

Estrutura Nuclear na Região de Massas $A \sim 50$

R.V. Ribas

23 de agosto de 2004

Departamento de Física Nuclear, Instituto de Física - Universidade de São Paulo

1 Introdução

Na última década, principalmente devido a grande quantidade de novos dados para a estrutura de núcleos afastados da linha de estabilidade (*núcleos exóticos*), observou-se um crescente interesse no modelo de camadas nuclear. Paralelamente, o aumento significativo da disponibilidade de recursos computacionais fez com que a utilização deste modelo, antes restrito a uma região muito limitada da tabela de nuclídeos, fosse ampliada significativamente. Do ponto de vista experimental, a obtenção de dados de qualidade, depende de sistemas altamente eficientes para a detecção da radiação gama, como os grandes espectrômetros que também foram desenvolvidos principalmente na última década.

Cálculos bastante realistas de estrutura nuclear na região de massas $A \sim 50$, realizados com base em interações obtidas à partir de dados de espalhamento nucleon-nucleon, levaram vários grupos experimentais a estudar detalhadamente esta região. Alguns desses experimentos, realizados pelo grupo de Padova-Legnaro serão apresentados aqui.

2 O Modelo de Camadas Nuclear

O termo Modelo de Camadas Nuclear se aplica a uma série de formalismos para a descrição da estrutura nuclear, desde o modelo de partículas independentes, desenvolvido inicialmente por Mayer e Jensen [1] no final da década de 40, até os modelos mais complexos, que incluem mistura de configurações e amplos espaços de valência, também chamados de *Modelo de Camada em Grande Escala* (LSSM).

O problema básico da estrutura nuclear é o da determinação dos estados quânticos de um sistema de muitos corpos sob interação mútua. Embora saibamos que a interação entre os nucleons no núcleo seja do tipo *dois corpos*, ainda assim o

problema é extremamente complexo e aproximações devem ser feitas na sua resolução prática. A solução encontrada por Mayer e Jensen é por isso bastante peculiar: Transforma o problema de N partículas interagentes pelo de N partículas independentes, sob a ação de um potencial externo central (aproximação de campo médio). O problema original pode ser descrito pela seguinte equação de Schroedinger:

$$\left(-\sum_{i=1}^A \frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} V(x_i, x_j) \right) \Psi = E \Psi(x_1, x_2, \dots, x_A)$$

A aproximação de partículas independentes leva à descrição de Ψ como um produto de funções de onda para cada uma das partículas:

$$\Psi(x_1, x_2, \dots, x_A) = \phi_1(x_1)\phi_2(x_2)\dots\phi_A(x_A)$$

onde cada função ϕ é solução da equação:

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V_{ef}(x_a) \right) \phi_a = E_a \phi_a$$

Para férmions, a função de onda do estado deve obedecer ao princípio de Pauli, sendo anti-simétrica. Isso é facilmente obedecido descrevendo-se a função de onda produto em termos de um determinante de Slate:

$$\Psi = \begin{vmatrix} \phi_1(x_1) & \phi_1(x_2) & \dots & \phi_1(x_A) \\ \phi_2(x_1) & \phi_2(x_2) & \dots & \phi_2(x_A) \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \phi_A(x_1) & \phi_A(x_2) & \dots & \phi_A(x_A) \end{vmatrix}$$

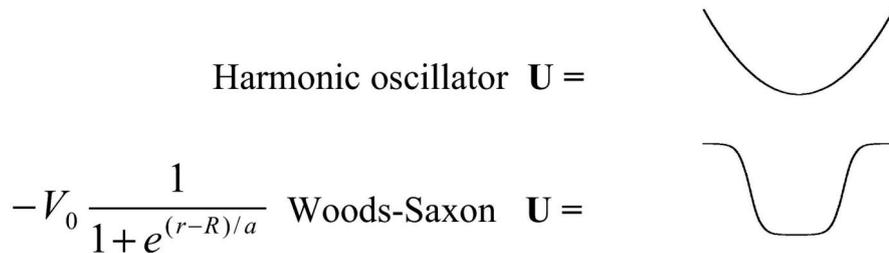


Figura 1: Potencial Efetivo

A determinação do potencial efetivo e da função de onda pode ser feita de modo auto consistente, com base no princípio variacional, no chamado formalismo de Hartree-Fock.

Este problema, muito mais simples que o original é ainda bastante complexo, embora tratável em muitos casos. Usualmente utiliza-se potenciais efetivos

analíticos determinados empiricamente, como o do oscilador harmônico e o de Woods-Saxon (Fig. 1).

Por ter funções de onda bem conhecidas e ser relativamente simples de tratar, o potencial do oscilador harmônico é seguramente o mais utilizado. Para se reproduzir as propriedades básicas dos núcleos, como por exemplo os números mágicos, deve-se incluir obviamente a qualquer dos potenciais efetivos acima, o termo correspondente à forte interação spin-órbita observada nos núcleos:

$$V(r) = \frac{1}{2}m\omega^2 r^2 + D\mathbf{l}^2 - C\mathbf{l}\cdot\mathbf{s}$$

com

$$-\mathbf{l}\cdot\mathbf{s} = \begin{cases} l + 1 & \text{para } j = l - \frac{1}{2} \\ -l & \text{para } j = l + \frac{1}{2} \end{cases}$$

O resultado pode ser visto no diagrama de níveis visto na Fig. 2 correspondente aos vários valores do número quântico nodal (N) e do momento angular, seguindo a notação espectroscópica.

Essa aproximação, o modelo de partículas independentes, descreve bem o estado fundamental dos núcleos mágicos (camadas fechadas) e seus vizinhos próximos. Quando há mais de uma partícula na camada de valência, observa-se uma interação residual entre elas, não contabilizada no potencial de campo médio. Os estados formados nesses casos incluem portanto mistura de configurações de partícula independente. Uma das principais conseqüências da mistura de configurações é a ocorrência de estados altamente coerentes, apresentando como conseqüência grandes momentos de quadrupolo elétrico. Essas configurações correspondem classicamente a uma distribuição de carga elipsoidal (deformação quadrupolar). Esses estados podem então ser descritos em termos do chamado *modelo coletivo* de Bohr e Mottelson [2]. Do ponto de vista microscópico, parte da interação residual responsável por esse fenômeno pode ser incorporada ao potencial efetivo, numa variação do modelo de camadas chamado modelo de Nilsson [3]. Neste modelo, estados de partícula independente são descritos em termos de um potencial deformado, em geral também como um oscilador harmônico anisotrópico (constantes elásticas diferentes em uma ou duas direções). Estados mais baixos em núcleos deformados com número par de prótons e nêutrons podem ser descritos em termos da rotação coletiva de um núcleo deformado e no caso de número ímpar de prótons e/ou nêutrons, pelo acoplamento da(s) partícula(s) de valência (descritas pelo modelo de Nilsson) ao rotor. Modelos similares a esse têm sido amplamente utilizados na descrição de núcleos deformados (*Particle-Rotor Model*) [2]. Outro modelo bastante utilizado, que também incorpora parte da interação residual na forma da força de emparelhamento e sua interação com a força de Coriolis que afeta nucleons em órbitas de valência com alto momento angular em um núcleo girante é o chamado *Cranked Shell Model* [4].

O modelo que iremos utilizar aqui, também chamado *modelo de camadas em larga escala* (LSSM), procura tratar a interação residual microscopicamente, na forma original de uma interação de dois corpos. O problema original de muitos

47: Spherical Shell Model Energy Levels

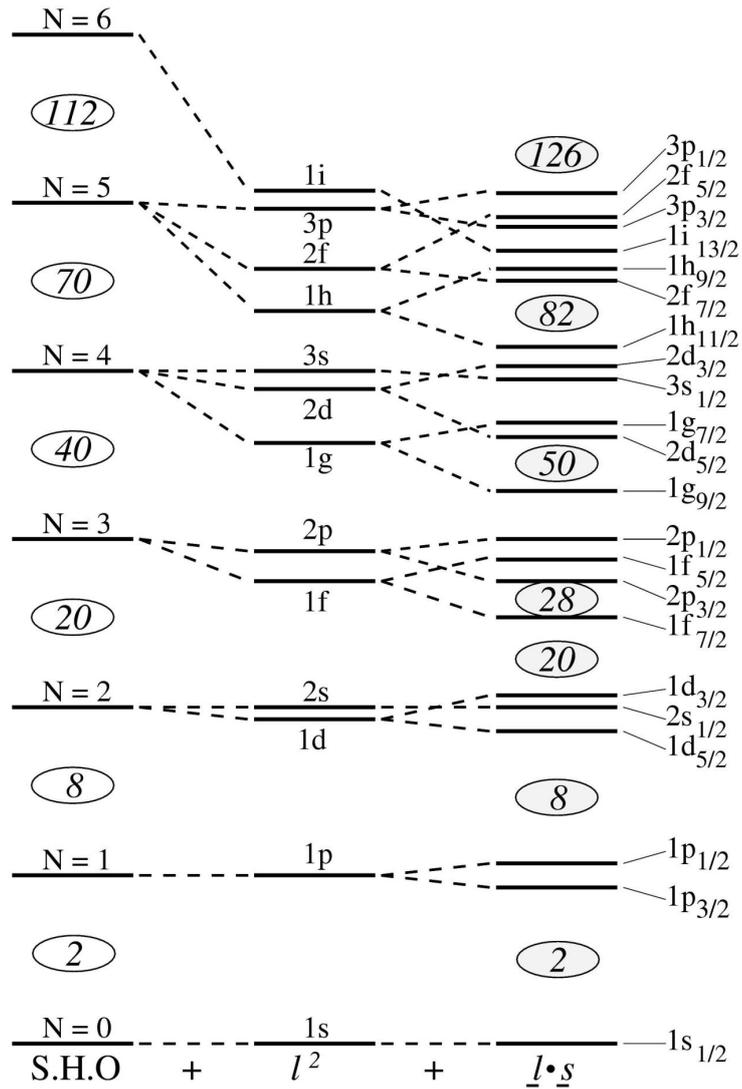


Figura 2: Diagrama de níveis: Oscilador Harmônico.

corpos, resolvido aproximadamente em termos da interação efetiva V_{ef} pode ser reescrito na forma:

$$H = T + V = T + V_{ef} + V_{res}$$

O termo $V_{res} = V - V_{ef}$ corresponde portanto à interação residual de dois corpos. Este problema é mais simples que o original, pois o hamiltoniano aqui inclui somente as partículas de valência. As partículas nas camadas fechadas mais internas (caroço) não são afetadas pela interação residual. A solução é normalmente obtida diagonalizando-se o hamiltoniano numa base de funções de onda de partículas independentes obtidas para o potencial efetivo (determinantes de Slater).

Dois problemas surgem aqui: Primeiro, a determinação dos elementos de matriz da interação residual, $\langle \phi_i \phi_j | V_{res} | \phi_k \phi_l \rangle$. Em geral esses valores devem ser obtidos empiricamente, para reproduzir as propriedades de núcleos de uma dada região (correspondentes a cada camada). Um exemplo importante dessa solução é a chamada interação USD, devida principalmente a B.H. Willenthal [5], na descrição de núcleos da camada *sd*. Cálculos sistemáticos para núcleos da camada *sd* com base nessa interação podem ser encontrados na internet [6]. Recentemente, elementos de matriz para a interação residual na camada *fp*, obtidos de dados de espalhamento nucleon-nucleon (minimamente modificados) e desenvolvidas por T.T.S. Kuo e G. E. Brown [7] no final da década de 60 foram pela primeira vez utilizados com grande sucesso, como veremos posteriormente.

O segundo problema se relaciona com as dimensões das matrizes envolvidas, à medida que o espaço de configurações aumenta (Fig. NZME). Núcleos da camada *sd*, por exemplo (C,N,O,F) bastante estudados na década de 70 [5], correspondem a dimensões da ordem de dezenas de milhares. Para os núcleos da camada *fp* ($A \sim 50$) que descreveremos aqui, as matrizes envolvidas têm dimensões da ordem de dezenas de milhões de vetores base. Em geral, a obtenção de dimensões “trabalháveis” envolve o truncamento do espaço de configurações. Um tipo de truncamento é aquele que se relaciona com as grandes camadas sucessivas. Essas correspondem a diferentes N’s do oscilador harmônico e portanto têm paridades alternadas. Na descrição de estados de paridade natural (i.é., de paridade determinada apenas por configurações da camada de valência), inclui-se no máximo os orbitais de uma grande camada, como por exemplo $f_{7/2}$, $p_{3/2}$, $f_{5/2}$, $p_{1/2}$ (estados de paridade negativa para núcleos com A ímpar e positiva para A par) para o $N=3$ do oscilador. Estados de paridade oposta (positiva para A ímpar e negativa para A par) em núcleos da camada *fp* são normalmente descritos como excitações de um número ímpar de nucleons da camada mais interna (*sd*). Cálculos desse tipo envolvendo duas grandes camadas trazem em geral problemas adicionais, como a de geração de estados espúrios, ligados ao problema da não conservação da energia (momento) do centro de massa, violada na aproximação de campo médio.

Uma detalhada revisão das técnicas e conceitos utilizados no modelo de camadas em grande escala pode ser visto da ref. [9]. Um dos programas de cálculo atualmente disponíveis e que foi utilizado nos cálculos aqui apresentados é o chamado Antoine, desenvolvido principalmente por Etienne Caurier em Strasbourg,

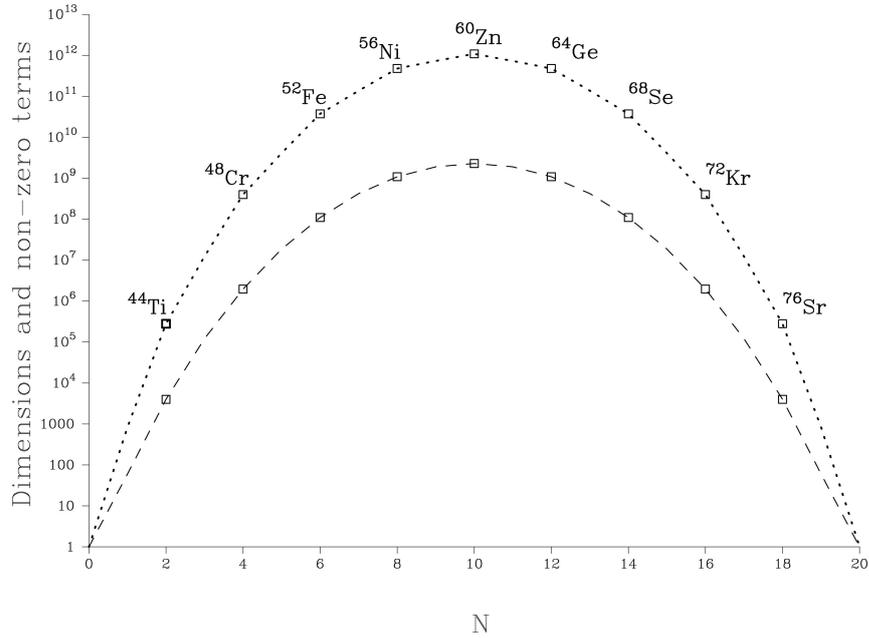


Figura 3: Dimensões da base m-scheme (det. Slater) e número correspondente de elementos de matriz não nulos.

com base numa extensa colaboração principalmente com Alfredo Poves da Universidade Autônoma de Madrid [8].

3 A região de massas A=50

Após o fechamento da camada sd , com $N_p, N_n = 20$, tem-se o grupo de orbitais de paridade negativa correspondente ao $N=3$ do oscilador harmônico, $f_{7/2}, p_{3/2}, f_{5/2}, p_{1/2}$. O orbital $f_{7/2}$, tendo momento angular orbital bem maior que o $p_{3/2}$, é muito mais rebaixado que este, devido à interação spin-órbita, de modo que há um *gap* significativo entre os dois orbitais. Isso acarreta a ocorrência do número semi-mágico $N=28$. A camada fp é a primeira que apresenta um espaço de configurações suficientemente amplo e com possibilidades de produzir estados com momento angular relativamente alto, que em muitos casos apresentam propriedades rotacionais, ou seja de estados coletivos deformados. Núcleos na região $A=50$, um exemplo clássico o ⁴⁸Cr, apresentam características claras de núcleos deformados, mesmo para energias próximas à do estado fundamental. Um dos grandes trunfos do modelo de camadas esféricas que descrevemos, é o de reproduzir com grande fidelidade a ocorrência desses estados, que até então só podiam ser descritos por modelos menos fundamentais. Na Fig. 4 vemos o diagrama de níveis de energia para estados *yrast* no ⁴⁸Cr, ao lado de resultados de cálculos de *shell model* com a interação KB3 [8].

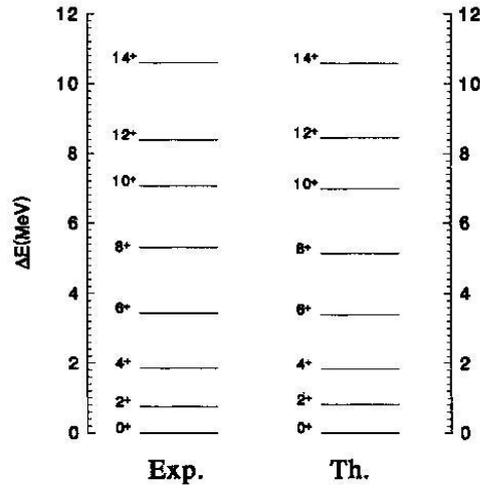


Figura 4: Cr Níveis experimentais e calculados com LSSM.

A excelente concordância pode ser melhor apreciada se graficarmos o momento angular (J) de um estado em função da energia da transição, $E_\gamma = E_J - E_{J-2}$ (Fig. 5). O padrão de *backbending*, típico de núcleos deformados mais pesados, é reproduzido muito bem pelo modelo.

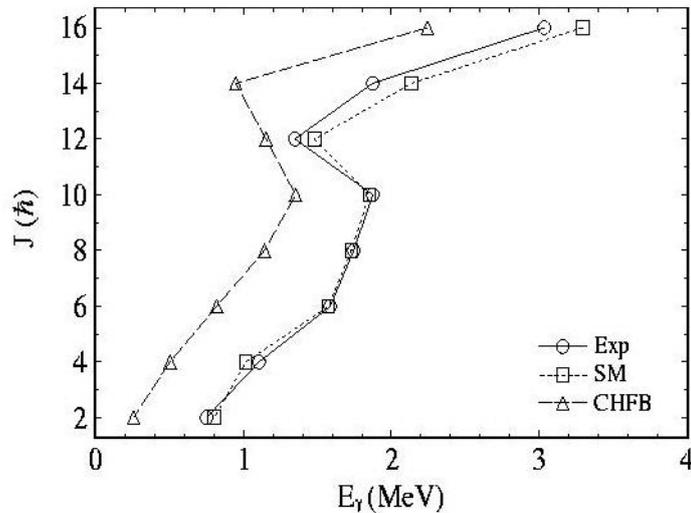


Figura 5: Momento angular em função da energia de transição para a banda do estado fundamental no núcleo de ^{48}Cr .

Em geral, no teste de modelos de estrutura nuclear, os níveis de energia, as intensidades relativas de transição, o spin e a paridade dos estados são as quantidades mais fáceis de ser obtidas experimentalmente, bem como se se prever teoricamente. Um teste mais profundo de um modelo envolve a determinação das probabilidades de transição, ou seja, dos elementos de matriz dos operadores eletromagnéticos \mathbf{E} e \mathbf{B} que regem o decaimento desses níveis e que dependem dos detalhes das configurações intrínsecas que constituem a função de onda dos estados envolvidos.

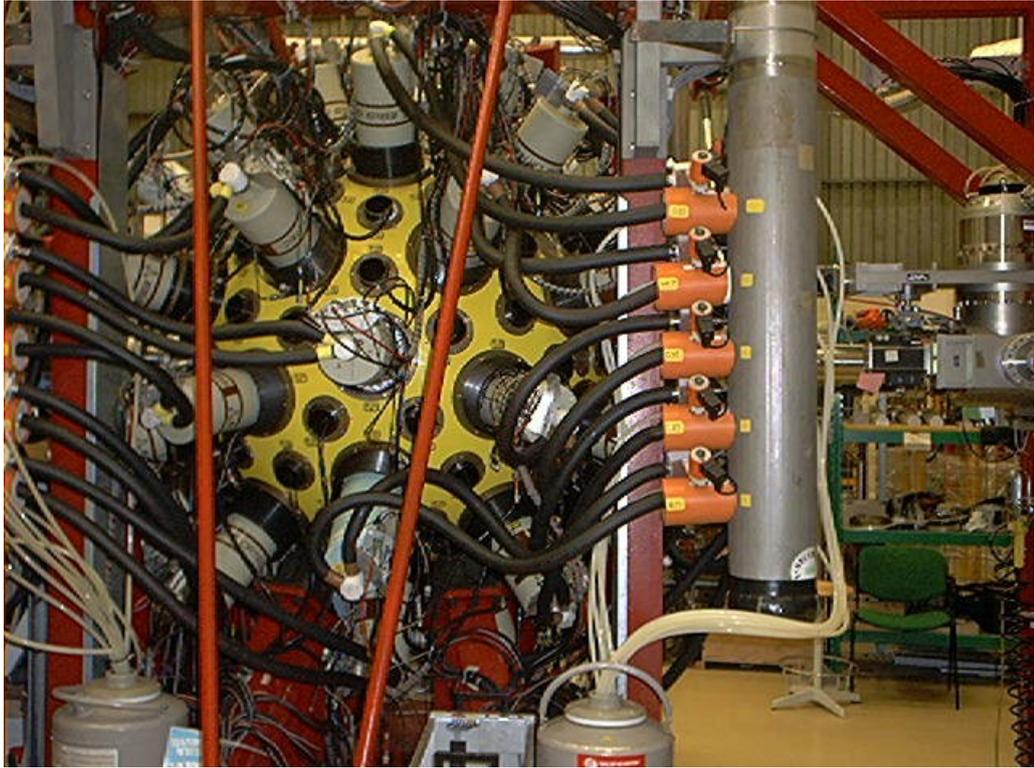


Figura 6: Espectrômetro GASP (*Laboratori di Legnaro*), utilizado nas medidas apresentadas neste trabalho.

Com os recursos teóricos acima mencionado disponíveis, o grupo com qual colaboro, na Universidade de Pádua (Silvia Lenzi, Franco Brandolini, entre outros), iniciou uma série de medidas de espectroscopia nessa região, incluindo além de ampliação dos esquemas de níveis, a determinação com boa precisão, das probabilidades de transição eletromagnéticas, através da medida das vidas médias dos estados excitados. Os resultados obtidos têm sido surpreendentes, com um acordo excepcional entre experimento e teoria.

4 Medida da Probabilidade de Transição

Transições eletromagnéticas entre estados coletivos (com grandes valores de BE_2 , BM_1) ocorrem muito rapidamente, em geral correspondentes a meias-vidas próximas a 1ps. A técnica experimental apropriada para a determinação da constante de decaimento nessa região de tempos é a da atenuação do efeito Doppler (DSAM - Doppler Shift Attenuation Method). Nesta técnica, o *relógio* utilizado é baseado no freamento do núcleo excitado em um sólido.

Núcleos excitados com velocidade v_0 são produzidos em $t=0$ no alvo - nos casos em que vamos analisar por reações de fusão-evaporação com feixes de íons pesados - que então recuam e são freados ao repouso em um meio *inerte*, em geral Au ou Pb. Para velocidades iniciais típicas nessas reações (alguns % de c), o tempo de freamento α é da ordem de 1ps. Com as sucessões de decaimentos numa cascata

ocorrendo em tempos dessa ordem de magnitude, os raios gama emitidos no decaimento vão ser afetados por deslocamento Doppler na velocidade correspondente ao instante de decaimento. No caso do decaimento de um estado (populado em $t=0$) com vida média muito menor que o tempo de freamento ($\tau \ll \alpha$) a grande maioria dos decaimentos ocorrerá enquanto o núcleo ainda está com velocidade próxima à inicial e a linha observada será quase que totalmente deslocada. No limite oposto, quando $\tau \gg \alpha$, grande parte dos decaimentos ocorrerá depois do núcleo chegar ao repouso, sem deslocamento Doppler. Os casos de interesse se situam entre esses limites, quando a linha observada apresenta deslocamento Doppler parcial. Da análise da forma da linha é possível obter-se $A(t)$, a taxa de decaimento do nível. Num caso simples, quando o nível é populado diretamente pela reação, $A(t) \propto e^{-t/\tau}$ e portanto τ pode ser determinado. No caso em que estados de alto momento angular são populados por uma reação de fusão-evaporação, temos uma seqüência de decaimentos em cascata, por vários caminhos e a evolução temporal do decaimento de um dado estado depende de todos estados por ele populado, bem como dos caminhos percorridos. Essas populações e taxas de decaimentos podem ser calculadas com as equações de Bateman:

$$P_i^l(t) = \sum_{j=i+1}^l a_{ij} P_j^l + b_i^l e^{-t/\tau_i}; \quad A(t) \propto P(t)$$

Com a utilização de sistemas de detecção de alta eficiência, como o mostrado na Fig. 6, é possível observar-se transições do decaimento de estados com vidas médias muito curtas, populados muito próximo a $t = 0$. A primeira transição observada tem então sua forma de linha analisada, e um valor efetivo para a constante de decaimento é obtido. Esse valor não pode ser atribuído ao estado decaindo, pois envolve as taxas de decaimento de estados superiores não observados. Estados que são populados pelo decaimento desse, podem então ter sua taxa de decaimento descrita em termos da constante (efetiva) do estado populado e pela constante de decaimento do estado populado, que então pode ser determinada. Esse procedimento poderia ser repetido para cada transição inferior na cascata, se esses níveis fossem populados somente pelo nível superior, cuja vida média foi determinada no passo anterior. Infelizmente esse não é o caso geral, pois uma significativa parte da população de um nível, provém de alimentação por estados *laterais*, ou seja de uma seqüência complexa de níveis distantes da linha de *grast* e que dificilmente podem ser observados e analisados. Essa alimentação por bandas laterais é um dos principais problemas na determinação de probabilidades de transição por esta e outras técnicas.

Além dos problemas mencionados, a análise da forma de linha para obtenção de vidas-médias é dificultada pela complexidade dos espectros, com inúmeras superposições de linhas, onde cada linha ocupa uma ampla região do espectro, devido ao deslocamento Doppler. Aqui também, o uso de sistemas de detecção de alta eficiência permite a análise e linhas em coincidência, possibilitando a eliminação de muitas das linhas que não percorrem um dado caminho de decaimento, determinado pela escolha do *gate* de coincidências. Duas técnicas tradicionais de análise em coincidências têm sido utilizadas: GTB (Gate on Transition Below) e GTA (Gate on Transition Above).

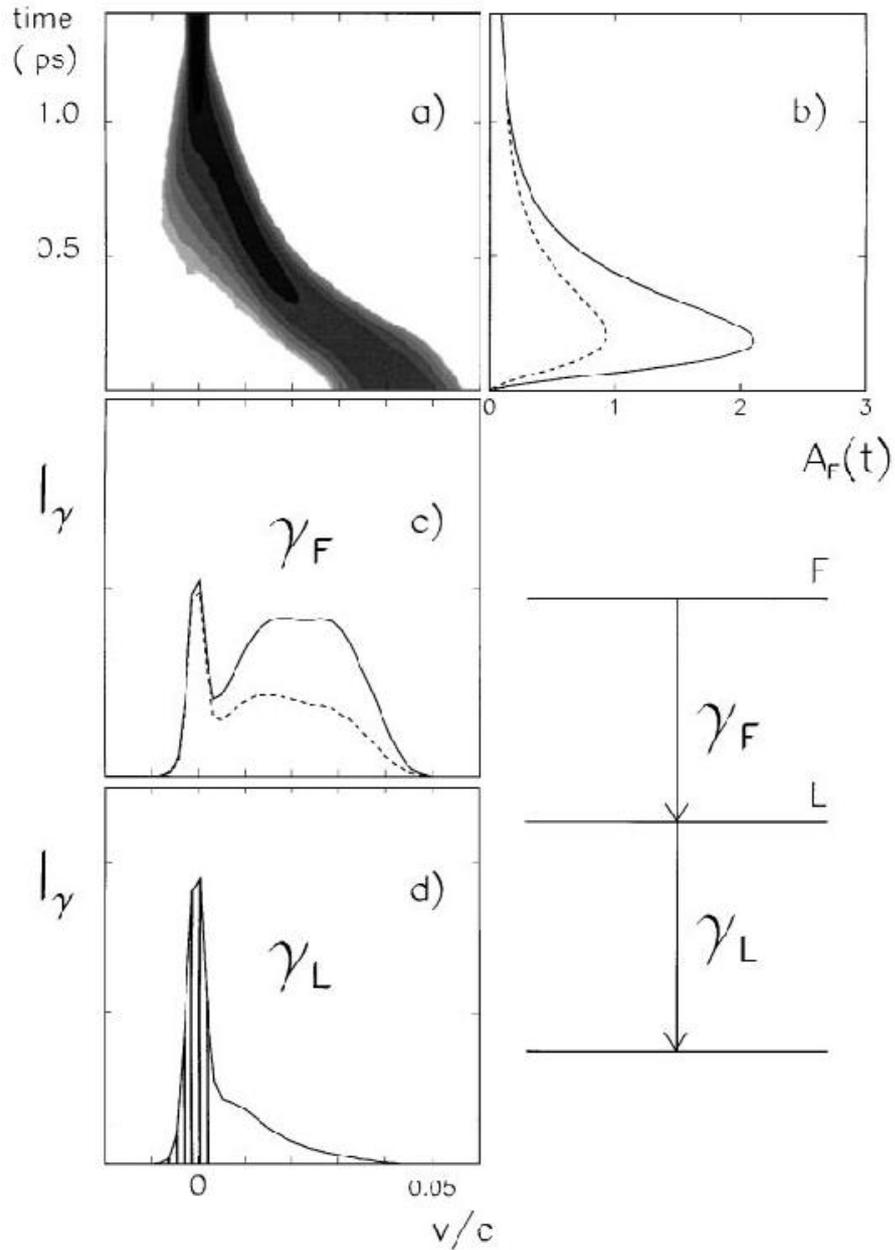


Figura 7: O procedimento NGTB

No método GTB, um ou mais gates em transições *abaixo* da de interesse são utilizados para filtrar parte do espectro. Esse procedimento resolve um dos problemas mencionados, simplificando o espectro, mas não elimina o problema da alimentação lateral do nível de interesse. Para se eliminar também o problema da alimentação lateral, uma das soluções é a utilização de espectros construídos com gate numa ou mais transições *acima* da de interesse. Supondo-se que a curva de decaimento ($A(t)$) dessa transição acima tenha sido previamente determina-

do, a forma de linha da transição de interesse só dependerá de sua constante de decaimento e de $A(t)$.

Esse método apresenta uma série de limitações no caso de núcleos relativamente leves, como os da região $A=50$, cujas transições de níveis de spin mais elevados são de grande energia, se comparadas aos casos típicos na região das terras raras, onde esta técnica foi amplamente empregada. Nas reações de fusão induzidas por íons pesados para a produção de núcleos excitados na região $A=50$, as velocidades de recuo do núcleo de interesse são também elevadas (4-5%) fazendo com que a região do espectro ocupada por uma única linha seja muito maior que no caso de núcleos mais pesados. Com isso, um gate nessas transições, que normalmente são de intensidade baixa, inclui um fundo muito intenso, produzindo espectros com muita contaminação nos estados a serem analisados.

Uma nova técnica foi recentemente por nós desenvolvida e que pode ser aplicada com vantagens nessa região, a chamada NGTB (Narrow Gate on Transition Bellow) [11].

Consideremos o caso da Fig. 7, para o qual gostaríamos de determinar o tempo de vida da transição L.

Inicia-se o processo analisando a forma de linha da transição F, produzida com um gate na transição L, para a qual queremos determinar a taxa de decaimento. Este é um gate “normal” (GTB), compreendendo toda a largura da linha L. Esta análise permite determinar, à partir da forma da linha F, uma taxa de decaimento *efetiva* para a transição F, $A_F(t) = dN_F/dt$. A seguir, uma nova forma de linha para a transição F é obtida, com a condição de gate *estrito* na parte não deslocada da transição L, conforme visto na Fig. 7. Isso corresponde a se colocar uma *supressão* na parte deslocada da linha correspondente à transição F:

$$A_{Fs}(t) = S_F(t)A_F(t)$$

Supondo que todas as partículas sofrem a mesma interação no sólido e param após um tempo de freamento α , o fator de supressão corresponde à condição de um decaimento “em vôo” de F (isto é no instante $t < \alpha$) e com o decaimento de L num instante $t' > \alpha$, tendo sido o mesmo populado no instante t (decaimento do nível F). A taxa de decaimento de L nessas condições é dada por:

$$S(t) \propto \int_{\alpha}^{\infty} e^{-(t'-t)/\tau_L} dt' = \tau e^{-(\alpha-t)/\tau_L}$$

e portanto a taxa de decaimento de F com essa supressão será:

$$A_{Fs}(t) = e^{-(\alpha-t)/\tau_L} A_F(t)$$

Numa situação mais realista, devemos incluir as flutuações no mecanismo de freamento, e a taxa com supressão é calculada fazendo-se a convolução de $A_F(t)$ com a distribuição de freamento $P_{v=0}(t)$:

$$S(t) = \int_t^{\infty} e^{-(\alpha-t')/\tau} P(t') dt'$$

Conhecendo-se $A_F(t)$ (ajustado com base na forma de linha obtida com GTB normal), o ajuste da forma da linha de F com a supressão permite obter $S(t)$ e portanto τ_L .

Um programa de análise de forma de linha desenvolvido inicialmente por José Barcelar em Berkeley e posteriormente modificado por John Wells e Noah Johnson em Oak Ridge [10] foi usado como base para a introdução da análise pelo método NGTB. Outras duas modificações, específicas para as particularidades da região estudada, também foram introduzidas: Foi incluído a evaporação das partículas (p, n, α) na cinemática para cálculo da velocidade inicial (Monte Carlo). Nessa região, o momento carregado por essas partículas evaporadas perturba bastante a direção de recuo do núcleo residual e não podem ser negligenciada, como no caso de núcleos mais pesados, onde em geral somente nêutrons e prótons são evaporados. Uma segunda modificação foi a introdução da possibilidade de se incluir dois níveis independentes na alimentação lateral de cada nível. O programa original permite somente um nível de alimentação (ou uma banda rotacional) e também não é condizente com o que ocorre em núcleos mais leves, onde a alimentação por um caminho muito rápido pode concorrer com outro, passando por seqüências de níveis mais lentos.

Dentro desse projeto, foram medidas as probabilidades de transição em núcleos de $^{48,49,50}\text{Cr}$, $^{46,47,48,49}\text{V}$ e ^{46}Ti [12, 13, 14, 15]. Apresentaremos a seguir dois exemplos.

4.1 ^{48}Cr

Com um número relativamente grande de partículas de valência, há aqui a possibilidade de superposição de um grande número de funções de onda no espaço disponível ($f_{7/2}$, $p_{3/2}$, $f_{5/2}$, $p_{1/2}$) permitindo que configurações coletivas (deformadas) apareçam, conforme mencionado anteriormente. Por outro lado, o número de partículas de valência ainda é suficientemente pequeno para que a diagonalização no espaço completo fp possa ser feita. Nesse espaço, o maior momento angular possível é dado pelo acoplamento dos quatro nucleons de cada tipo alinhados produzindo portanto

$$I = 2(7/2 + 5/2 + 3/2 + 1/2) = 16$$

Este estado corresponde portanto à terminação da banda rotacional baseada na camada fp . Como o número de configurações que levam a esse estado ou a estados com momento angular próximo ao do término de banda é relativamente pequeno, esses estados devem ter momento quadrupolar (BE2) sendo reduzido, à medida que se aproxima da terminação da banda.

Medidas bastante precisas de probabilidade de transição no $^{48,50}\text{Cr}$ foram realizadas nos Laboratori di Legnaro com utilização do espectrômetro GASP. Estados de alto spin nesses núcleos foram populados pela reação de fusão-evaporação $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ a 115 MeV. O alvo de 0.8 mg/cm^2 de ^{28}Si foi evaporado sobre um substrato de Au de cerca de 15 mg/cm^2 de espessura.

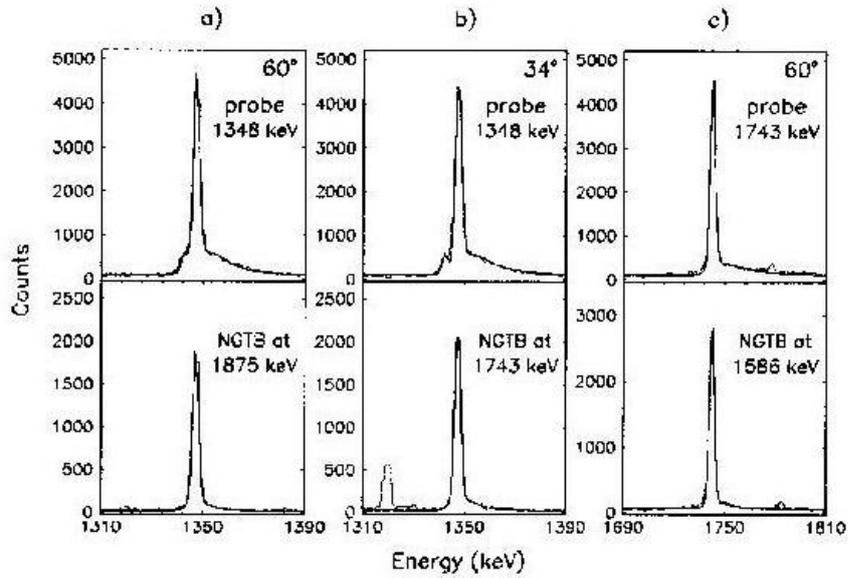


Figura 8: NGTB ^{48}Cr

Os dados foram organizados em matrizes $E_\gamma \times E_\gamma$ assimétricas, com a soma de detectores em cada anel com mesmo ângulo θ (34, 60, 72, 90, 108 e 120 graus) em um eixo e a soma de todos os detectores sem restrição no outro eixo. O programa LINESHAPE [10], modificado como visto na sessão anterior, foi utilizado nas análises de forma de linha. Nas figuras 9 e 10 abaixo, vemos alguns exemplos de análise de forma de linha por vários procedimentos (GTB, NGTB, GTA). Os valores de probabilidades reduzidas de transição (BE2) para o ^{48}Cr são vistos na Fig. 12, comparados com os resultados de cálculos com o programa Antoine. Observa-se aqui também um excelente acordo, inclusive mostrando a terminação da banda no estado $I=16$. Os cálculos de modelo de camadas mostram ainda que é a mistura de configurações $f_{7/2}$ com $p_{3/2}$ que produz a coerência necessária para gerar deformações prolatas. Isso pode ser observado na Fig. 13 (ref. [9, 8]) onde o valor esperado para o momento de quadrupolo intrínseco (Q_0) é visto para cálculos onde se inclui diferentes configurações.

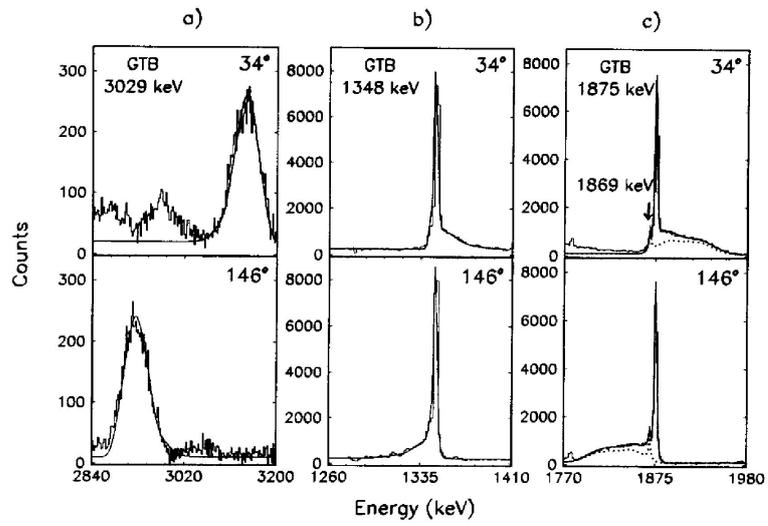


Figura 9: GTB - ^{48}Cr

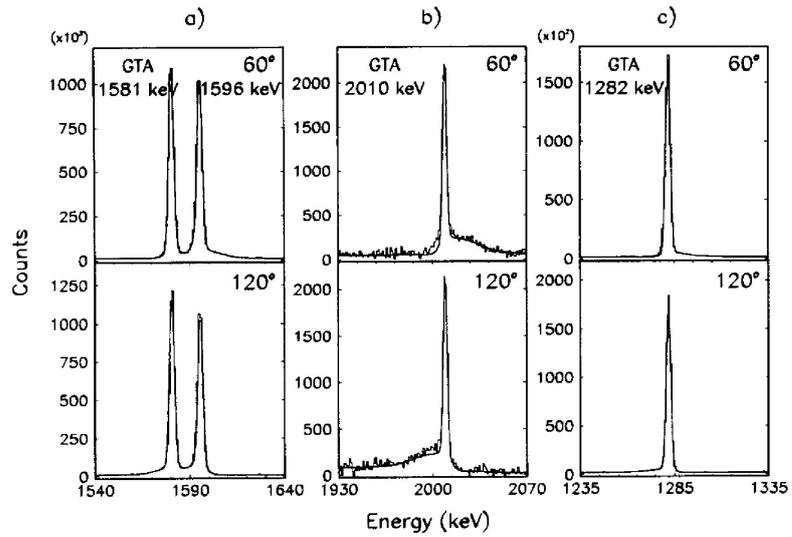


Figura 10: GTA - ^{50}Cr

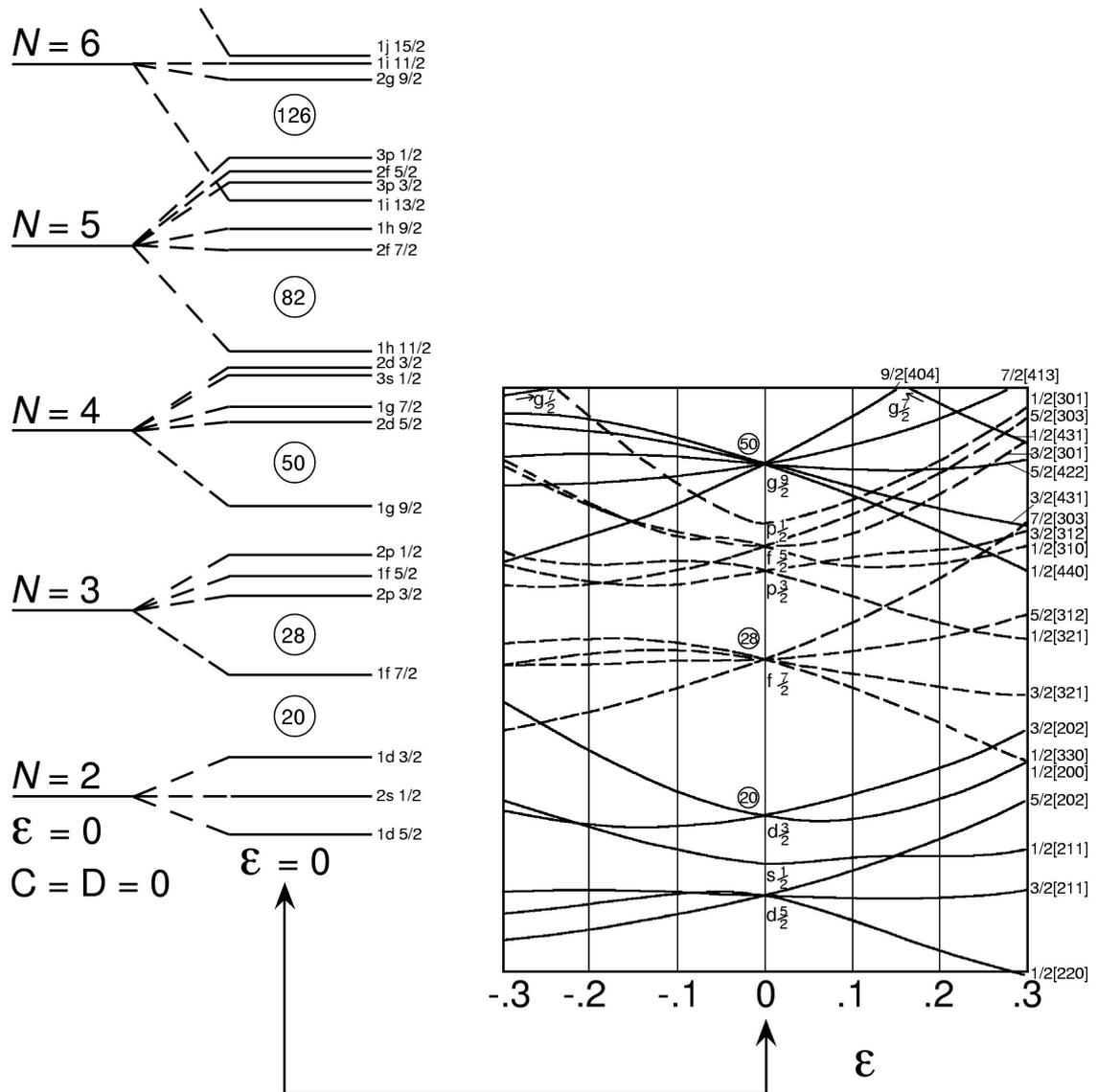


Figura 11: Diagrama de níveis de Nilsson

A importância da mistura $f_{7/2}, p_{3/2}$ (bem como $f_{5/2}, p_{1/2}$) pode ter sua origem evidenciada por exemplo na estrutura dos níveis de Nilsson correspondentes, mostrados na Fig. 11. Os orbitais de Nilsson são etiquetados com os números quânticos N (camada), n_z, l_z e $\Omega = l_z + s_z$ ($[Nn_zl_z]\Omega$). Os estados $N=3$ correspondentes à camada fp são formados principalmente por misturas $f_{7/2} \otimes p_{3/2}$ ou $f_{5/2} \otimes p_{1/2}$. Nota-se que esses orbitais esféricos diferem por $\Delta j = 2$, e portanto são misturados pela interação quadrupolar, responsável por grande parte da deformação nuclear.

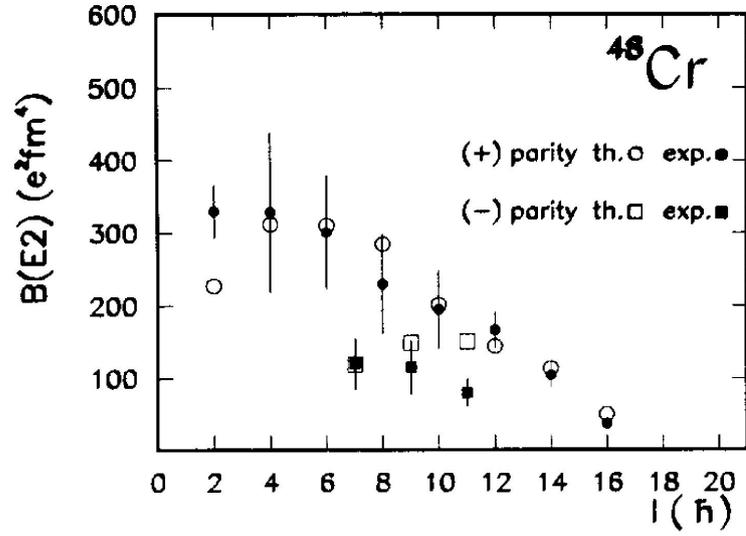


Figura 12: BE2 para estados de paridade positiva e negativa em ^{48}Cr

Table 5. ^{48}Cr ; quadrupole properties of the yrast band

J	$B(E2)_{exp}$	$B(E2)_{th}$	$Q_0(B(E2))$	$Q_0(Q_{spec})$	$Q_0[1f7/2, 2p3/2]$
2	321(41)	228	107	103	104
4	330(100)	312	105	108	104
6	300(80)	311	100	99	103
8	220(60)	285	93	93	102
10	185(40)	201	77	52	98
12	170(25)	146	65	12	80
14	100(16)	115	55	13	50
16	37(6)	60	40	15	40

Figura 13: Momento de Quadrupolo intrínseco no ^{48}Cr

4.2 ^{48}V

As informações espectroscópicas sobre o ^{48}V eram bastante escarças antes deste trabalho, de modo que não somente as probabilidades de transição foram aqui

medidas, mas também a determinação dos níveis de energia, spin e paridade, transições, etc. Dada as grandes distorções de forma observadas quando o núcleo em estudo pára num alvo grosso, para as medidas das energias de transição utilizou-se um alvo fino (auto suportado).

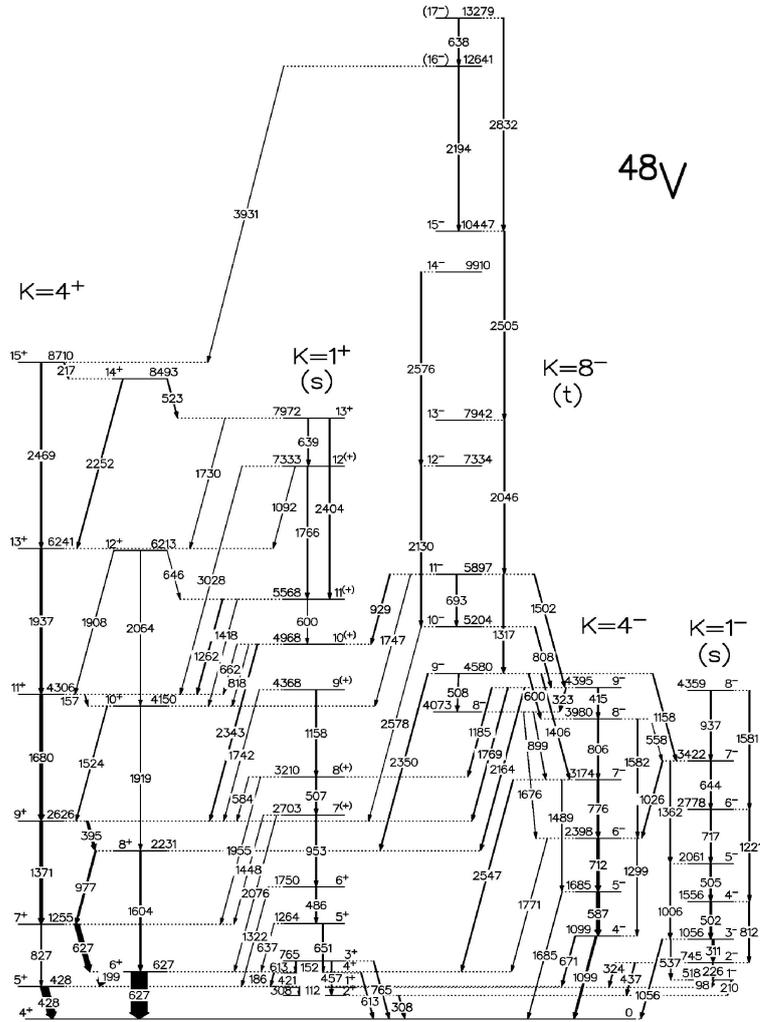


FIG. 1. Experimental decay scheme of the nucleus ^{48}V deduced from the present work.

Figura 14: Esquema de níveis ^{48}V

Neste experimento, um feixe de ^{24}Mg de 100 MeV incidia no alvo de 0.4 mg/cm^2 de ^{28}Si . Partículas leves (p, α) foram observadas em coincidência com raios γ em um conjunto de 40 telescópios E- Δ E de Si (ISIS), alojados no interior de GASP. No segundo experimto, para as medidas de vidas médias, utilizou-se a reação inversa $^{28}\text{Si} \rightarrow ^{24}\text{Mg}$ para aumentar a velocidade inicial de recuo. Foram utilizados dois alvos de 0.8 mg/cm^2 , sendo um em substrato de Au e o outro em Pb (ambos com 15 mg/cm^2 de espessura). O esquema de níveis obtidos pode ser visto na Fig. 14. Um total de 24 novos níveis foram observados e 25 novas vidas médias foram

determinadas.

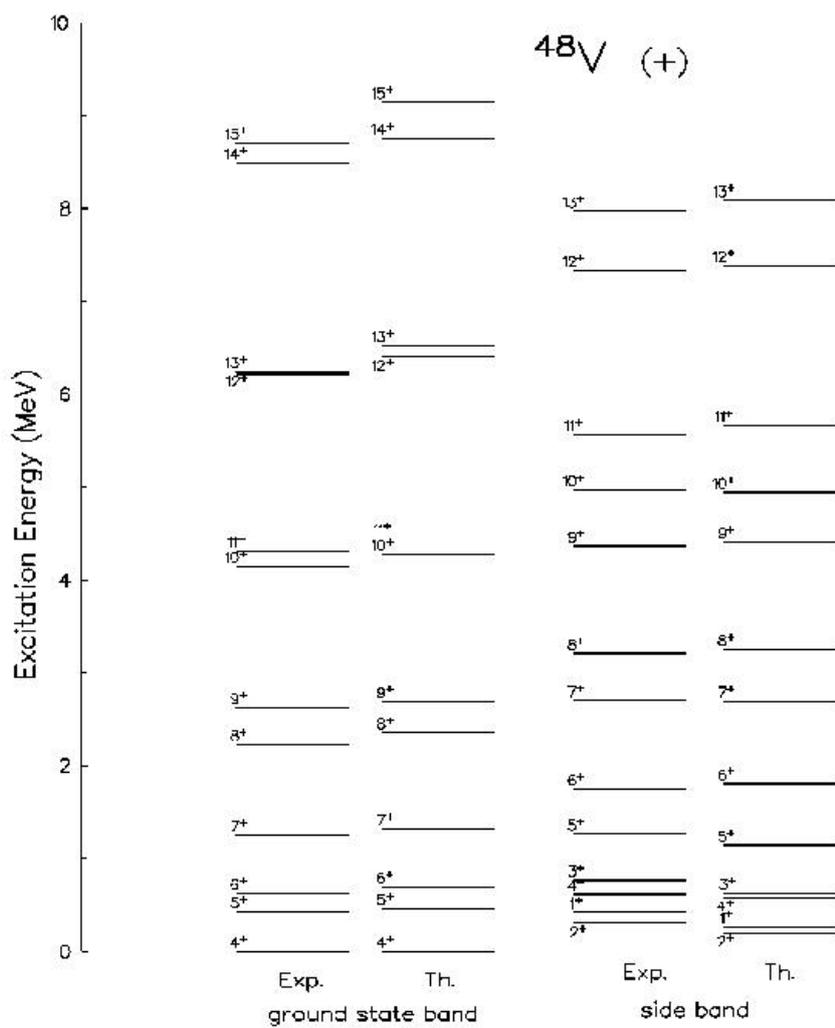


Figura 15: ^{48}V - Estados de paridade positiva

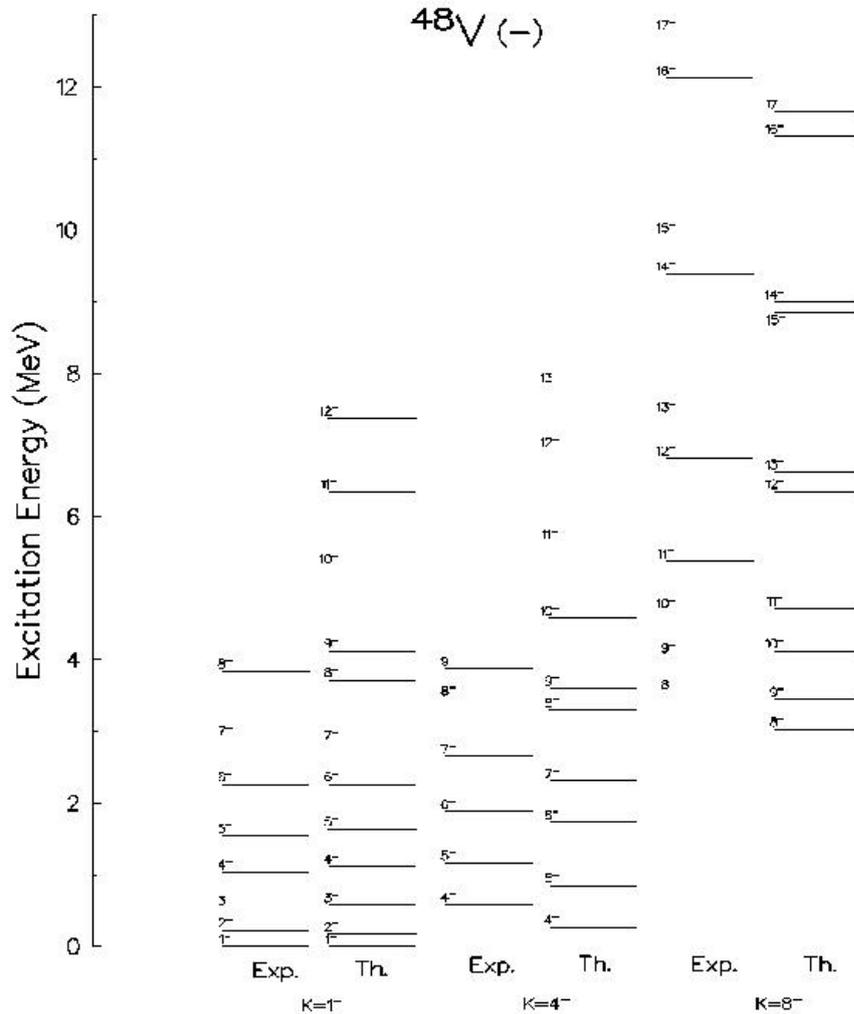


Figura 16: ^{48}V - Estados de paridade negativa.

^{48}V , sendo um núcleo ímpar-ímpar, é um caso interessante, pois permite testar a parte nêutron-próton ($T=0$) da interação residual. Os cálculos foram realizados com a interação KB3G [16]. Entretanto os resultados obtidos não são muito diversos daqueles da ref. [8], obtidos com KB3. Na Fig. 15 (paridade positiva) e Fig. 16 (negativa) observa-se novamente um excelente acordo, tanto para os estados *yrast* como para as bandas laterais. Nos núcleos ímpares e duplamente ímpares, como o caso do ^{48}V , as estruturas de bandas podem ser classificadas com base no modelo rotor-partícula. Observando-se o diagrama de níveis de Nilsson da Fig. 11, para uma deformação prolata $\beta = 0.2$ (obtida a partir dos valores experimentais de BE2), o próton ímpar deve ocupar o orbital [321]3/2 e o nêutron

o $[312]5/2$. Ambos os orbitais têm paridade negativa e portanto a paridade da configuração resultante será positiva. O acoplamento do momento angular dessas partículas pode ser paralelo, resultando numa projeção do momento angular total no eixo de simetria do núcleo deformado $K = 5/2 + 3/2 = 4^-$ ou $K = 5/2 - 3/2 = 1^-$, no caso de acoplamento antiparalelo. Do esquema de níveis observa-se que a primeira corresponde ao estado fundamental e a segunda a uma configuração com pequena energia de excitação em relação ao estado fundamental. Já as bandas de paridade negativa devem ter em sua configuração a excitação de um número ímpar de partículas provenientes da camada *sd* mais abaixo. As bandas $K=4^-$ e 1^- têm em suas configurações um próton não emparelhado no orbital $[202]3/2$ (que foi excitado para o orbital $[321]3/2$, acoplando-se para $J=0$ com o outro próton daquele orbital), acoplado ao nêutron do orbital $[312]5/2$. Observou-se ainda uma banda com $K=8^-$. A única configuração possível de produz alto K neste caso é o acoplamento paralelo de quatro partículas: um próton $[202]3/2$ (cujo parceiro foi excitado para o primeiro nível não ocupado da camada *fp*), o próton do orbital $[321]3/2$, aquele que foi excitado para o $[312]5/2$ e o nêutron do $[312]5/2$.

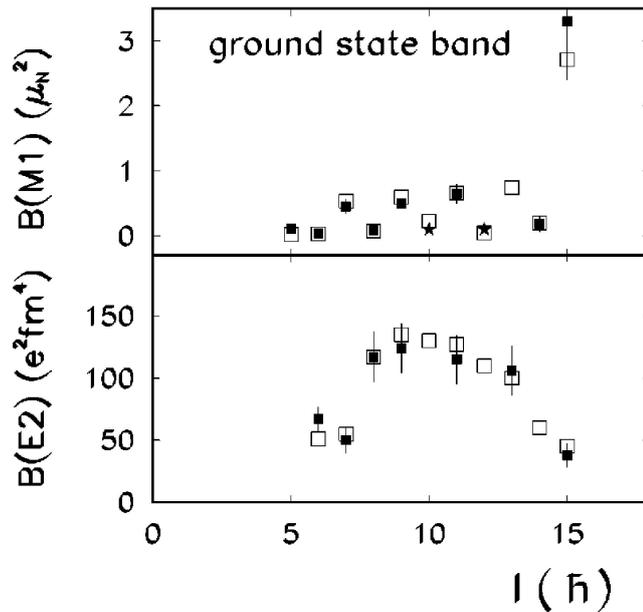


Figura 17: BE2 e BM1 para a banda do estado fundamental em ^{48}V

Embora a projeção do momento angular total K tenha sido usada para classificar essas bandas, ela não é um bom número quântico como o das bandas rotacionais típicas de núcleos deformados mais pesados, mas apenas o componente dominante na função de onda do estado. Isso pode ser observado no decaimento das bandas, em geral violando a regra de seleção para K ($\Delta K \leq \lambda$).

Não são mostrados nesses diagramas, estados de baixo momento angular com simetria esférica, que não são populados em reações na reação utilizada, mas são vistos em medidas de decaimento radiativo e reações induzidas por íons leves.

Para esses níveis se observa também um bom acordo entre teoria e experimento (cf. ref. [8]).

5 Conclusão

Descrevemos neste trabalho a metodologia teórica e experimental empregadas numa série de investigações em núcleos na região de massas $A \sim 50$. Dois exemplos foram apresentados para exemplificar o excelente acordo entre as previsões do modelo de camadas em larga escala implementado no programa de computador Antoine e os resultados de medidas experimentais, tanto no que se refere a energias de excitação, momento angular e paridade dos estados como nas probabilidades reduzidas de transição, determinadas à partir de medidas de vidas médias utilizando a técnica da atenuação do efeito Doppler.

Referências

- [1] M.G. Mayer - Phys. Rev. **75** (1949) 1969.
- [2] A. Bohr and B. Mottelson - Nuclear Structure Vol. I e II Benjamin, NY (1975)
- [3] S.G. Nilsson - Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. **29** (1955)
- [4] P. Ring and P. Schuck - *The Nuclear Many-Body System* - Springer-Verlag (1980)
- [5] B.A. Brown and B.H. Wildenthal - *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **38**, (1988) 29
- [6] www.nscl.msu.edu/~brown/
- [7] T.T.S. Kuo and G.E. Brown - Nucl. Phys. A **114** (1968) 241
- [8] E. Caurier, A.P. Zuker, A. Poves and G. Martínez-Pinedo - Phys. Rev. C **50** (1994) 225
- [9] A. Poves and F. Nowacki - *Lecture Notes in Physics* **581** - Springer-Verlag (2001) (and <http://ipnweb.in2p3.fr/~ipndoct/APN/>)
- [10] J.C. Wells and N.R. Johnson - Report No. ORNL-6689. (1991) 44
- [11] F. Brandolini and R.V. Ribas - Nucl. Instrum. Meth. A **417** (1998) 150
- [12] S.M. Lenzi et al. - Z. Phys. A **354** (1996) 117
- [13] N.H. Medina, F. Brandolini, S.M. Lenzi, N. Marginean, R.V. Ribas, C.A. Ur, D. Bazzacco et al. Heavy Ion Phys. **16** (2002) 65
- [14] F. Brandolini, S.M. Lenzi, D.R. Napoli, R.V. Ribas, H. Somacal, C.A. Ur, D. Bazzacco, J.A. Cameron, et al. - Nuc. Phys. A **642** (1998) 387

- [15] F. Brandolini, N. Marginean, N.H. Medina, R.V. Ribas, J. Sanchez-Solano, S.M. Lenzi, et al. - Phys. Rev. C **66** (2002) 024304
- [16] A. Poves et al. - Nucl. Phys. A **694** (2001) 157