$ para o gama de 271 keV, que então faria a conexão entre os níveis 6^+ e 4^- (spins segundo Liverpool), discordando assim da multipolaridade medida experimentalmente (Tabela 1). Por este motivo neste trabalho foi utilizado o acoplamento perpendicular entre próton e nêutron resultando em $I^\pi = 7^-$ e 8^+ para as mesmas bandas. A discrepância entre os spins é da ordem de duas unidades de momento angular para a banda 2 e três unidades para a banda 1; no entanto isto não afeta o valor experimental de "signature splitting", nem influi nos cálculos teóricos como serão discutidos na seção V.6

V.4 - RAZÕES DE PROBABILIDADES DE TRANSIÇÕES REDUZIDAS

A partir das intensidades das transições gama M1 e E2 das bandas $\pi h_{11/2} \otimes \nu g_{7/2}$ e $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$, foram calculados os valores de razões de probabilidade reduzida de transição $\left[\frac{B(M1)}{B(E2)} \right]$, onde os momentos elétricos e magnéticos são dadas por [Mo76]:

$$B(E\lambda) = 4,57 \times 10^{-22} \times \frac{\lambda [(2\lambda + 1)!!!]^2}{8 \pi (\lambda + 1)} \left[\frac{197}{E(\text{MeV})} \right]^{2\lambda+1} T(E\lambda) \quad [e^2 \text{fm}^{2\lambda}] \quad (\text{V.2})$$

$$B(M\lambda) = 4,15 \times 10^{-20} \times \frac{\lambda [(2\lambda + 1)!!!]^2}{8 \pi (\lambda + 1)} \left[\frac{197}{E(\text{MeV})} \right]^{2\lambda+1} T(M\lambda) [\mu_N^2 \text{fm}^{2\lambda-1}] \quad (\text{V.3})$$

onde $T(E\lambda)$ e $T(M\lambda)$ são as intensidades dos gamas com multipolaridade E2 e M1 respectivamente, e E é a energia do gama.

A razão das quantidades acima é dada por:

$$\frac{B(M1; I \rightarrow I-1)}{B(E2; I \rightarrow I-2)} = 0,69 \times \frac{E_\gamma^5 (E2)}{E_\gamma^3 (M1)} \times \frac{I_\gamma (M1)}{I_\gamma (E2)} \left[\frac{\mu_N^2}{e^2 b^2} \right] \quad (V.4)$$

Os resultados experimentais destas razões são apresentadas na tabela 2 e no gráfico da figura V.9, onde estes valores são comparados com os cálculos teóricos obtidos da forma semi-clássica dada por Donau e Frauendorf [Do82],

$$\frac{B(M1; I \rightarrow I-1)}{B(E2; I \rightarrow I-2)} = \frac{12}{5Q_0 \cos^2(\gamma+30^\circ)} \times \left[1 - \frac{K^2}{(I-1/2)^2} \right]^{-2} \times \frac{K^2}{I^2} \times \left[(g_1 - g_r) ((I^2 - K^2)^{1/2} - i_1) - (g_2 - g_r) i_2 \right]^2 \quad (V.5)$$

onde g_1 e i_1 são o fator g e o alinhamento da partícula fortemente acoplada (alto Ω) e g_2 e i_2 se referem ao fator g e alinhamento da partícula desacoplada (baixo Ω), onde os valores de alinhamento foram tomados como constantes.

O fator g rotacional (g_r) é tomado como $\frac{Z}{A} = 0,438$ e o momento de quadrupolo foi calculado assumindo um parâmetro de deformação $\beta = 0,22$. O valor de K foi escolhido de acordo com a regra de Gallagher-Moszkowski [Ga58] (equação IV.29), onde para as bandas obtêm-se:

$$\left. \begin{array}{l} \text{banda 1:} \\ \pi h_{11/2} \otimes \nu g_{7/2} \\ \text{próton: } \Lambda = 0 \quad \Omega_\pi = 1/2 \\ \text{nêutron: } \Lambda = 4 \quad \Omega_\nu = 7/2 \end{array} \right\} K = |\Omega_\pi - \Omega_\nu| = 3$$

$$\left. \begin{array}{l} \text{banda 2:} \\ \pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2} \\ \text{próton: } \Lambda = 0 \quad \Omega_\pi = 1/2 \\ \text{nêutron: } \Lambda = 3 \quad \Omega_\nu = 7/2 \end{array} \right\} K = \Omega_\pi + \Omega_\nu = 4$$

ou

$$\left. \begin{array}{l} \text{próton: } \Lambda = 0 \quad \Omega_{\nu} = 1/2 \\ \text{nêutron: } \Lambda = 4 \quad \Omega_{\nu} = 9/2 \end{array} \right\} K = \Omega_{\pi} + \Omega_{\nu} = 5$$

Os valores giromagnéticos efetivos do próton e nêutron foram utilizados conforme referência [Fr81], onde:

$$g_1 = g_n = -0,24 \quad (h_{11/2}) \text{ e } -0,30 \quad (g_{7/2})$$

$$g_2 = g_p = 1,26 \quad (h_{11/2})$$

SPIN	$\Pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$			$\Pi h_{11/2} \otimes \nu g_{7/2}$	
	EXP	K = 4	K = 5	EXP	K = 3
8				1.51(30)	2.32
9				2.02(9)	2.27
10	3.64(26)	1.86	2.44	1.93(17)	2.22
11	3.17(14)	1.93	2.64	0.93(19)	2.16
12	4.27(55)	1.98	2.78	1.30(27)	2.11
13	1.90(17)	2.01	2.89	1.56(32)	2.06
14	2.77(42)	2.03	2.97	1.45(32)	2.01
15	3.3(1.0)	2.05	3.03	1.55(54)	1.97
16				0.54(12)	1.93

Tabela 2 - Razões experimentais e teóricas de probabilidade reduzida de transição, $B(M1/E2)$, para as bandas 1 e 2 de ^{130}La .

Para a banda $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$ ambos os valores de K se ajustam razoavelmente bem aos dados experimentais (figura V.9); no entanto, a reta com o valor K = 5, que implica em $\Omega = 9/2$, apresenta-se mais próxima aos dados experimentais, podendo indicar que o nível de Fermi para os nêutrons se encontra mais próximo ao orbital $[514]9/2^-$. Porém, os resultados não são muito sensíveis à variação de K entre 4 e 5.

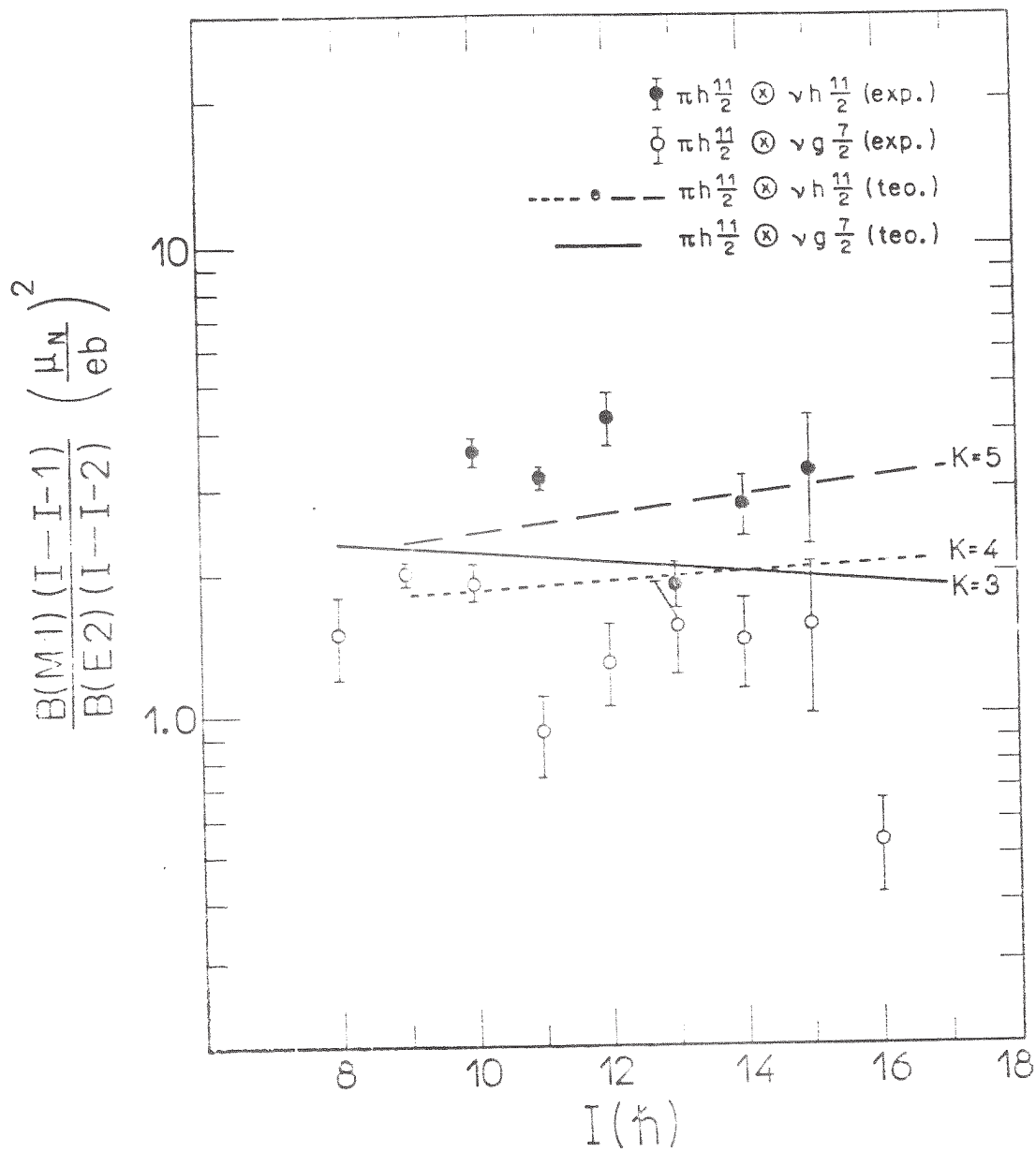


Fig. V.9 - Valores experimentais e ajustes teóricos da razão $B(M1)/B(E2)$ para as bandas $\pi h_{11/2}^{11}$ e $\nu g_{7/2}^{7/2}$ e $\pi h_{11/2}^{11}$ e $\nu h_{11/2}^{11}$ de ^{130}La .

V.5 - COMPARAÇÃO COM OS CÁLCULOS TEÓRICOS

V.5.1 - "Cranked Shell Model"

Utilizando os valores de K (Gallagher-Moszkowski) dados acima, bem como as relações descritas na secção IV.1.4 pode-se obter os valores de Routhianos e alinhamentos experimentais para ambas as bandas conforme tabelas 3 e 4.

I_i, I_f	I_x (h)	$\hbar\omega$ (MeV)	$E_r(\omega)$ (MeV)	$e_r(\omega)$ (MeV)	$i_x(\omega)$	α
7,9	7.95	0.14	-0.95	-0.78	5.33	-1
9,11	10.06	0.23	-1.82	-1.30	5.33	-1
11,13	12.13	0.32	-2.71	-1.73	5.33	-1
13,15	14.19	0.38	-3.62	-2.10	5.33	-1
15,17	16.23	0.45	-4.56	-2.42	5.21	-1
17,19	18.26	0.49	-5.39	-2.68	5.34	-1
8,10	9.01	0.19	-1.38	-1.05	5.32	0
10,12	11.10	0.28	-2.27	-1.52	5.33	0
12,14	13.16	0.35	-3.15	-1.91	5.37	0
14,16	15.20	0.42	-4.09	-2.27	5.26	0
16,18	17.24	0.47	-4.92	-2.54	5.41	0

Tabela 3: Routhianos e_r e projeções I_x para as frequências de rotação (ω) para a banda com configuração $\pi h_{11/2} \otimes \nu g_{7/2}$ ($K = 3$)

I_i, I_f	I_x (h)	$h\omega$ (MeV)	$E'(\omega)$ (MeV)	$e'(\omega)$ (MeV)	$i_x(\omega)$	α
9, 11	9.23	0.23	-1.46	-1.00	4.99	-1
11, 13	11.46	0.32	-2.40	-1.46	5.00	-1
13, 15	13.61	0.39	-3.32	-1.83	4.97	-1
15, 17	15.72	0.46	-4.21	-2.13	4.96	-1
17, 19	17.81	0.50	-4.97	-2.36	5.24	-1
8, 10	8.08	0.18	-0.95	-0.69	4.96	0
10, 12	10.36	0.28	-1.88	-1.20	5.01	0
12, 14	12.54	0.36	-2.80	-1.60	5.02	0
14, 16	14.67	0.43	-3.78	-1.96	4.82	0
16, 18	16.77	0.49	-4.64	-2.22	4.83	0

Tabela 4: Valores experimentais para a banda com configuração $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$ ($K = 5$)

Os parâmetros de Harris (g_0 e g_1) foram obtidos para este núcleo ímpar-ímpar, ajustando da curva $I_x(\omega) = i_x(\omega) + \omega g_0 + \omega^3 g_1$ aos valores $I_x(\omega)$ experimentais, isto é, os valores abaixo da frequência do primeiro cruzamento onde i_x deve ser um parâmetro constante. Os valores encontrados são:

$$g_0 = 18.42 \text{ h}^2/\text{MeV} \quad g_1 = 31.67 \text{ h}^4/\text{MeV}^3 \quad \text{banda } \pi h_{11/2} \otimes \nu g_{7/2}$$

$$g_0 = 16.62 \text{ h}^2/\text{MeV} \quad g_1 = 33.90 \text{ h}^4/\text{MeV}^3 \quad \text{banda } \pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$$

O gráfico da figura V.10 mostra os valores de alinhamento em função da frequência de rotação, $i_x \times \omega$, onde o alinhamento é constante, $i_x = 5,3\text{h}$ e $i_x = 5,0\text{h}$, para as bandas 1 e 2 respectivamente, no intervalo de frequência observada (máxima de 0.50 MeV). Os valores de i_x apresentam-se em bom acordo com o isótono ^{132}Pr mas difere de uma a duas unidade de h em comparação com a soma dos alinhamentos dos núcleos vizinhos N ímpar, ^{131}Ce com 2,5h para $g_{7/2}$ e 1,0h para $h_{11/2}$ [No82] e Z ímpar, ^{131}La com 4,5h para $h_{11/2}$ [Pa87c].

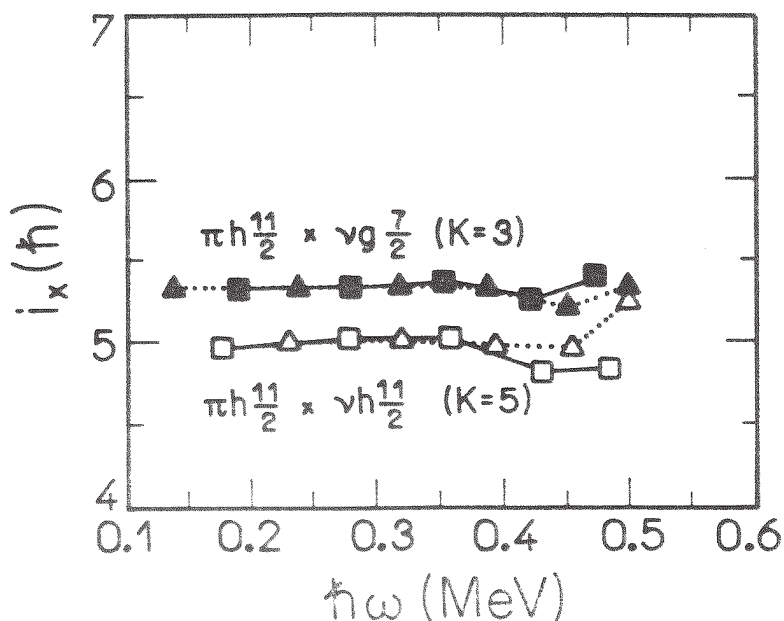


Fig. V.10 - Alinhamento experimental, i_x , em função da frequência de rotação, $\hbar\omega_0$, para ambas as bandas principais de ^{130}La onde Δ corresponde à "signature" $\alpha = -1$ e \square corresponde a $\alpha = 0$.

A curva de $e' \times \omega$ (figura V.11) mostra uma separação de $\Delta e' \cong 50$ keV entre as duas "signatures" da banda $\pi h_{11/2}^+ \otimes \nu h_{11/2}^-$ que é análogo ao valor encontrado no isótopo ^{132}Pr [Sh88] e mantendo-se constante nesta região de frequência de rotação. A banda de configuração $\pi h_{11/2}^+ \otimes \nu g_{7/2}^-$, no entanto, não apresenta nenhum "signature splitting".

Os primeiros orbitais de quasipartículas (e') em função de γ calculados para o quasinêutron (A e B) e quasipróton (C e D) são apresentados na figura V.12. Estes cálculos mostram que para $\gamma \cong 0^\circ$ a diferença de energia entre as duas "signatures" do próton é muito grande ($\Delta e' \cong 500$ keV) afastando assim a componente desfavorecida da linha de Yrast. Isto confirma que as "signatures" observadas para ambas as bandas ($\alpha = -1$ e $\alpha = 0$) são devidas à combinação de α_{fav} do próton com ambas α 's do nêutron. Os resultados mostram ainda uma preferência de $\gamma > 0^\circ$ para o primeiro nível favorecido de quasipróton e $\gamma \cong -60^\circ$ para o primeiro nível

favorecido do quasinéutron. No valor $\gamma \cong -18^\circ$ a separação entre as duas "signatures" do nêutron é igual ao valor $\Delta e'$ encontrado experimentalmente ($\cong 50$ keV), o que sugere ao núcleo uma deformação triaxial com este valor de γ .

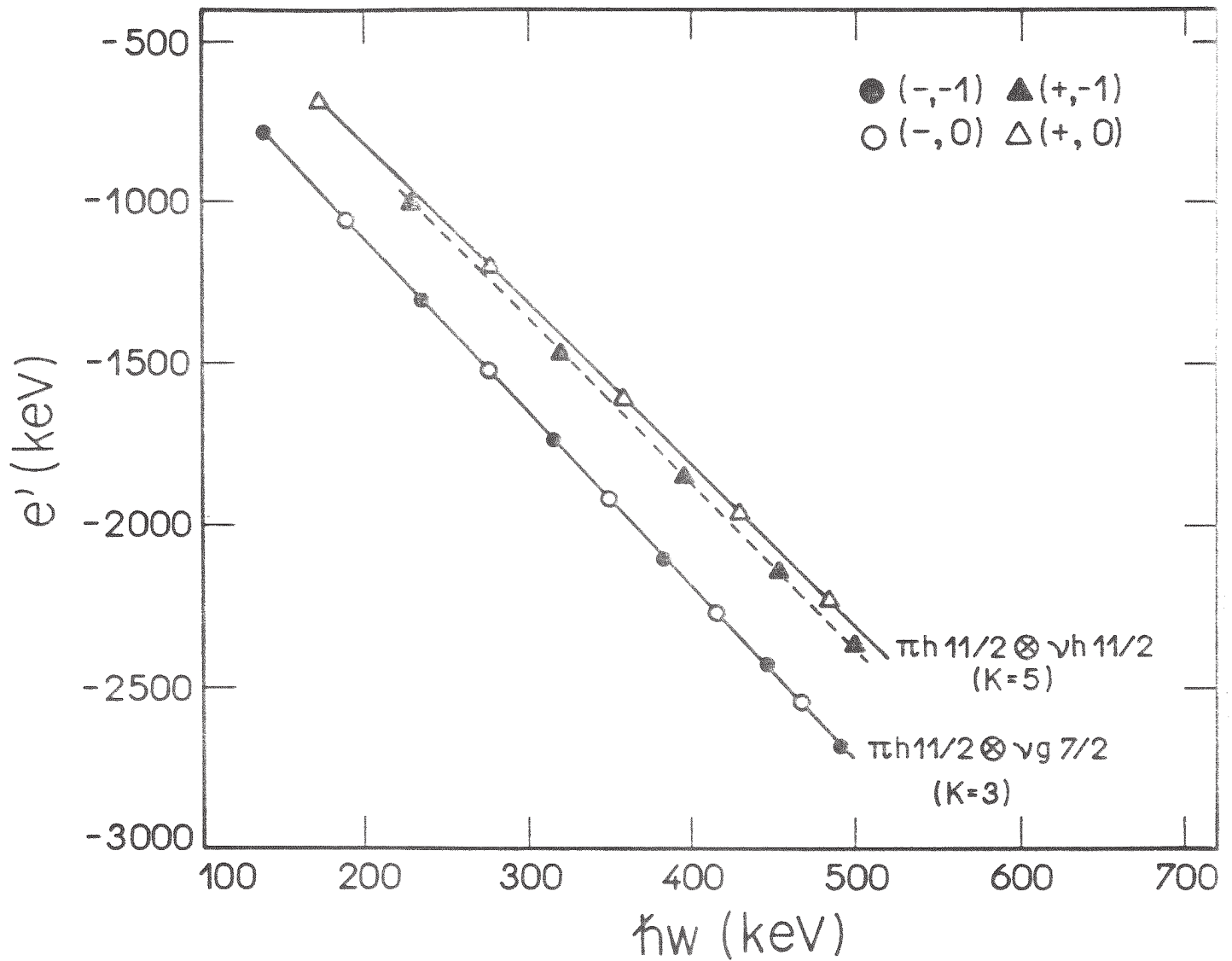


Fig. I.11 - Routhianos experimentais, e' , em função da frequência de rotação, $\hbar\omega_0$, para ambas as bandas principais de ^{130}La .

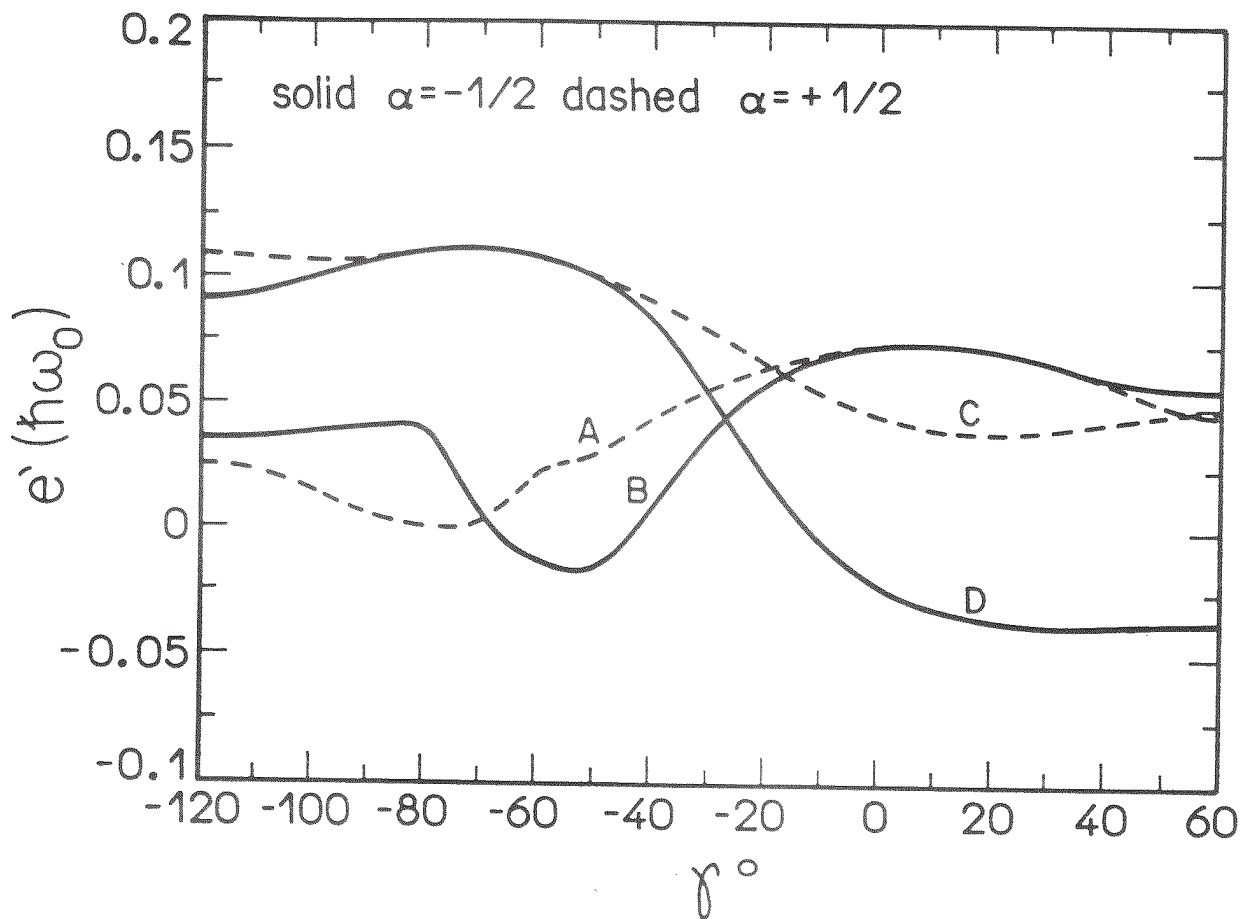


Fig. V.12 - Energias de quasipartículas calculadas para nêutrons (A,B) e prótons (C,D) em função da deformação γ . Os parâmetros utilizados foram $\beta = 0,22$, $\Delta = 1,0$ MeV e $\hbar\omega_0 = 0,25$ MeV.

Os resultados de $e' \times \omega$ para a deformação $\gamma = -18^\circ$ são mostrados na figura V.13a e b. O cruzamento de bandas nas

freqüências de rotação $\omega = 0,053 \hbar\omega_0 \cong 0,43$ MeV (para nêutrons) e $\omega = 0,040 \hbar\omega_0$ (para prótons) não são observadas devido ao efeito de bloqueio das partículas desemparelhadas, já que os orbitais estão ocupados. Este resultado confirma os dados experimentais onde não se observou nenhum cruzamento de bandas em torno destas freqüências. Os cruzamentos permitidos para estas bandas estão em valores de ω maiores $\omega \gg 0,50$ MeV (para nêutrons) e $\omega \cong 0,50$ MeV (para prótons). Os nossos dados experimentais (figura V.10) mostram uma pequena subida no valor de i_x em torno da freqüência de $\hbar\omega \cong 0,50$ MeV, o que pode indicar o início do "upbend" ou "backbend". Comparando os dados recentemente publicados pelo grupo de Liverpool [Go89a], observa-se que o "backbend" realmente começa em $\omega \cong 0,50$ MeV.

Os resultados dos cálculos de Routhiano total, $E'_{tot}(\gamma)$, para a freqüência média ($\hbar\omega_0 = 0,25$ MeV) mostram um mínimo em torno de $\gamma_1 \cong 0^\circ$ para a banda $\pi h_{11/2} \otimes \nu g_{7/2}$ sem "signature splitting" figura V.14, enquanto que para a banda de configuração $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$ tem-se um mínimo raso em torno de $\gamma_2 \cong -2^\circ$ com um "signature splitting" de $\cong 3$ keV. A contradição entre "splitting" de energia experimental e deformação gama obtida nos cálculos teóricos foi também observada na região de massa $A \cong 170$ [Kr89] sendo ainda uma questão em aberto.

Os cálculos de $E'_{tot}(\gamma)$ para diferentes freqüências de rotação, figura V.15, mostram que o mínimo de E'_{TOT} se desloca para valores de γ mais negativos, ou seja, de $\gamma \cong -2^\circ$ ($\hbar\omega_0 = 0,25$ MeV) para $\gamma \cong -25^\circ$ ($\hbar\omega_0 = 0,5$ MeV), mostrando ainda um aumento significativo nos valores de "signature splitting".

Esta variação de E'_{TOT} para diferentes freqüências pode ser entendida se for analisada a equação IV.23 de E'_{TOT} , onde os dois primeiros termos se referem ao caroço e os dois últimos àsquasipartículas. Nesta equação o segundo termo do caroço possui uma dependência forte com a freqüência de rotação, e com o aumento desta, este termo tende a contribuir cada vez mais para a triaxialidade do caroço. Por outro lado, para freqüências baixas o caroço é quase-axial, enquanto os efeitos da força de polarização γ

do próton (que tende para 0°) e do nêutron (que tende para -60°) se compensam de tal maneira que a forma nuclear continue aproximadamente axial (mínimo de E'_{TOT} em torno de 0°).

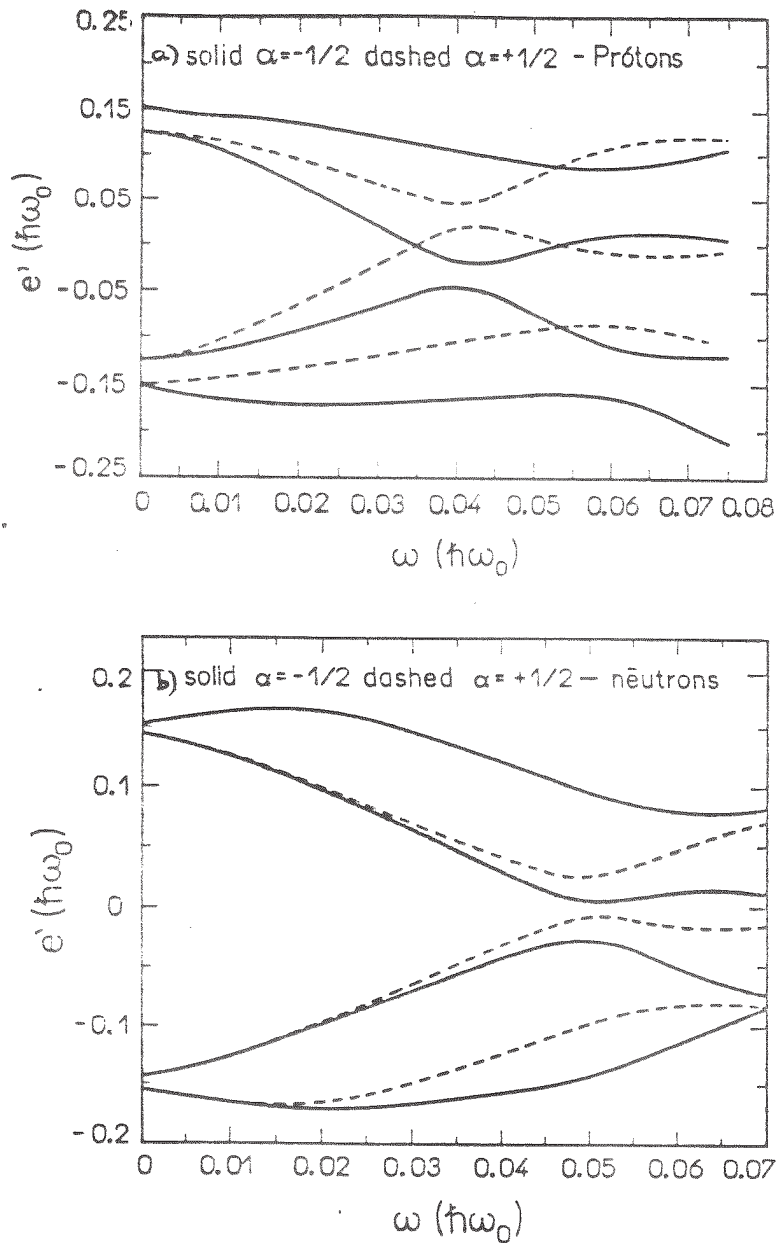


Fig. V.13 - Energias de quasipartículas calculadas, e' , em função da frequência de rotação, $\hbar\omega$, (a) prótons e (b) nêutrons. Os parâmetros utilizados foram $\beta = 0,22$, $\Delta = 1,0 \text{ MeV}$ e $\gamma = -18^\circ$.

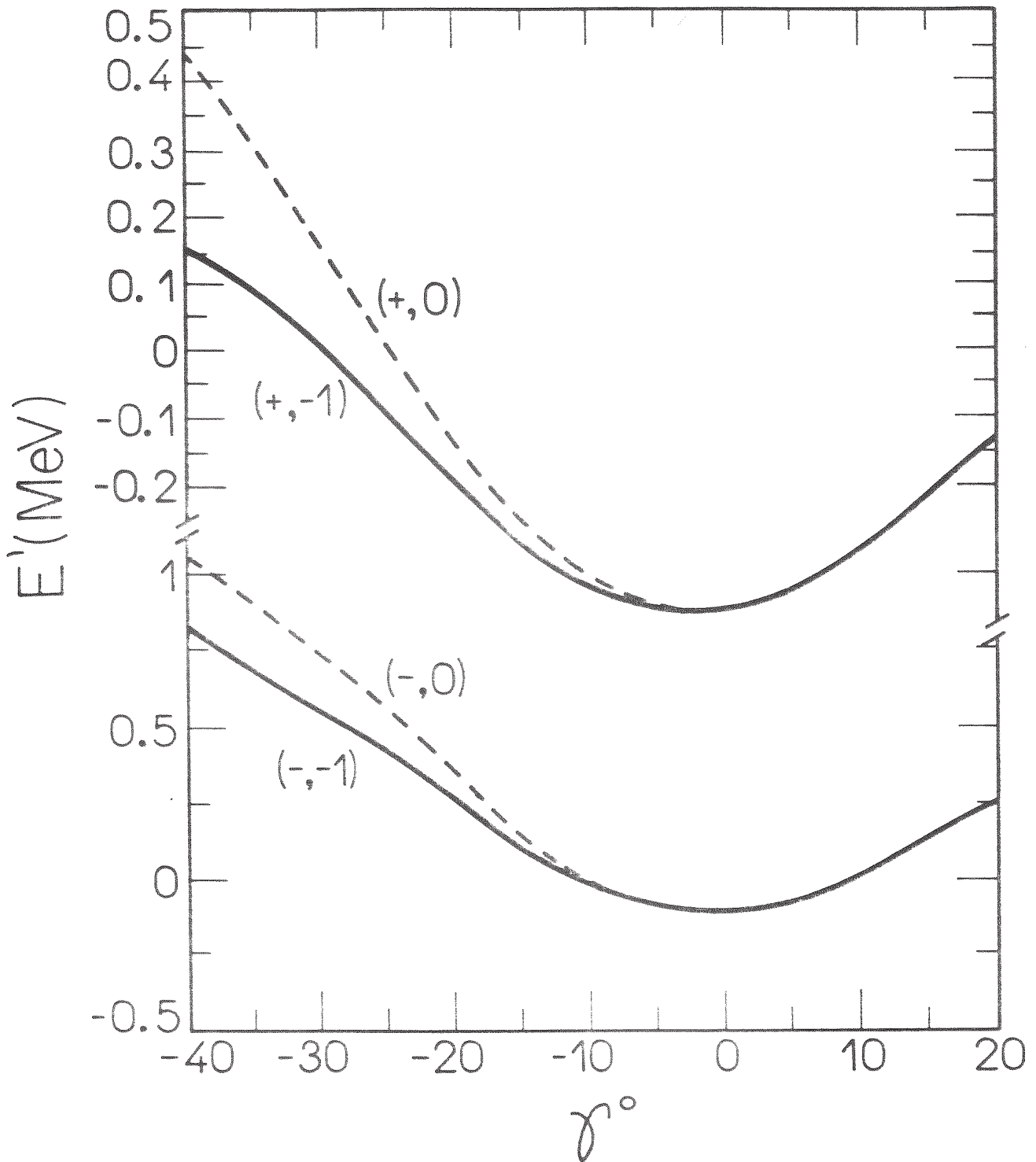


Fig. V.14 - Routhiano total, E'_{Tot} , calculado em função da deformação γ . Os cálculos foram feitos para a frequência fixa de $\hbar\omega_0 = 0,25$ MeV e assumindo $\beta = 0,22$, $\Delta_P = \Delta_N = 1,0$ MeV e $V_{P0} = -0,5$ MeV. Os níveis são marcados segundo os números quânticos paridade e "signature" (π, α) .

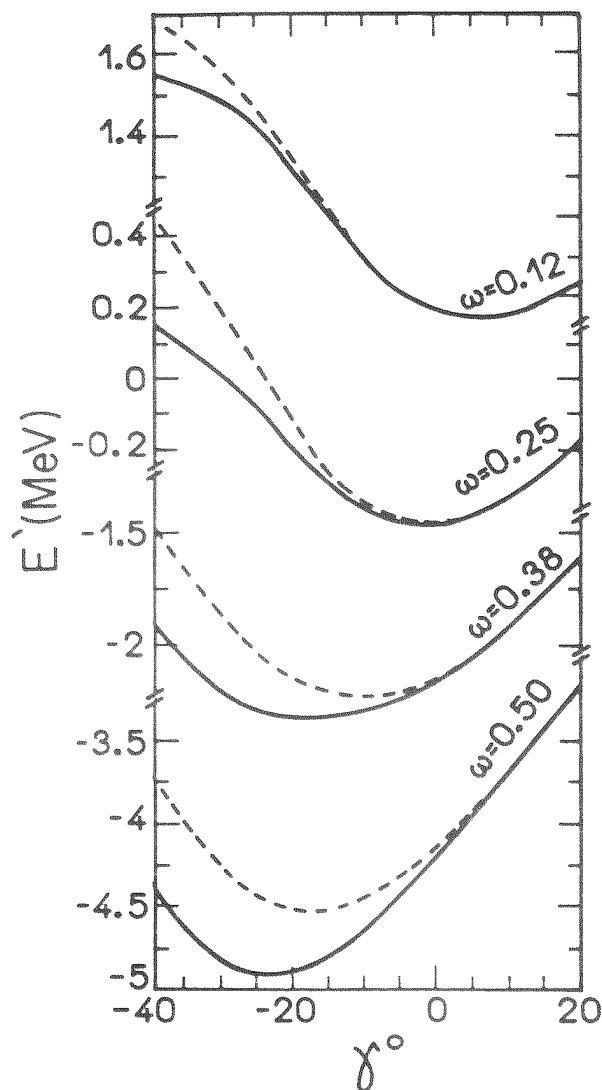


Fig. V.15 - Routhiano total, E'_{Tot} , calculado em função de γ para as diferentes frequências $\hbar\omega_0 = 0,12; 0,25; 0,38; e 0,50$ MeV. A linha cheia corresponde à $\alpha = -1$ e a tracejada à $\alpha = 0$.

Em altas frequências o efeito do caroço prevalece sobre a força de polarização γ das quasipartículas. No entanto, o efeito desta força do nêutron não é completamente desprezível no E'_{TOT} , como se pode observar na diferença dos mínimos entre as duas "signatures" (figura V.15).

Os resultados dos cálculos do Routhiano total indicam que o núcleo possui simetria quase axial para pequenos valores de frequência de rotação, mas com o aumento desta há uma mudança da forma nuclear, passando para triaxial. Estas considerações são também consistentes com "Deformation Self Consistent Cranking Calculations" (TRS Calculations) ref. [Go89b].

Estas mudanças de formas nucleares deveriam ser também observadas experimentalmente através da comparação dos "signature splitting" teórico e experimental. No entanto, observa-se uma grande discrepância entre estes valores, já que a variação de $E'_{TOT} \times \gamma$ mostra o "splitting" ($\Delta E'_{Teo}$) constante em torno de $\gamma \cong 0$ para as frequências baixas (até $\omega \cong 0,25$ MeV) aumentando significativamente ($\cong 300$ keV) para frequências mais altas. Porém, os valores de $\Delta e'$ experimentais mantêm-se constantes ($\Delta e' \cong 50$ keV - figura V.11) dentro do intervalo de frequência observado experimentalmente (máxima de 0,50 MeV), indicando claramente que a força de polarização γ pode não ser a única responsável pelo "signature splitting".

V.5.2 - Rotor mais uma e duas quasipartículas

Inicialmente os parâmetros utilizados no modelo de Rotor mais duas quasipartículas são ajustados para os núcleos ímpares vizinhos através do modelo de Rotor mais uma quasipartícula.

Os parâmetros utilizados neste modelo foram obtidos segundo as relações descritas na seção IV.2, onde os valores de potencial de emparelhamento e deformações β para os núcleos ímpares vizinhos a ^{130}La são apresentados na tabela 5.

Núcleo	β	Δ (MeV)
^{129}La	0.23	1.05
^{131}La	0.20	1.03
^{129}Ba	0.21	1.05
^{131}Ce	0.22	1.03

Tabela 5: Valores de β e Δ para núcleos A ímpar em torno de ^{130}La .

A figura V.16 mostra os níveis de energia ajustados pelo modelo de Rotor mais uma quasipartícula (código TRIP1S - [Sa88]) para as bandas $h_{11/2}$ e $g_{7/2}$ de ^{131}La e $h_{11/2}$ de ^{131}Ce . Os níveis de energia de ^{131}La e ^{131}Ce ($h_{11/2}$) foram ajustados com $\gamma \cong 0^\circ$, no entanto, para a banda $g_{7/2}$ de ^{131}La o melhor ajuste foi obtido para $\gamma \cong -17^\circ$ onde foram reproduzidos os "staggering" desta banda. A comparação dos níveis de energia experimentais e teóricos mostram uma concordância razoável. Os parâmetros ajustados para estes núcleos estão apresentados na tabela 6 e foram utilizados como parâmetros iniciais no modelo de Rotor mais duas quasipartículas (código TRIP2S - [Sa88]).

Núcleo	β	λ [MeV]	$\hbar/2\mathcal{J}_0$ [MeV]	γ°
^{131}La ($h_{11/2}$)	0.20	38.2	35×10^{-3}	0°
^{131}Ce ($h_{11/2}$)	0.22	44.4	30×10^{-3}	0°
^{131}La ($g_{7/2}$)	0.23	41.3	33×10^{-3}	-17°

Tabela 6: Parâmetros ajustados pelo modelo de Rotor mais uma quasipartícula (código TRIP1S) para os núcleos de ^{131}La e ^{131}Ce .

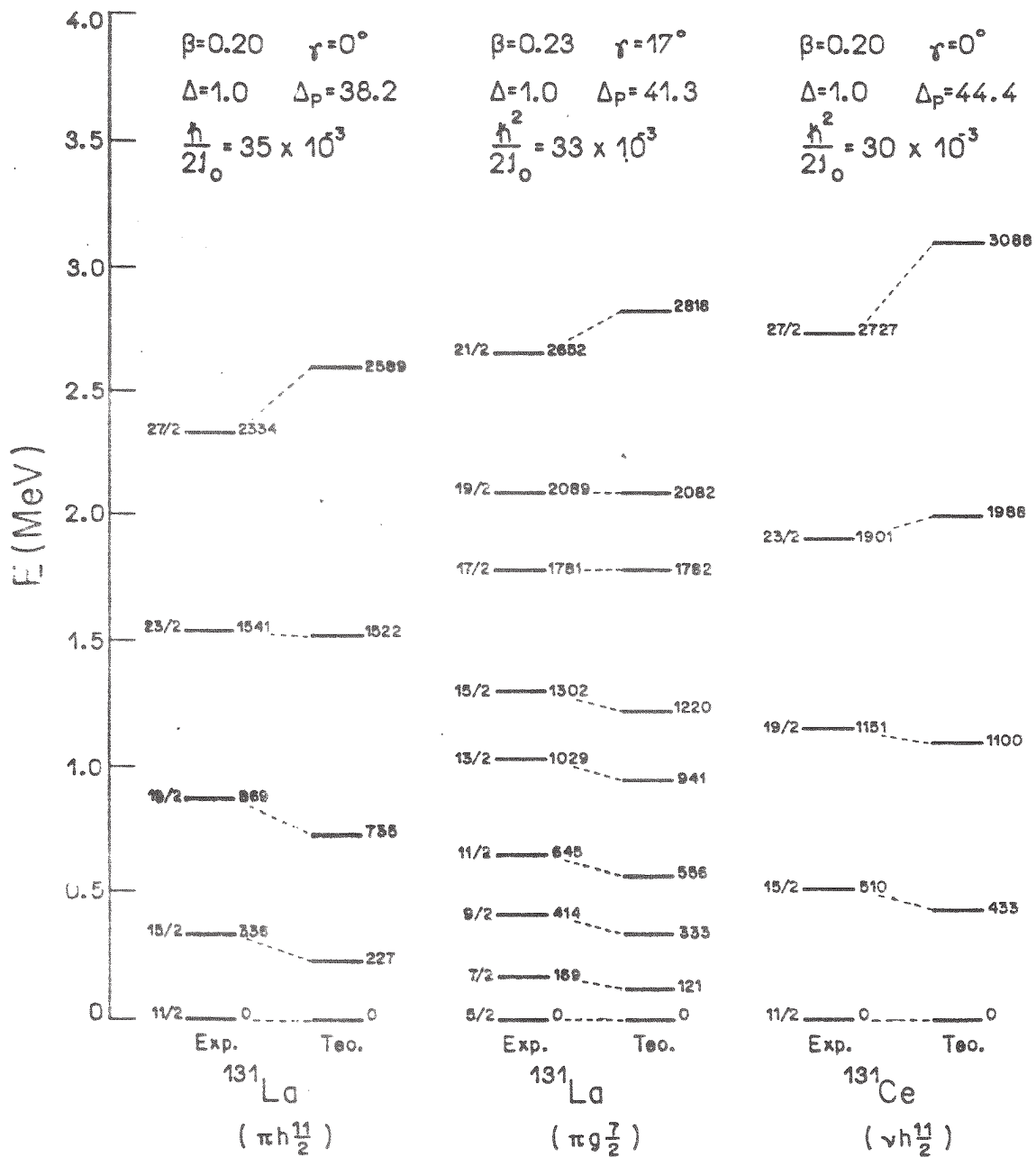


Fig. V.16 - Níveis de energia das bandas $h_{11/2}$ e $g_{7/2}$ de ^{131}La e $h_{11/2}$ de ^{131}Ce ajustados pelo modelo de Rotor mais uma quasipartícula (código TRIPIS - [Sa88]). As energias são dadas em keV

Os níveis de energia de ^{130}La foram calculados para a banda $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$, através do modelo de Rotor mais duas quasipartículas (código TRIP2S - [Sa88]). Utilizou-se inicialmente para este cálculo os valores apresentados na tabela 6; contudo o ajuste com estes parâmetros mostrou uma inversão dos primeiros estados (8^+ e 9^+), bem como uma grande compressão de níveis em baixa energia. Efetuando um pequeno incremento em λ_p para 38,8 e uma diminuição de λ_n para 44,1 foi possível corrigir esta inversão. O aumento de J_0 e β melhora o espaçamento entre os níveis de baixa energia conforme figura V.17 onde se pode observar que para obter uma concordância com os dados experimentais seria necessário um valor fora da realidade para estes parâmetros (superdeformação) que ao mesmo tempo aumentaria muito a discordância em alta energia. Assim o melhor ajuste foi obtido com os parâmetros $\hbar/2J_0$ e β iguais a: 40×10^{-3} e 0,22 respectivamente (figura V.17).

A introdução da deformação γ no cálculo de Rotor mais duas quasipartículas implica em um estouro das dimensões da hamiltoniana, $H_{\text{NIL}}(\beta, \gamma)$, mesmo considerando-se que o orbital $h_{11/2}$, tanto para nêutrons como para prótons, é de paridade única e portanto não se mistura com os outros orbitais. A análise dos cálculos de níveis de energia (para o caso $\gamma = 0^\circ$) efetuados para truncamentos de diversas misturas de Ω s, mostrou que os resultados praticamente não se alteram em comparação com o cálculo sem truncamento, se levarmos em conta as configurações constituídas por prótons ocupando os níveis $\Omega = 1/2$ até $7/2$ (de 1 a 4) e nêutrons $\Omega = 3/2$ a $9/2$ de (2 a 5) (ver figura V.18 para o caso dos nêutrons).

Foram realizados cálculos para diferentes valores de deformação γ , onde foram utilizados os truncamentos nas projeções Ω s (prótons de $1/2$ a $7/2$ e nêutrons de $3/2$ a $5/2$) supondo que estes truncamentos realizados para $\gamma = 0^\circ$ sejam ainda válidos. Foram obtidos ajustes razoáveis entre os níveis de energia usando como deformação $\gamma = 0$ (figura V.19). Entretanto, a banda $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$ possui um "staggering" que este modelo não conseguiu reproduzir nem com a utilização de deformação γ diferente de zero. A possível

causa desta discrepância entre teoria e experiência pode ser devida à utilização nos cálculos de um núcleo rígido, enquanto há evidências teóricas [Ch83] [Fa82] de que na região de núcleos transicionais, a introdução de momento de inércia variável nos cálculos produz uma melhor concordância com os dados experimentais.

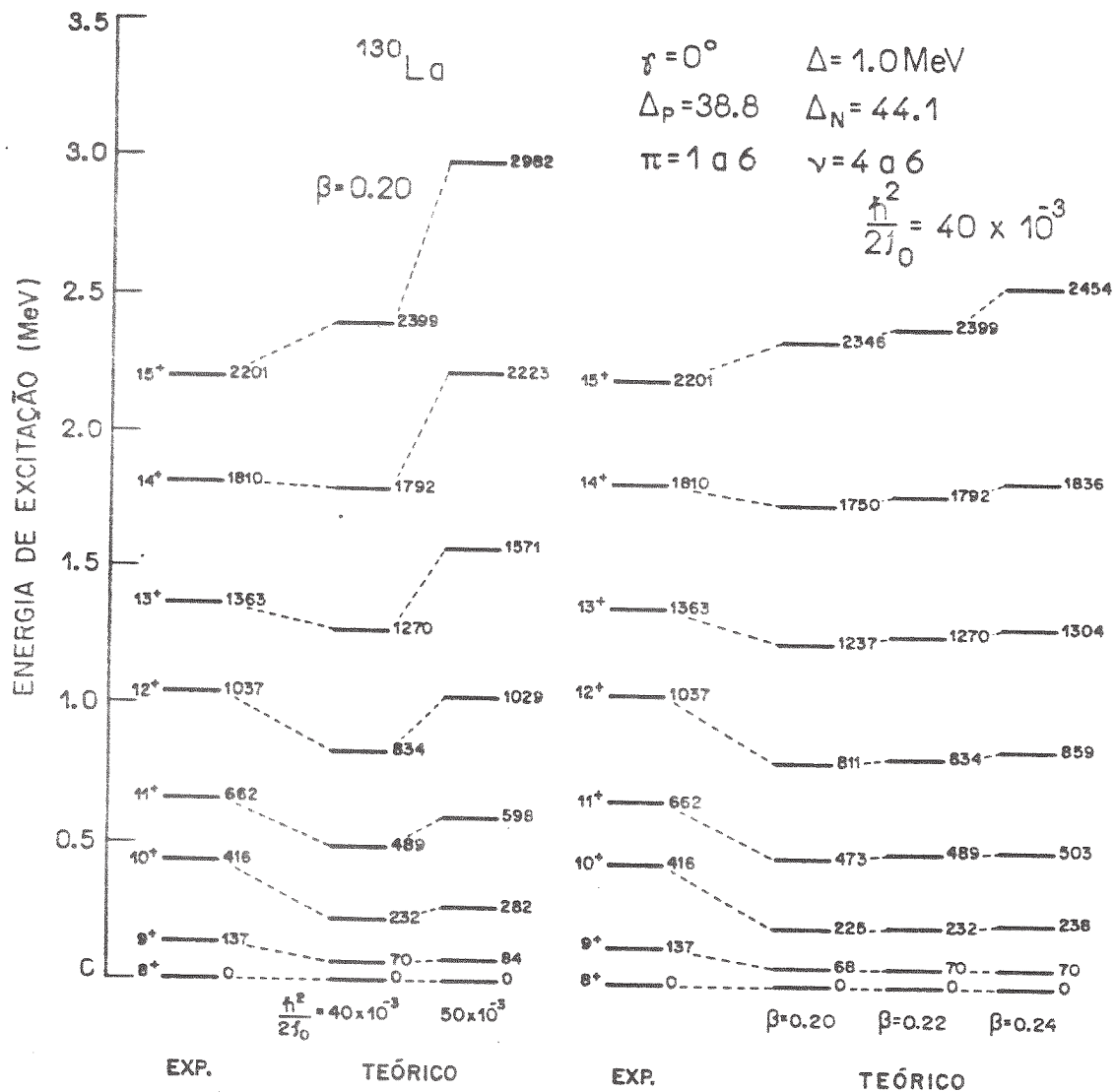


Fig. V.17 - Níveis de energia da banda $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$ de ^{130}La ajustados pelo modelo de Rotor mais duas quasipartículas (código TRIP2S - [Sa88]), onde são comparados os níveis de energia para os valores de $\beta = 0,2; 0,22; 0,24$ e $\hbar^2/2I_0 = 40 \times 10^{-3}$ e 50×10^{-3} .

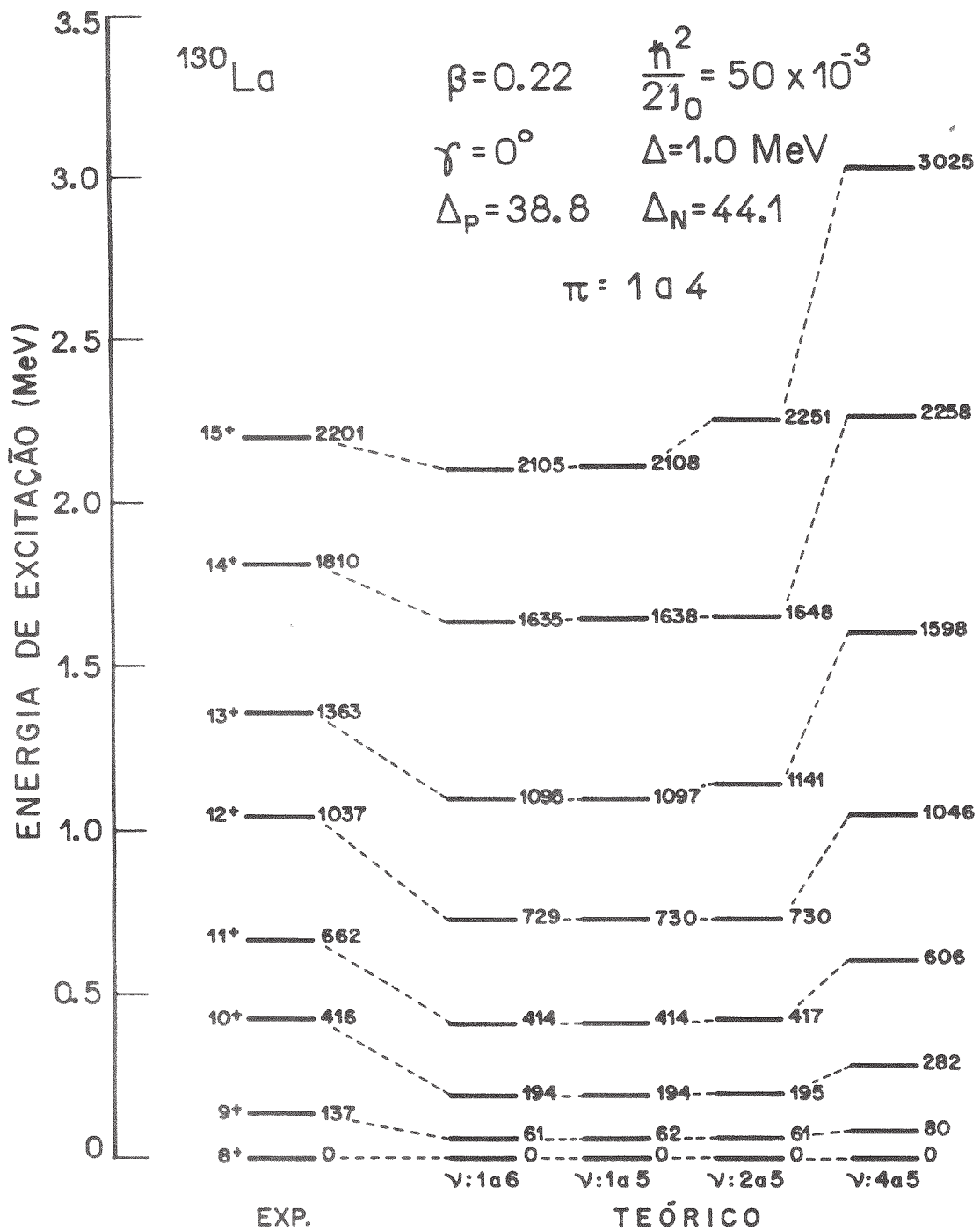


Fig. V.18 - Níveis de energia da banda $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$ de ^{130}La ajustados pelo modelo de Rotor mais duas quasipartículas (código TRIP2S - [Sa88]), onde são mostradas as convergências dos níveis de energia para os diversos truncamentos dos níveis de Nilsson.

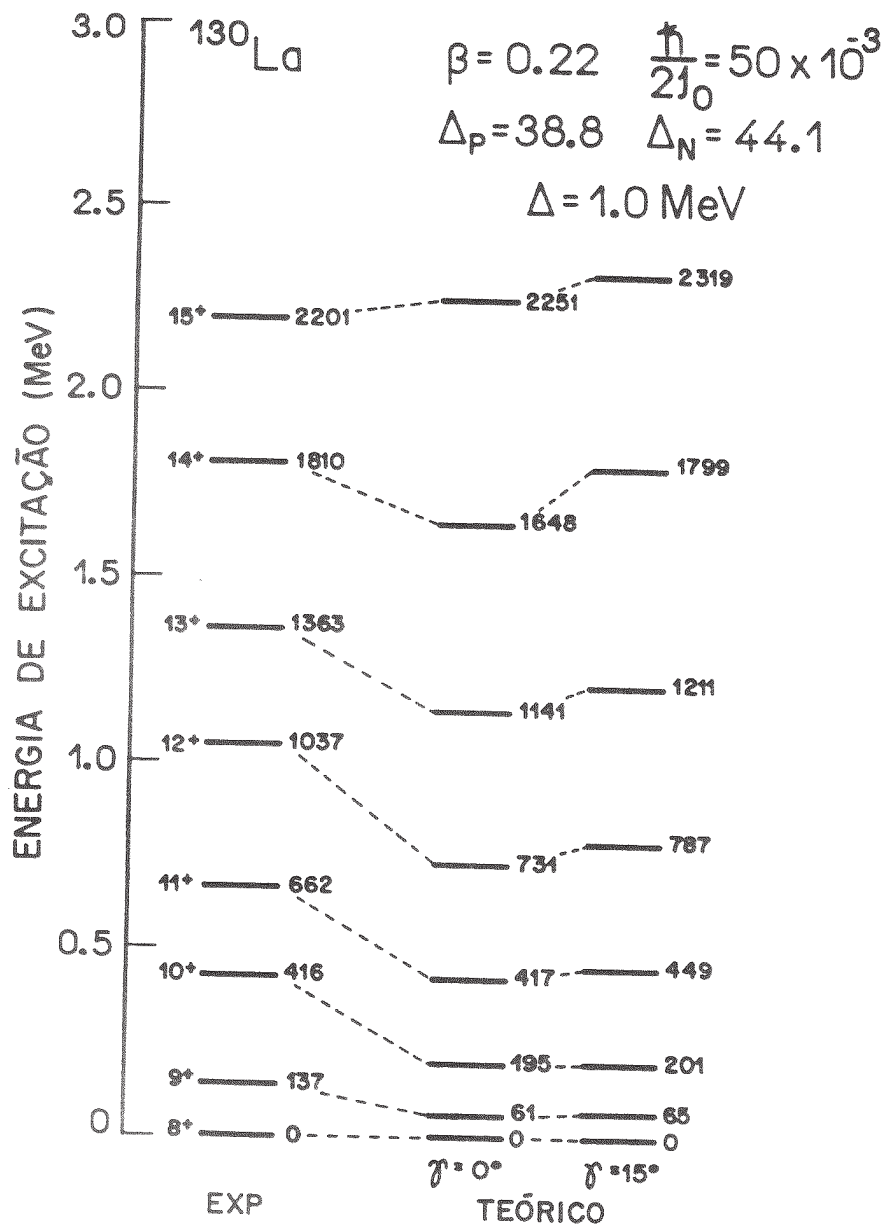


Fig. V.19 - Níveis de energia da banda $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$ de ^{130}La ajustados pelo modelo de Rotor mais duas quasipartículas (código TRIP2S - [Sa88]), onde são mostrados os ajustes feitos para as deformações $\gamma = 0^\circ$ e 15° .

VI - CONCLUSÃO

Foram medidos, neste trabalho, estados de spin elevado do núcleo transicional ímpar-ímpar de ^{130}La , onde foram observadas duas bandas principais, às quais foram atribuídas as configurações $\pi h_{11/2} \otimes \nu g_{7/2}$ e $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$. Em ambas as bandas foram observados spins até 19 unidades de \hbar , e o início de um "upbend" na frequência de rotação de $\hbar\omega_0 \approx 0,50$ MeV.

Estas bandas são caracterizadas por fortes transições M1 e "cross-overs" E2 de intensidade mais fraca. A banda de configuração $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$ apresenta um pequeno "staggering" entre os níveis de energia; no entanto, o mesmo não é observado para a outra banda. Além destas duas bandas principais foram também observados dois conjuntos de transições nomeados como 3 e 4 (figura V.1).

Os dados experimentais deste trabalho foram interpretados segundo os modelos de "Rotor mais duas quasipartículas" e "Cranked Shell Model". A análise feita com o modelo de Rotor mais duas quasipartículas mostrou uma boa concordância com os dados experimentais, porém, não foi possível reproduzir o "staggering" observado na banda $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$. Esta discrepância entre os resultados teóricos e experimentais foi atribuída ao uso de um momento de inércia rígido, \mathcal{J}_{RIG} neste modelo.

"Cranked Shell Model" foi utilizado com bastante sucesso na determinação da frequência do "backbend" bem como na confirmação das configurações atribuídas às bandas principais de ^{130}La . Estes cálculos predizem que neste núcleo há uma transição de forma nuclear de quase-axial para a triaxial com o aumento da frequência de rotação. Nestas frequências a triaxialidade do caroço tem maior influência sobre a forma final do núcleo do que a força de polarização γ das quasipartículas. Esta mudança de forma é também acompanhada por um aumento significativo no valor do "signature splitting", discordando dos dados experimentais, os quais mostram um valor de $\Delta e'$ pequeno e constante neste intervalo de frequência.

Há também inconsistência na determinação da deformação γ a partir de $\Delta e'_{\text{exp}}$ ($\gamma \cong -18^\circ$) e do mínimo da curva de E'_{TOT} ($\gamma \cong -2^\circ$). Seria interessante, então, efetuar medidas de meias vidas de estados excitados de ^{130}La , a fim de determinar as probabilidades reduzidas de transição, $B(E2)$ e $B(M1)$, que em geral mostram uma grande sensibilidade à deformação γ e portanto à mudança de forma nuclear. No entanto, este tipo de medida é bastante complicada devido à complexidade dos espectros dos núcleos ímpar-ímpar.

VII - APÊNDICE

[1] SUBTRAÇÃO DE FUNDO COMPTON EM ESPECTROS DE COINCIDÊNCIA

O método de subtração de fundo de espectros de coincidência [Pa85] utiliza a matriz de dados simetrizada. Inicialmente, usa-se a projeção da matriz de coincidência $C(i,j)$ sobre um determinado eixo:

$$P(i) = P(j) = \sum_{j=1}^N C(i,j)$$

onde N é a ordem da matriz. Um ajuste suave, $f(i)$, pode ser feito no fundo contínuo debaixo dos picos $P(i)$. O conjunto K dos canais do fundo consiste dos pontos (i) onde $P(i) - f(i)$ é zero dentro do erro estatístico.

O espectro total de coincidência é obtido através de:

$$b(i) = \sum_{j \in K} C(i,j)$$

onde o índice j na somatória é feito sobre todos os canais de fundo no conjunto K . Visto que, tipicamente, mais do que 20% dos canais fazem parte de K , este espectro pode ser feito com boa precisão estatística.

Uma porção deste espectro pode ser subtraído de cada linha da matriz formando:

$$C(i,j) = C(i,j) - \frac{f(i) \cdot b(j)}{\sum_j b(j)}$$

Isto reduziria para zero as contagens nas linhas de fundo perdendo, no entanto, a simetria nos índices i e j . Além disto, este método tradicional não remove o fundo Compton abaixo dos picos. Este fundo contínuo é proporcional a $f(j)$ e uma subtração mais completa pode ser feita usando

$$C''(i, j) = C'(i, j) - \frac{f(i) \cdot d(i)}{\sum_{j \in K} b(j)}$$

onde $d(i) = \sum_{j \in K} C'(i, j)$.

Em média, os elementos de $C''(i, j)$ serão zero para ambos os valores de i e j dos canais de fundo em K . Note-se que:

$$\sum_{j \in K} f(j) = \sum_j b(j).$$

Visto ser a matriz simétrica, pode ocorrer o fato de que somente metade dela é armazenada de forma a economizar espaço no computador. Isto significa que não é eficiente formar $C'(i, j)$ antes de calcular $C''(i, j)$. Um passo completo de subtração pode ser feito diretamente por:

$$C''(i, j) = C(i, j) - \frac{f(i)b(j) + f(j)b(i) - f(i)f(j) \sum_{j \in K} b(j) / \sum_j b(j)}{\sum_j b(j)}$$

Note que $C''(i, j)$ é explicitamente simétrica, e

$$\sum_{j \in K} C''(i, j) = \sum_{j \in K} C''(i, j) = 0,$$

justificando o estabelecido previamente de que os elementos de fundo de $C''(i, j)$ são zero na média.

VIII - REFERÊNCIAS

- Ac83 - J.C. Acquadro, L.A.B. Tassarotto, M. Stier, P.R.S. Gomes and O. Sala
Proc. Intern. Ion Engineering Congress Kyoto (1983)
- An76 - G. Anderson, S. E. Larsson, G. Leander, P. Moller, S. G. Nilsson, I. Ragnarsson, S. Aberg, R. Bengtsson, J. Dudek, B. Nerlo-Pomorska, K. Pomorski, and Z. Szymanski
Nucl. Phys A268(1976)205.
- Ar84 - R. Aryaeinejad, D.J.G. Love, A.H. Nelson, P.J. Nolan, P.J. Smith, D.M. Todd
J. Phys G10:7(1984)955
- At78 - Atomic Data and Nuclear Data Tables
Tabela de Coeficientes de Conversão Interna 21(1978)91
- Be83 - R. Bengtsson and J. D. Garret
The Cranking Model - Proceedings of the Nordic Winter School on Nuclear Physics
Hemsedal, Norway (1983)
- Be85 - T. Bengtsson and I. Ragnarsson
Nucl. Phys. A436(1985)14
- Be87 - C. W. Beausang, L. Hildingsson, E. S. Paul, W. F. Piel Jr., P. K. Weng, N. Xu and D.B. Fossan
Phys. Rev. C36(1987)1810
- Ch83 - Y.S. Chen, S. Frauendorf, and G.A. Leander
Phys. Rev. C28(1983)2437
- Do82 - F. Donau and S. Frauendorf
Proceedings of the Conference on High Angular Momentum Properties of Nuclei, Oak Ridge, 1982, edited by N. R. Johnson (Harwood Academic, New York, 1983) p. 143.
- Fa82 - Amand Faessler
Report Program Phys., vol45, 1982 - Printed in Great Britain
- Fr81 - Stefan Frauendorf
Phys. Letter 100B(1981)219

- Fr83 - S. Frauendorf e F. R. May
Phys. Letter 125B(1983)245
- Ga58 - C. J. Gallagher and S. A. Moszkowski
Phys. Rev. 111(1958)1282
- Ga80 - A. Gavron
Phys. Rev. C21(1980)230
- Gi77 - J. Gizon, A. Gizon and Meyer-Ter-Vehn
Nucl. Phys. A277(1977)464
- Go89a- M. J. Godfrey, Y. He, I. Jenkins, A. Kirwan, P. J. Nolan, D. J. Thornley, S. M. Mullins and R. Wadsworth
J. Phys. G: Nucl. Phys. 15(1989)487
- Go89b- M. J. Godfrey, Y. He, I. Jenkins, A. Kirwan, P. J. Nolan, D. J. Thornley, S. M. Mullins and R. Wadsworth
J. Phys. G: Nucl. Phys. 15(1989)671
- Gr62 - L. Grodzins
Phys. Lett. 2(1962)88
- Ha65 - S.M. Harris
Phys. Rev. 138(1965)B509
- Hi79 - D. L. Hillis, J. D. Garrett, O. Christensen, B. Fernandez, G. B. Hagemann, B. Herskind, B. B. Back and F. Folkmann
Nucl. Phys. A325(1979)216
- Ke81 - T. J. Kennett, W. V. Prestwich and R. J. Tervo
Nucl. Instr. and Meth. 190(1981)313
- Kr89 - A. J. Kreiner, D. Santos, J. Davidson, M. Davidson, M. Debray, D. Hojman and G. Falcone.
Phys. Rev. C39(1989)902
- La88 - Laboratório Tandar - Argentina
Comunicação Interna
- Le78 - C. M. Lederer and V. S. Shirley
Table of Isotopes (1978)
- Le83 - G. A. Leander, S. Frauendorf, and F. R. May
Proceedings of the Conference on High Angular Properties of Nuclei, Oak Ridge, 1982, edited by N.R. Johnson (Harwood-Academic, New York, 1983) p.281.

- Ma87 - R. Ma, E. S. Paul, C. W. Beausang, S. Shi, N. Xu and D. B. Fossan
Phys. Rev C36(1987)2322
- Ma88 - R. Ma, E. S. Paul, S. Shi, C. W. Beausang, W. F. Piel Jr., N. Xu and D. B. Fossan
Phys. Rev. C37(1988)1926
- Me75 - J. Meyer-Ter-Vehn
Nucl. Phys. A249(1975)111
- Mi77 - R. Middleton
Nucl. Instr. and Meth. 144(1977)373
- Mi86 - Bill Milner - VAXPAK Programs ORNL - Private Communications
Oak Ridge National Laboratory - USA - 1986
- Mo76 - H. Morinaga and T. Yamazaki
In Beam Gama-Ray Spectroscopy, North-Holland Publishing Company - 1976
- No82 - P. J. Nolan, D. M. Todd, P. J. Smith, D. J. G. Love and P. J. Twin
Phys. Letter 108B(1982)269
- No87 - P. J. Nolan, R. Aryaeinejad, P. J. Bishop, M. J. Godfrey, A. Kirwan, D. J. G. Love, A. H. Nelson, D. J. Thornley and D. J. Unwin
J. Phys G13(1987)1555
- O189a - 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 and E. W. Cybulska.
Phys. Rev. C39(1989)2250
- O189b - J. R. B. Oliveira
Comunicação interna
- Pa85 - G. Palameta and 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., and N. Xu.
Phys. Rev. C36(1987)1853
- Pa87c- E. S. Paul, C. W. Beausang, D. B. Fossan, R. Ma, W. F. Piel Jr., and N. Xu.
Phys. Rev. Lett. 58(1987)984
- Ri80 - Peter Ring and Peter Shunck
The Nuclear Many Body Problems (1980)
- Ri88 - R. V. Ribas
Comunicação interna
- Sa74 - O. Sala and G. Spalek
Nucl. Instr. and Meth. 122(1974)213
- Sa88 - Eduardo Daniel dos Santos
Tese de Doutorado - Comisión Nacional de Energia Atómica -
Laboratório Tandem - Argentina
- Se86 - T. M. Semkow, D. G. Sarantites, K. Honkanen, V. Abenante and
L. A. Adler et al.
Phys. Rev. C34(1986)523
- Sh88 - S. Shi, C. W. Beausang, D. B. Fossan, R. Ma, E. S. Paul and
N. Xu.
Phys. Rev C37(1988)1478
- Sm85 - P.J. Smith, D. J. Unwin, A. Kirwan, D. J. G. Love, A. H.
Nelson, P. J. Nolan, D. M. Todd and P. J. Twin.
Phys. G: Nucl. Phys. 11(1985)1271
- St73 - F. S. Stephens - Proc. Int. Conf. on Nuclear Physics -
Munich, 1973 - vol. 2 - (North Holland, Amsterdam, 73)