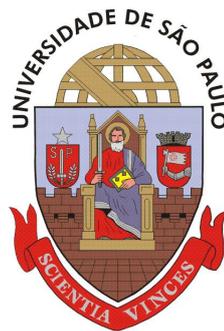


UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO Instituto de Física

Métodos de Medida de Momentos Magnéticos de Estados Nucleares.

Roberto Vicençotto Ribas

Monografia apresentada ao Instituto
de Física da Universidade de
São Paulo para obtenção do
título de Livre-Docente.



SÃO PAULO
1993

Para Margot, Camilla e Carol

À memória de meu pai.

Abstract

In this work, a review of the experimental techniques for the measurement of nuclear magnetic moments is presented. The methods of Time Dependent Angular Distribution (TDPAC) and Integral Perturbed Angular Distribution (IPAC), specially for applications to in-beam measurements are discussed. The main mechanisms for producing the so called hyperfine interaction, in particular that responsible for the Transient Magnetic Field (TMF) and the reaction mechanisms usually used for producing excited states are presented. The details of data analysis procedures for complex situations where several levels are measured simultaneously is also presented. Finally, some recent measurements and a proposal for a new measurement are presented and discussed.

Resumo

Neste trabalho é apresentado uma pequena revisão das técnicas de medida do momento magnético nuclear. São abordados os métodos baseados na observação da rotação das distribuições angulares de raios gama, tanto no caso diferencial (TDPAD) quanto integral (IPAD). Os vários mecanismos de perturbação (interações hiperfinas) são discutidos, com ênfase no chamado Campo Magnético Transiente (CMT). A discussão se restringe às aplicações de medidas em linha e os dois principais mecanismos de produção de estados excitados são apresentados. Os procedimentos de análise de dados são detalhados, em particular as situações mais complexas em que vários estados são simultaneamente medidos. Finalmente, alguns exemplos de medidas recentes, bem como uma proposta para um experimento inédito, são apresentados e discutidos.

Agradecimentos

Gostaria de agradecer àqueles que colaboram no desenvolvimento dos trabalhos que propiciaram a elaboração desta monografia. Primeiro, ao grupo de espectroscopia de raios gama do Pelletron: Ewa, Luiz Guilherme, Márcia, Rao, Suzana, Wayne e em particular ao Medina, que se responsabilizou pela implantação desta técnica em nosso Laboratório. Depois, ao grupo de Legnaro, que me introduziu aos segredos desta técnica: Franco, Carlos, Piero, Dino e Mario.

Sumário

1	Introdução	1
2	Momentos Magnéticos Nucleares	3
3	Métodos de Medida	7
3.1	Distribuições Angulares	8
3.2	Medidas Diferenciais (TDPAD)	9
3.3	Medidas Integrais (IPAD)	11
3.4	Fontes de Interação	12
3.4.1	Campo Hiperfino em Materiais Ferromagnéticos	14
3.4.2	Campo Hiperfino em Vácuo e Gases	15
3.4.3	Campo Magnético Transiente	15
3.5	Produção de Estados Excitados	18
3.5.1	Reações de Fusão-Evaporação	19
3.5.2	Excitação Coulombiana	20
4	Análise de Dados de Medidas Empregando o CMT	21
4.1	Evolução Temporal das Populações	22
4.2	Cálculo da Quantidade medida $\langle \epsilon \rangle$	23
4.3	Aplicações utilizando MagMo	25
5	Exemplos Típicos de Medidas	27
5.1	Estados da Linha Yrast em $^{156,158}\text{Gd}$	27
5.2	Fator-g do Estado $19/2^-$ em ^{39}K com a Técnica de Fusão-Evaporação	28
5.3	Fator-g da banda superdeformada em ^{133}Nd	31
6	Conclusões	33

Capítulo 1

Introdução

O estudo experimental da estrutura nuclear com a utilização das técnicas de espectroscopia de raios gama sofreu uma enorme evolução na última década, com o aparecimento dos grandes espectrômetros constituídos de múltiplos detetores. Níveis de energia e spins numa ampla região da tabela periódica são hoje conhecidos até altas energias de excitação e momentos angulares. As investigações iniciais, que se limitavam aos estados da linha *yrast*, hoje se estendem a inúmeras bandas laterais, que são fracamente populadas nas reações de fusão-evaporação, normalmente utilizada nessas medidas. Tipicamente 4-5 dias de medida são suficientes, com o uso desses espectrômetros, para se obter as informações espectroscópicas mencionadas para um ou mesmo dois isótopos vizinhos.

Informações espectroscópicas mais detalhadas, como probabilidades reduzidas de transição (ou vidas médias), também foram ampliadas significativamente no mesmo período. Entretanto, grosseiramente falando, de cada dez níveis conhecidos (energia, spin), apenas um tem a vida média determinada. O detalhamento do conhecimento das funções de onda nucleares obtido com a inclusão desta informação se faz a um custo muito maior que aquele para obtenção das informações básicas de energia e momento angular.

Esta redução de escala é ainda mais gritante no caso das medidas do momento magnético nuclear. Em geral é necessário o conhecimento das vidas médias dos estados para o desenvolvimento de medidas do fator giromagnético e além disso, as dificuldades experimentais são muito maiores: Para cada dez níveis com vida média conhecida, um, ou talvez menos, teve seu momento magnético determinado.

Na última década, essas medidas também receberam um grande impulso, com a descoberta do campo magnético transiente, que ampliou significativamente os casos passíveis de medida. Entretanto, dada as particularidades das técnicas de medidas, pouco da evolução instrumental ocorrida com o aparecimento das grandes bolas tem sido aproveitado nas medidas do momento magnético nuclear.

A determinação do fator giromagnético traz contribuições significativas para o entendimento da estrutura nuclear. As propriedades eletromagnéticas nucleares estão relacionadas com as distribuições de carga e corrente no núcleo, e os momentos

magnéticos dependem sensivelmente dos graus de liberdade de partícula única, devido à grande contribuição do spin intrínseco de nucleons não emparelhados, além de depender de detalhes da função de onda do estado nuclear. Portanto, os esforços na ampliação do conhecimento desta propriedade, ainda que não tão eficaz, como no caso das outras grandezas mencionadas, são de grande valia.

Neste trabalho, será feita uma revisão das técnicas experimentais de medida do fator giromagnético, dos procedimentos de análise e dos problemas normalmente envolvidos nas medidas. Alguns casos típicos serão exemplificados em detalhe e novas possibilidades de medidas, com a utilização de grandes sistemas de detecção serão discutidos.

Capítulo 2

Momentos Magnéticos Nucleares

O momento de dipolo magnético de um estado nuclear é definido como o valor esperado, no sub estado $m=j$ do operador

$$\mu = \mu_N \sum_k g_l l_k + g_s s_k$$

onde $\mu_N = \frac{e\hbar}{2Mc}$ é o magneton nuclear e

$$g_l = 0, \quad g_s = -3.83 \text{ para nêutrons}$$

$$g_l = 1, \quad g_s = 5.59 \text{ para prótons}$$

O fator giromagnético do estado é definido pela razão entre o momento magnético e o angular: $g = \frac{\mu}{I}$.

Os valores "anômalos" do termo de spin dos momentos magnéticos dos nucleons são uma indicação do caráter composto dessas partículas. Para uma partícula elementar (partícula de Dirac), $g_s^n = 0$ e $g_s^p = 1/2$. O momento magnético dos nucleons pode ainda ser convenientemente escritos como:

$$\mu = \mu_0 + \mu_1 \tau_3$$

onde τ_3 , o isospin é igual a 1 para prótons e -1 para os nêutrons. O primeiro termo (μ_0) é a chamada parte isoescalar e o segundo ($\mu_1 \tau_3$) o termo isovetorial, cujo sinal depende do isospin. Substituindo-se os valores conhecidos de μ_n , μ_p , obtem-se:

$$\mu_0 = 0.44$$

$$\mu_1 = 2.35$$

Conhecidos os momentos magnéticos dos nucleons livres, a construção do operador para o momento magnético de um nucleon no núcleo atômico não é trivial. A

interação (forte) entre os nucleons tem origem neste caráter composto e efeitos de dissociação (efeitos mesônicos) alteram o momento magnético efetivo dos nucleons ligados. Na definição $\mu = g_l l + g_s s$ para um nucleon dentro do núcleo, g_l e g_s devem em princípio ser tomados como parâmetros desconhecidos. A previsão desses parâmetros com base nos modelos para a estrutura do nucleon (quarks) ainda não é possível no caso geral, embora mesmo modelos bastante simples possam fornecer previsões muito boas para o momento magnético dos bárions [1, 2].

Tomando-se o modelo de partícula única para a estrutura do núcleo, o momento angular e portanto o momento magnético se cancela para os pares de nucleons e em consequência o momento magnético do núcleo é devido unicamente à contribuição do último nucleon ímpar. Se os valores de g_l e g_s para o nucleon livre são utilizados, obtém-se a previsão conhecida como limites de Schmidt [3] para o fator-g de estados nucleares:

$$g_{sp} = g_l \pm \frac{1}{2l+1}(g_s - g_l) \quad (\text{para } j = l \pm 1/2)$$

Como se vê na fig. 2.1, a maioria dos momentos magnéticos se localiza entre os limites dado pelas linhas de Schmidt. Além do efeito mesônico mencionado, interações residuais (muitos corpos) não incluídas contribuem também para a falha do modelo [1, 4].

Além das contribuições de partícula única, acima mencionadas, uma grande parcela dos núcleos da tabela periódica produzem momento angular pela rotação coletiva dos nucleons. Esta contribuição, efetiva também para núcleos par-par, corresponde ao fator giromagnético rotacional, $g_R \sim \frac{Z}{A}$.

Descrições detalhadas da estrutura nuclear, como o modelo de camadas, só são factíveis para núcleos leves, devido à grande complexidade das funções de onda e dos processos de acoplamento. Nestes casos, modelos híbridos, como o rotor+partícula [5], onde o hamiltoniano é separado na contribuição de um caroço ínter e na da partícula ímpar, têm sido empregados com relativo sucesso. Tomando o momento angular total (I) como a soma da contribuição do caroço (R) e da partícula ímpar (j), o hamiltoniano neste modelo pode ser escrito como:

$$H = \sum_{k=1}^3 \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}_k} (I_k^2 - 2I_k j_k + j_k^2) + H_p$$

onde \mathfrak{S}_k são os momentos de inércia do caroço deformado. A parcela do hamiltoniano correspondente à partícula ímpar (H_p) é em geral obtida usando o modelo de Nilsson [6], que descreve a interação efetiva pelo potencial de um oscilador harmônico deformado. As funções de onda de um rotor podem ser descritas em termos das matrizes de rotação (D_{MK}^I) e as autofunções de Nilsson na base deformada (χ_ν) expandidas em termos das funções que definem a base de um oscilador esférico:

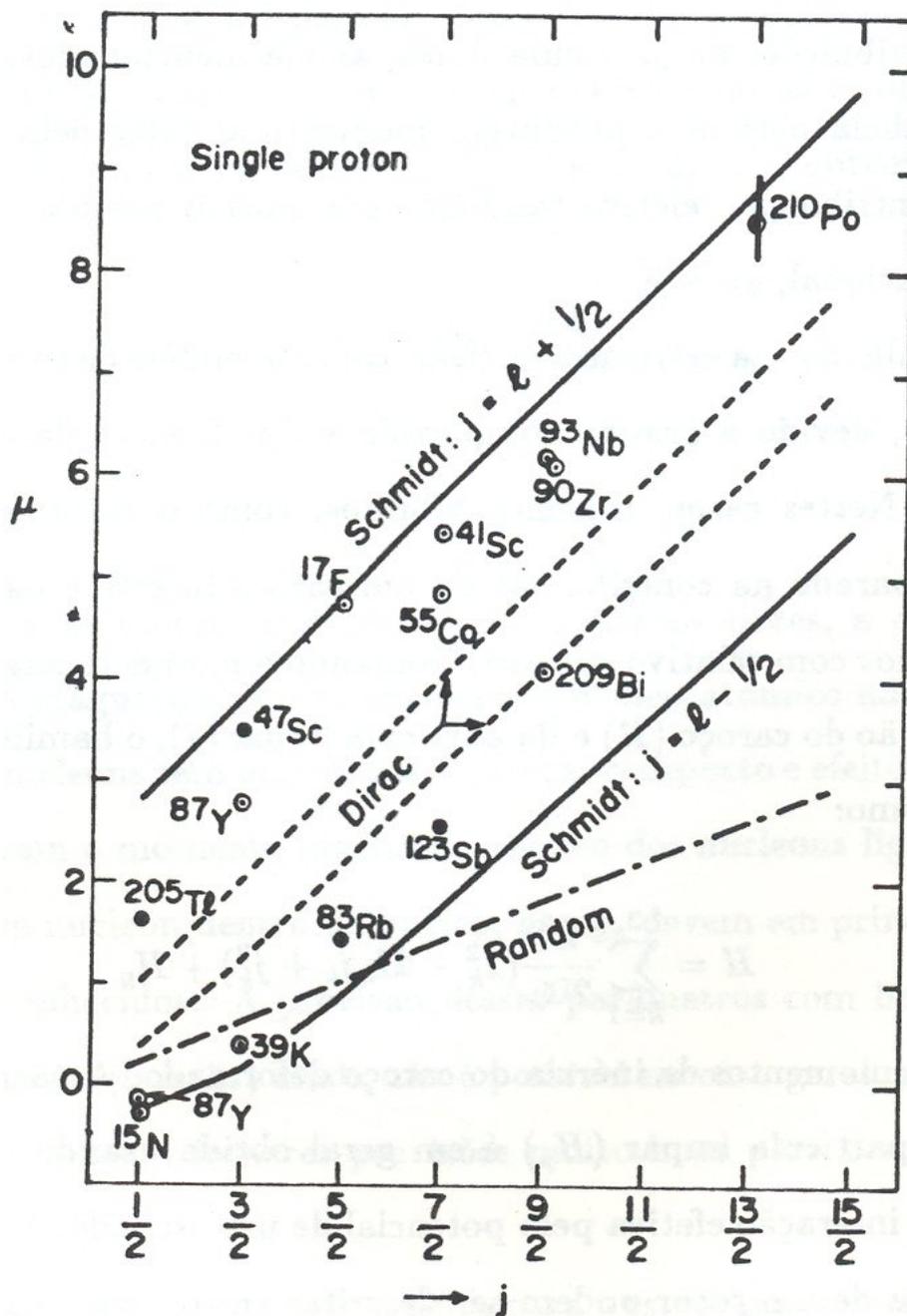


Figura 2.1: Momentos magnéticos para estados de 1 próton. (reproduzido da ref. [1])

$$\chi_\nu = \sum_{\alpha j \Omega} c_{\alpha j \Omega}^\nu \phi_\Omega^{\alpha j} \quad (\alpha = N, l)$$

A base (normalizada) usada para diagonalizar o hamiltoniano do sistema rotor + partícula é portanto:

$$\Psi_{MK}^{I\nu} = \sqrt{\frac{2l+1}{16\pi^2}} \sum_{\alpha j \Omega} c_{\alpha j \Omega}^\nu [D_{MK}^I \phi_\Omega^{\alpha j} + (-)^{I-j} D_{M-K}^I \phi_\Omega^{\alpha j}]$$

Com estas funções de onda, o valor esperado do momento magnético pode ser facilmente calculado [7] em termos de g_l , g_s e g_R . Em geral, os efeitos de atenuação do fator giromagnético de spin mencionados podem ser introduzidos empiricamente tomando-se $g_s \approx 0.7g_s^{livre}$.

Recentemente, um modelo mais elaborado para a descrição desses núcleos foi desenvolvido [8], onde um grande número de partículas interagindo é considerado, através de um hamiltoniano microscópico. Um processo de classificação hierárquica de estados relevantes é utilizado para restringir o espaço de configurações em que o hamiltoniano será diagonalizado.

Neste modelo, o campo médio deformado é descrito na representação de Nilsson, com a inclusão do formalismo de BCS para tratamento da força de emparelhamento. Este procedimento implica na quebra da simetria rotacional e o número de partículas não é conservado. Técnicas de projeção do momento angular são então aplicadas para se restaurar a simetria de rotação e se obter estados de bom momento angular total. O número de partículas pode também ser restaurado por um procedimento análogo, mas em geral a restauração em média, através do uso do multiplicador de Lagrange produz resultados satisfatórios.

O modelo de camadas com projeção de momento angular tem sido aplicado com bastante sucesso na descrição de bandas rotacionais até spins moderadamente elevados ($< \sim 40$) em núcleos par-par, par-ímpar e duplamente ímpar, na região das terras raras [8] e na região transicional $A \sim 130$ [9]. A aplicação deste modelo na interpretação de medidas de fatores-g foi feita no caso de ^{159}Tb , com resultados também muito bons [7].

Capítulo 3

Métodos de Medida

Grande parte das técnicas experimentais para a determinação do momento magnético de estados nucleares excitados consiste na medida da perturbação da distribuição (ou correlação) angular dos raios gama emitidos no decaimento do estado. A perturbação é induzida pela interação (hiperfina) do momento magnético nuclear com um campo magnético agindo no núcleo.

Quando a vida média do estado nuclear é longa, comparada com a resolução em tempo do sistema de detecção, em geral se observa a evolução temporal da distribuição angular (TDPAD - Time Dependent Perturbed Angular Distribution) e caso contrário, somente o efeito integrado no tempo é medido e a técnica neste caso é conhecida como IPAD (Integral Perturbed Angular Distribution).

A intensidade do campo magnético agindo no núcleo, necessária para produzir uma interação mensurável, depende da magnitude do momento magnético e da vida média do estado. No caso de medidas diferenciais, com uma resolução típica de 2 - 3 ns no sistema de detecção, o campo deve ser tal que o período da precessão de Larmour do spin nuclear, em torno da direção do campo, seja maior que a resolução em tempo do sistema, mas não muito maior que a vida média do estado. Para um estado de momento magnético $\mu = gI\mu_N$, a frequência de Larmour é dada por:

$$\omega_L = g \frac{\mu_N}{\hbar} B = 4.790 \cdot 10^{11} Gg(\text{rad/s})$$

onde B é o campo agindo no núcleo (Gauss) e g o fator giromagnético. O período correspondente é:

$$T_L = 1.312 \cdot 10^{-11} (Gg)^{-1}(\text{s})$$

Portanto, um campo externo deve ter magnitude de alguns kGauss, no caso de medidas diferenciais, onde a vida média dos estados é tipicamente de dezenas de ns. Nesses casos, o campo é em geral fornecido por um eletroímã convencional. Nas medidas integrais, onde as vidas médias são bem mais curtas (ps), há necessidade de campos de $10^5 - 10^8$ G, que só podem ser produzidos microscopicamente.

Nas próximas seções serão discutidos alguns aspectos das técnicas de medida, com ênfase nas utilizadas em medidas "em linha", que empregamos no Laborató-

rio Pelletron, bem como às várias fontes de campo magnético empregadas nessas medidas.

3.1 Distribuições Angulares

Em geral, raios gamas emitidos por um conjunto de núcleos cujos spins nucleares estão orientados com respeito a um eixo (em geral, o eixo de quantização (z) definido pelo feixe de partículas do acelerador, no caso de medidas em linha), têm uma distribuição angular anisotrópica. A distribuição angular depende dos spins (inicial e final), da multipolaridade da transição e do grau de alinhamento dos núcleos. O grau de alinhamento pode ser definido pelo parâmetro de população $P(m)$, que descreve a probabilidade do núcleo ser produzido com projeção de momento angular m no eixo de quantização. Mais frequentemente, a distribuição angular é expressa em termo dos chamados tensores estatísticos, relacionados com $P(m)$ por:

$$\rho_k(j) = \sqrt{2j+1} \sum_m (-)^{j-m} \langle jmj-m | k0 \rangle P(m) \quad (3.1)$$

onde j é o spin do estado, e $k = 0, 1, \dots, 2j$. Em termos de ρ_k , a função de distribuição angular para uma transição de multipolaridade λ (elétrica ou magnética) é dada por [1]:

$$W(\theta) = \sum_{k=0}^{k_{max}} \rho_k(j_i) F_k(j_f \lambda j_i) P_k(\cos(\theta)) \quad (3.2)$$

onde $k_{max} = \min(2j_i, 2\lambda)$ e

$$F_k(j_f \lambda j_i) = (-)^{1+j_i-j_f} \sqrt{2j_i+1} (2\lambda+1) \langle \lambda 1 \lambda -1 | k0 \rangle W(j_i j_i \lambda \lambda; k j_f) \quad (3.3)$$

P_k são os polinômios de Legendre e $W(j_i j_i \lambda \lambda; k j_f)$ os coeficientes de Racah.

Se a radiação emitida contém mistura de polaridades, devemos introduzir uma definição ligeiramente modificada para a função F_k :

$$F_k(j_f \lambda \lambda' j_i) = (-)^{1+j_i-j_f} [(2\lambda+1)(2\lambda'+1)(2j_i+1)]^{1/2} \langle \lambda 1 \lambda' -1 | k0 \rangle W(j_i j_i \lambda \lambda'; k j_f) \quad (3.4)$$

sendo neste caso a função de distribuição angular definida por:

$$W(\theta) = \sum_k A_k(j_i \lambda \lambda' j_f) P_k(\cos(\theta)) \quad (3.5)$$

com

$$A_k(j_i \lambda \lambda' j_f) = \rho_k(j_i) \frac{1}{1+\delta^2} [F_k(j_f \lambda \lambda j_i) + 2\delta F_k(j_f \lambda \lambda' j_i) + \delta^2 F_k(j_f \lambda' \lambda' j_i)] \quad (3.6)$$

onde δ , a razão de mistura é definida como:

$$\delta = \frac{\langle j_f \| O_{\lambda'} \| j_i \rangle}{\langle j_f \| O_{\lambda} \| j_i \rangle} \quad (3.7)$$

sendo O_{λ} é o operador correspondente às transições eletromagnéticas (E_{λ}, M_{λ}).

Nas expressões acima, está implícita a suposição de que o sistema (i.é $P(m)$) possui simetria azimutal, o que é observado na maioria dos casos de interesse. Nestes casos, somente os termos pares em k contribuem para a somatória (ver cap. 4 para casos em que não há simetria cilíndrica).

No caso de uma perturbação devida a um campo estático B , a função de distribuição angular (perturbada) é dada por:

$$W(\theta, \downarrow \uparrow B, t) = \sum_k A_k P_k(\cos(\theta \mp \omega t)) \quad (3.8)$$

onde as setas $\downarrow \uparrow$ correspondem a dois sentidos opostos do campo magnético, aplicado na direção perpendicular ao plano em que distribuição angular é medida.

3.2 Medidas Diferenciais (TDPAD)

Nas medidas diferenciais, há necessidade de se obter a origem da escala de tempos, definida pelo instante em que o estado em estudo foi populado. Feixes pulsados de íons pesados, disponíveis na maioria dos aceleradores, com pulsos de largura $\sim 1 - 2$ ns constituem uma boa marca de tempo, sendo o procedimento mais adequado neste caso. Os estados isoméricos (tipicamente dezenas de ns) que são estudáveis por esta técnica, normalmente são populados nas reações nucleares induzidas por íons pesados, através do decaimento de estados de energia e momento angular mais elevados, mas de vida média em geral bastante curtas (ps). O intervalo de tempo entre a ocorrência da reação e a população do estado de interesse é portanto desprezível.

As medidas são efetuadas no intervalo de tempo entre os pulsos de feixe, que deve portanto ser maior que a vida média do estado, para se evitar superposição de curvas de decaimento correspondentes a eventos consecutivos. Detetores de cintilação como os de iodeto de sódio (NaI), que têm resolução temporal $\sim 2 - 3$ ns são usados nos casos em que a vida média é relativamente curta (≤ 10 ns) e os de germânio (resolução temporal ~ 10 ns) nos casos em que a vida média é maior, sendo a deficiência nas características temporais mais que compensada pela grande superioridade dos detetores de Ge na resolução em energia.

A quantidade experimentalmente medida corresponde ao espectro temporal do decaimento num dado ângulo de observação e é dado por:

$$N(\theta, \downarrow \uparrow B, t) = N_0 e^{-\lambda t} W(\theta, \downarrow \uparrow B, t) \quad (3.9)$$

Considerando medidas com os dois sentidos do campo aplicado, pode-se obter a razão:

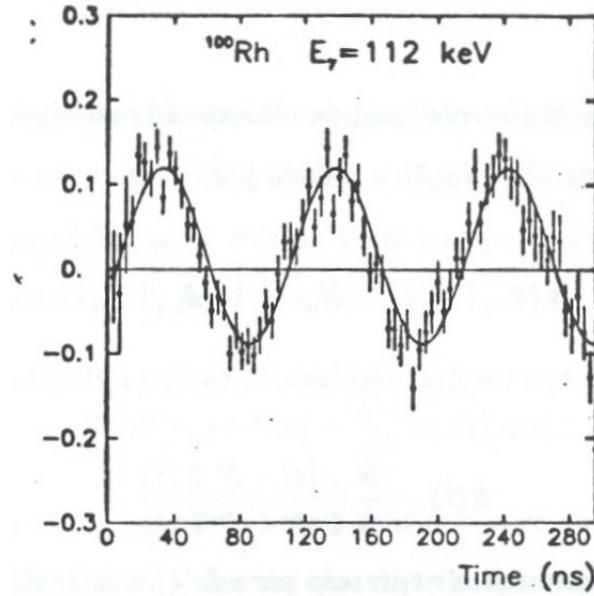


Figura 3.1: Curva de precessão ($R(t)$) para a transição de 112keV, de-excitando o estado 7^+ , $T_{1/2} = 140$ ns no ^{100}Rh (Reproduzido da ref. [11])

$$R(t) = \frac{N \downarrow (t) - N \uparrow (t)}{N \downarrow (t) + N \uparrow (t)} \quad (3.10)$$

Para $\theta = 45^\circ$, substituindo-se a expressão para $N(t)$ e escrevendo-se os polinômios de Legendre em termos de $\cos(\theta)$, obtém-se:

$$R(t) = \frac{b_2 \text{sen}(2\omega t)}{1 + b_4 \cos(4\omega t)} \quad (3.11)$$

onde os coeficientes b_k são expressos em termos dos A_k definidos na seção anterior por [10]:

$$b_2 = \frac{\frac{3}{4}A_2 + \frac{5}{16}A_4}{1 + \frac{1}{4}A_2 + \frac{9}{64}A_4}$$

$$b_4 = \frac{\frac{35}{64}A_4}{1 + \frac{1}{4}A_2 + \frac{9}{64}A_4}$$

Na figura 3.1 vê-se um gráfico típico de $R(t)$, bem como a curva ajustada. Embora a amplitude possa não ser bem conhecida, uma vez que os parâmetros de população que definem o alinhamento do estado dependem também dos detalhes do caminho dos decaimentos que levam à população do estado de interesse e outras interações possam atenuar a distribuição, no caso das medidas diferenciais a informação está contida no período das oscilações, que é insensível a esses efeitos.

3.3 Medidas Integrais (IPAD)

Nos casos em que a vida média do estado é pequena, comparada com o tempo de resolução do sistema de detecção ($\tau \leq 1$ ns), o método integral deve ser aplicado. Como a grande maioria dos estados nucleares se enquadram nesta categoria, este método é em princípio aplicável a um enorme número de casos. Entretanto, estados com vidas médias curtas necessitam de campos aplicados extremamente intensos, normalmente não disponíveis macroscopicamente. A descoberta, há cerca de duas décadas do Campo Magnético Transiente (CMT), deu um grande impulso a esta técnica, que será descrita em detalhes ao longo deste trabalho. Inúmeros artigos de revisão são disponíveis na literatura, abordando vários aspectos deste método ([12, 13, 14]).

O efeito médio da perturbação na taxa de contagens medida no ângulo θ , como descrito na seção anterior é dado por:

$$N(\theta, \downarrow \uparrow B) = \frac{N_0}{\tau} \int_0^\infty e^{-\lambda t} W(\theta, \downarrow \uparrow B, t) dt \quad (3.12)$$

$$= \frac{N_0}{\tau} \int_0^\infty e^{-\lambda t} \left[1 + \sum_{k=2}^{k_{max}} b_k \cos k(\theta \mp \omega t) \right] dt \quad (3.13)$$

$$= \frac{N_0}{\tau} \left[1 + \sum_{k=2}^{k_{max}} \frac{b_k}{\sqrt{1 + (k\omega\tau)^2}} \cos k(\theta \mp \Delta\theta_k) \right] \quad (3.14)$$

onde $\Delta\theta_k$ é dado por:

$$\tan(k\Delta\theta_k) = k\omega\tau$$

O efeito integral corresponde portanto à atenuação da distribuição angular, dada pelo fator $\frac{1}{\sqrt{1+(k\omega\tau)^2}}$ e pela rotação $\Delta\theta_k$.

Na grande maioria dos casos de interesse, a rotação é pequena, ($\sim 10 - 100$ mrad) e a atenuação é negligível. Neste caso, $\Delta\theta \approx \omega\tau = \frac{g\mu_N}{\hbar} B$ e $N(\theta, \downarrow \uparrow B)$ pode ser aproximado por:

$$N(\theta, \downarrow \uparrow B) = N_0(W(\theta) \mp \Delta\theta \frac{dW}{d\theta}) \quad (3.15)$$

Similarmente à razão $R(t)$ definida no caso das medidas diferenciais, define-se a quantidade ϵ :

$$\epsilon = \frac{N \downarrow - N \uparrow}{N \downarrow + N \uparrow} = \Delta\theta \frac{1}{W} \frac{dW}{d\theta} \quad (3.16)$$

O efeito medido ϵ é portanto máximo nos ângulos em que a inclinação da distribuição angular ($\frac{1}{W} \frac{dW}{d\theta}$) é máxima. A normalização absoluta entre as medidas $N \downarrow, N \uparrow$ é bastante crítica no caso de medidas integrais, uma vez que a razão ϵ assume valores $\sim 1 - 5\%$ nos casos em que a aproximação apresentada pode ser

utilizada. Em geral este problema pode ser contornado utilizando-se um par de detectores posicionados em ângulos simétricos em relação ao eixo de quantização ($\pm\theta$), de modo que para cada detector, $\frac{1}{W} \frac{dW}{d\theta}$ difere apenas pelo sinal. Com isso, $N \downarrow$ num detector tem o mesmo papel que $N \uparrow$ no outro detector:

$$\epsilon = \frac{1}{W} \frac{dW}{d\theta} \Delta\theta|_{\theta} = -\frac{1}{W} \frac{dW}{d\theta} \Delta\theta|_{-\theta} \quad (3.17)$$

definindo-se $\rho_i = \frac{N_i \uparrow}{N_i \downarrow}$ onde $i = 1, 2$ se refere ao detector em $\theta, -\theta$, verifica-se facilmente a identidade:

$$\rho = \frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{N_1 \downarrow N_2 \uparrow}{N_1 \uparrow N_2 \downarrow} = \left(\frac{1 + \epsilon}{1 - \epsilon} \right)^2$$

Portanto, ρ é independente de normalizações entre $N \uparrow$ e $N \downarrow$. A quantidade ϵ , correspondente ao efeito combinado do par de detectores (média geométrica) é então obtida como:

$$\epsilon = \frac{\rho^{1/2} - 1}{\rho^{1/2} + 1} \quad (3.18)$$

Como a distribuição angular é ainda simétrica em relação ao eixo perpendicular ($\theta = 90^\circ$) ao eixo de quantização, num plano há 4 ângulos em que a derivada logarítmica da distribuição angular difere apenas pelo sinal: $\theta, -\theta, \pi - \theta$ e $\theta - \pi$. Quatro detectores podem então ser usados simultaneamente numa medida (ver fig.3.2). Das seis combinações possíveis entre pares de detectores, duas (correspondentes a pares de detectores diametralmente opostos) apresentam efeito combinado nulo e oferecem um parâmetro de controle para possíveis desvios sistemáticos no desenvolvimento da medida.

3.4 Fontes de Interação

Campos magnéticos macroscópicos, produzidos por eletroímãs convencionais, são impraticáveis acima de cerca de 20 - 30 kG, limite que pode ser estendido até cerca de 100kG com a utilização de bobinas supercondutoras. Entretanto, campos microscópicos, de intensidade muito maiores que essas, podem ser produzidos, na região do núcleo, por processos atômicos, cujo mecanismo básico consiste na polarização do spin (e portanto do momento magnético associado ao spin) de elétrons atômicos. Três fontes têm interesse nas medidas de momento magnético nuclear:

- impurezas em materiais ferromagnéticos.
- campo interatômico em átomos livres excitados.
- campo magnético transiente.

Das três fontes mencionadas, a primeira produz campos estáticos e as duas últimas, campos dependente do tempo e de duração muito curta (\sim ps). A seguir será feita uma descrição sucinta dos dois primeiros casos e uma mais detalhada

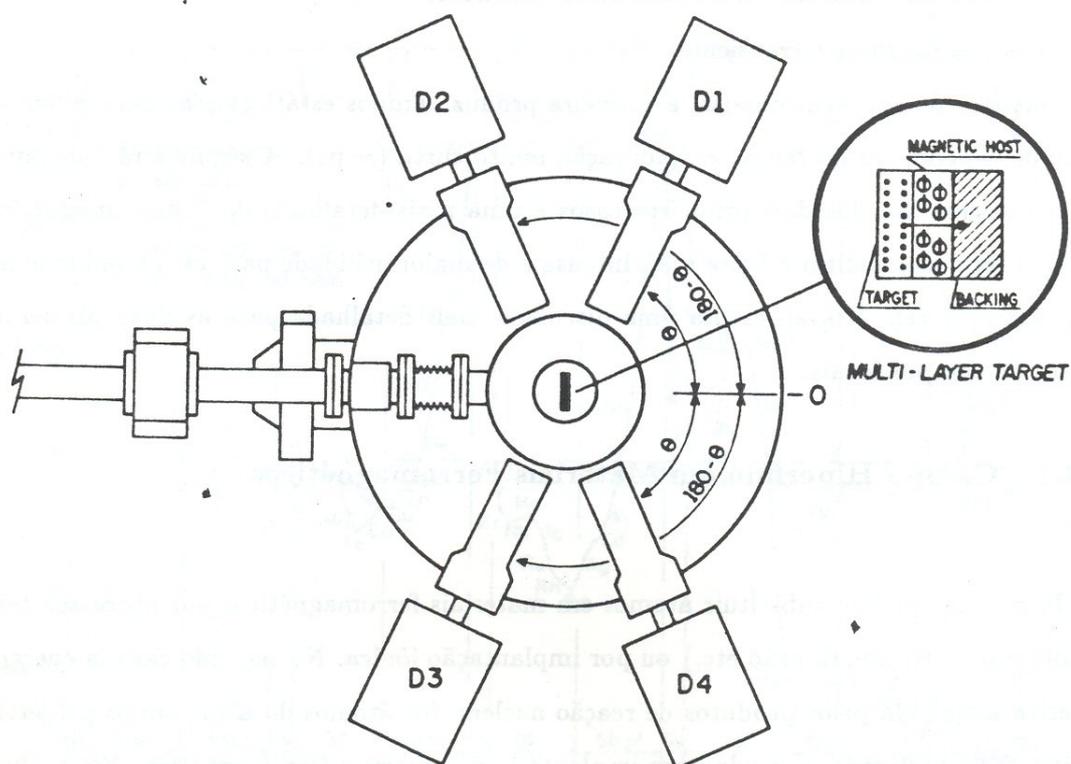


Figura 3.2: Arranjo experimental típico utilizado nas medidas de momento magnético pela técnica IPAC. No detalhe, vê-se o alvo de múltiplas camadas, usado nas medidas que empregam o campo transiente (Reproduzido da ref. [15])

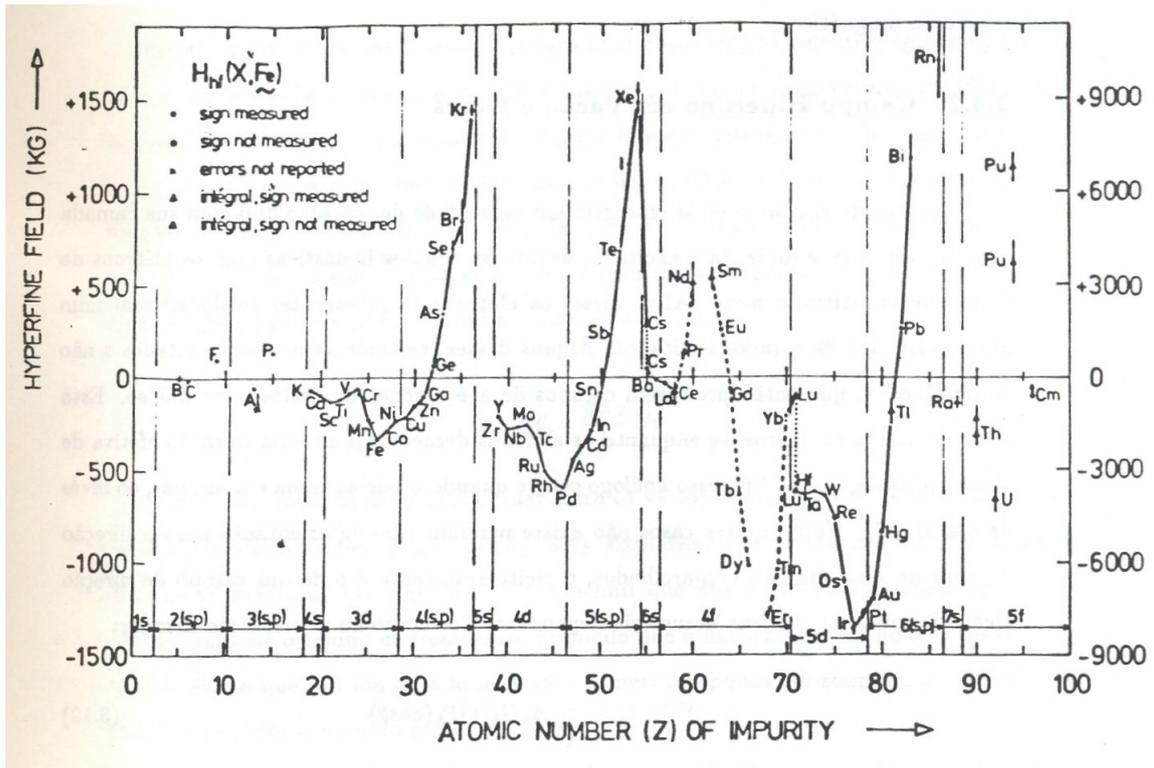


Figura 3.3: Campo magnético interno de impurezas implantadas em Fe (Reproduzido da ref. [16])

do campo magnético transiente, que constitui a fonte mais intensa e de maior utilidade para esta finalidade no momento. A ref. [10] apresenta uma discussão mais detalhada para as duas primeiras fontes de campos locais.

3.4.1 Campo Hiperfino em Materiais Ferromagnéticos

Impurezas podem substituir átomos em materiais ferromagnéticos por processos termodinâmicos (fusão, difusão etc.) ou por implantação iônica. No segundo caso, a energia cinética adquirida pelos produtos de reação nuclear dos átomos do alvo com os projéteis de um feixe acelerado, é usada para implantá-lo no material ferromagnético. Em ambos os casos, um pequeno campo externo ($\sim 500\text{G}$) pode ser usado para alinhar os domínios ferromagnéticos e obter-se a magnetização de saturação.

Devido à interação de troca com os elétrons polarizados do material ferromagnético (3d na região do Fe e 4f nas terras raras), parte da polarização pode ser transferida a elétrons s dos átomos de impureza. Elétrons de camada s ($l=0$) têm um papel preponderante na produção de campos locais intensos na posição do núcleo, uma vez que suas funções de onda são grandes em $r=0$.

A grande dificuldade com a utilização deste campo nas medidas do momento

magnético, reside no fato de que a intensidade e sentido (com relação à direção do campo externo polarizador) do campo dependem criticamente da combinação impureza-hospedeiro, como pode ser visto na figura 3.3. No caso de impurezas introduzidas por implantação, danos na estrutura cristalina do hospedeiro, produzidos pelo feixe podem também alterar o campo efetivo. Além disso, para medidas de estados com vida média muito curta, há ainda o efeito inicial do campo transiente, como veremos numa seção posterior. Devido a essa série de dificuldades, o campo hiperfino estático é raramente utilizado atualmente em medidas de momento magnético.

3.4.2 Campo Hiperfino em Vácuo e Gases

Produtos de reação nuclear emergem em velocidade de um alvo fino com sua camada atômica altamente ionizada e excitada, devido às colisões inelásticas com os elétrons do meio que constitui o alvo. Além disso, os elétrons remanescentes se distribuem num amplo espectro de estados excitados. Alguns desses, certamente ocuparão estados não emparelhados, que então produzem campos de até dezenas de MGauss no núcleo. Esta situação muda rapidamente enquanto os elétrons decaem, tendo uma duração efetiva de alguns pico-segundos. Processo análogo ocorre quando o núcleo recua em um gás, ao invés de vácuo [17]. Como nestes casos não existe nenhum tipo de orientação para a direção do spin dos elétrons não emparelhados, o efeito resultante é o de um campo de direção aleatória, produzindo uma atenuação dependente do tempo na distribuição angular:

$$W(\theta, t) = \sum_k A_k G_k(t) P_k(\cos\theta) \quad (3.19)$$

onde os termos $G_k(t)$ descrevem a atenuação produzida pelo campo interatômico. Vários modelos [18] têm sido empregado na descrição dos processos de atenuação resultantes em $G_k(t)$.

Há cerca de uma década, descobriu-se que íons emergindo de uma folha esticada, numa direção inclinada em relação à normal à folha têm o momento angular total polarizado na direção $\hat{v}x\hat{n}$. A utilização de uma série de folhas finas inclinadas e separadas por uma pequena distância após o alvo de onde emergem os produtos de reação, permite manter a polarização por um tempo relativamente grande. O efeito resultante é agora equivalente à atuação de um campo externo efetivo na direção imposta pela polarização, produzindo portanto uma rotação da distribuição angular. Esta alternativa tem tido crescente utilização nos últimos anos [19].

3.4.3 Campo Magnético Transiente

As primeiras evidências da existência de um intenso campo magnético agindo no núcleo de um íon durante a travessia de um meio ferromagnético apareceram

em 1966, num trabalho de Borchers e colaboradores [20], que buscava determinar o fator giromagnético de estados 2^+ em isótopos de Te. A técnica utilizada (IPAC) consistia an implantação de núcleos excitados em uma folha de Fe polarizada por um pequeno campo externo. Como nos casos estudados a aproximação de vida media curta se aplica, a rotação observada na distribuição angular é proporcional à vida média do nível:

$$\Delta\theta = \frac{g\mu_N}{\hbar} B\tau$$

Entretanto, graficando-se $\Delta\theta$ versus τ para os vários isótopos, observa-se uma rotação residual para tempos bem pequenos (fig. 3.4). Explorando sistematicamente esta anomalia em outras medidas [21], aquêlo grupo concluiu que havia um campo extra agindo no núcleo, durante o tempo de freamento. Supondo que a duração do campo é ~ 1 ps (tempo característico que um íon pesado leva para atingir o repouso em sólidos), as observações implicavam num campo da ordem de 10^7 G.

A primeira interpretação teórica para o fenômeno foi proposta em 1971 por Lindhard e Winther [23]. Este modelo supõe que o campo é criado pelo aumento de densidade de elétrons do meio ferromagnético na posição do íon em movimento. Este aumento é consequência do espalhamento coulombiano (atrativo) dos elétrons do meio pelo íon. Como existe uma polarização dos eletrons do meio, esta polarização deve permanecer com o espalhamento, de modo que a magnetização local aumenta proporcionalmente ao aumento da densidade eletrônica. O modelo prevê aumento de densidade na região no núcleo por um fator da ordem de 1000, o que seria suficiente para justificar os campos de cerca de 10 MG observados. Os resultados de LW mostram que a intensidade do campo é proporcional ao número atômico do íon em recuo, à magnetização do meio ferromagnético e inversamente proporcional à velocidade do núcleo:

$$B = \frac{8\pi}{3} N_p \mu_B \quad (3.20)$$

onde

$$N_p = \chi \sigma N_0$$

e

$$\chi = \begin{cases} 2\pi Z \frac{v_0}{v} & \text{for } v > v_p \\ 2\pi Z \frac{v_0}{v_p} & \text{for } v \leq v_p \end{cases}$$

sendo μ_B o magneton de Bohr, σN_0 a densidade de elétrons polarizados do meio, χ o fator de aumento da densidade eletrônica, v_0 a velocidade de Bohr e v_p uma velocidade crítica ($\sim v_0$) abaixo da qual cessa o aumento da densidade.

Os estudos iniciais mostraram que o modelo de LW reproduzia bem a dependência com o meio ferromagnético e com o íon (Z). A dependência com a velocidade é mais difícil de ser verificada, uma vez que normalmente se faz medidas integrais, sensíveis ao campo médio observado durante o freamento. Discrepâncias observadas

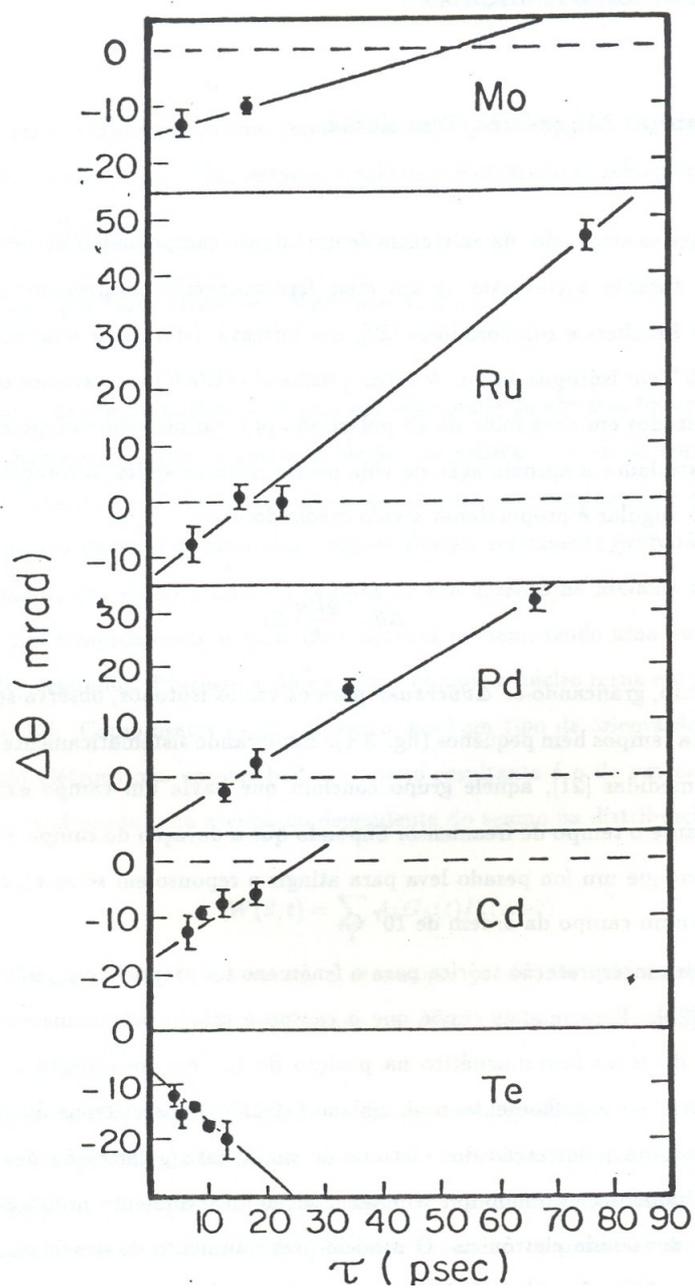


Figura 3.4: Precessões de estados 2^+ em isótopos pares de Cd, Te, Ru e Mo em função da vida média dos estados, em medidas em linha (Reproduzido da ref. [22])

na intensidade do campo médio levaram ao que se convencionou chamar teoria ajustada del LW (ALW), na qual se introduzia uma constante multiplicativa na teoria de LW.

Uma consequência dos resultados de LW foi a concentração das medidas iniciais em baixas velocidades de recuo, onde o campo previsto é máximo. Somente por volta de 1975 [24] percebeu-se que campos ainda maiores eram produzidos em grandes velocidades de recuo. Um outro mecanismo de produção do CMT, o chamado PEC (Polarized Electron Capture) [25] foi sugerido para explicar este novo comportamento do CMT.

De acordo com este modelo, durante o trânsito do íon na matéria, ele troca elétrons com o meio e mantém uma carga média dependente da velocidade em equilíbrio dinâmico durante o freamento. Como o suprimento de elétrons com spin numa direção é maior que o na direção oposta num meio ferromagnético polarizado, vacâncias de camada ns devem apresentar-se com a mesma polarização do meio. Essas vacâncias polarizadas em camadas ns seriam então responsáveis pelo campo transiente. Em velocidades maiores, camadas mais internas participam do processo, fazendo com que o campo cresça com a velocidade. Não se compreende bem, até o momento, os mecanismos responsáveis pela transferência da polarização do meio aos elétrons do íon em recuo e nenhuma teoria quantitativa apareceu [7]. Várias parametrizações empíricas para o campo transiente têm aparecido na literatura, e são utilizadas nas medidas de momentos magnéticos. Entre essas, destacam-se a formulada pelo grupo de Rutgers [26]:

$$B(v, Z) = 96.7 \left(\frac{v}{v_0}\right)^{0.45} Z^{1.1} \mu_B M(T) \quad (3.21)$$

sendo M a magnetizaçõ do meio e a proposta pelo grupo de Chalk-River [27]:

$$B(v, Z) = \alpha \frac{v}{v_0} Z e^{-\beta \frac{v}{v_0}} (T) \quad (3.22)$$

onde $\alpha = 19.0$ (27.0) e $\beta = 0.12$ (0.12) para o Fe (Gd).

3.5 Produção de Estados Excitados

No passado, grande parte das medidas do momento magnético nuclear, tanto com campos hiperfinos estáticos quanto com campos externos. eram feitas "fora de linha", com preparação das amostras de materiais radioativos de vida média relativamente longa (dias). O estado em estudo neste caso é então populado pelo decaimento radiativo do núcleo pai. Núcleos produzidos desta maneira não possuem uma orientação privilegiada, tendo portanto distribuição angular completamente isotrópica. Núcleos com uma dada orientação na amostra podem ser selecionados observando-se a correlação angular de dois raios gama em cascata. Neste caso, a distribuição angular do raio gama de interesse, com relação à emissão do outro, que o popula, em um ângulo fixo, é anisotrópica. Este método apresenta uma série de

limitações, impostas pelas cadeias de decaimento e suas vidas médias, existência de cascatas etc. Além disso, há o problema da eficiência do sistema, uma vez que somente uma pequena fração dos núcleos de impureza emitem o raio gama que popula o de interesse na direção do detetor fixo que define o eixo de quantização.

Nas medidas em linha, o próprio mecanismo de reação pode produzir o estado excitado de interesse, bem como o alinhamento do spin nuclear, necessário para a produção da anisotropia nas distribuições angulares. Basicamente dois tipos de reação têm sido empregadas neste caso: excitação Coulombina e o processo de fusão-evaporação.

3.5.1 Reações de Fusão-Evaporação

Na fusão de dois núcleos, cujos momentos angulares intrínsecos (estado fundamental) são nulos, o sistema composto terá seu momento angular total completamente alinhado num plano perpendicular à direção do feixe. No processo de evaporação, as partículas leves (p,n) emitidas carregam pouco momento angular (tipicamente $\sim 1\hbar$ por partícula). Como o momento angular total produzido neste tipo de reação é normalmente elevado, um alto grau de alinhamento é preservado nos resíduos de evaporação. Nos casos em que partículas mais pesadas (α) são evaporadas, o alinhamento final é menor, mas ainda assim significativo. Parte do alinhamento inicial é ainda perdido na série de decaimentos gama até a população dos estados de interesse (ver cap. 4).

Uma outra característica importante deste mecanismo de reação consiste no fato das velocidades de recuo dos resíduos estarem distribuídas num cone de pequena abertura, com valor médio na direção do feixe incidente. Novamente, o pequeno momento (linear) carregado pelos prótons e neutrons evaporados é uma pequena perturbação no momento inicial do sistema composto, completamente localizado na direção do momento do projétil do feixe.

A grande dificuldade com a utilização deste processo para a produção de estados excitados nas medidas de momento magnético, está no fato de que o núcleo final é produzido num amplo espectro de estados iniciais, de alta excitação, que decaem por inúmeros caminhos até os estados mais baixos, que são bem conhecidos e poderiam ser objeto de investigação. Principalmente nas medidas envolvendo o campo transiente, que tem uma duração muito curta, torna-se muito difícil conhecer a evolução temporal das populações dos estados de interesse. Em geral esses estados serão populados pelo decaimento dos estados superiores somente depois do núcleo atingir o repouso no meio ferromagnético, quando não existe mais o campo transiente. Além disso, estas reações produzem normalmente espectros de raios gama altamente complexos, dificultando ainda mais o processo de análise. Recentemente, técnicas especiais de análise e preparação têm sido empregadas para contornar este problema. Alguns desses aspectos serão discutidos em mais detalhe no capítulo seguinte.

3.5.2 Excitação Coulombiana

Excitação Coulombiana múltipla, induzida por íons pesados, constitui o processo mais utilizado na produção de estados excitados para a medida do fator giromagnético. Sendo uma interação bastante conhecida, as distribuições de população e os parâmetros de alinhamento podem ser calculados exatamente [29].

Estados coletivos de baixa energia de excitação ($\sim 1 - 2$ MeV) e momentos angulares $\leq \sim 20$ são populados seletivamente com este mecanismo, resultando em espectros de raios gama relativamente simples. Embora este mecanismo não produza intrinsecamente um grau apreciável de alinhamento do momento angular nem defina um direção privilegiada para o recuo do núcleo excitado, a seleção de eventos em que o projétil foi retroespalhado em ângulos próximos a 180° permite facilmente a obtenção dessas condições. A energia de recuo dos núcleos excitados nestas condições, quando projéteis pesados (Cl, Ni, Xe) são utilizados é relativamente grande, produzindo portanto, no caso de medidas empregando o campo transiente, interações bastante intensas.

A principal limitação imposta pela utilização deste mecanismo consiste no fato de que somente núcleos estáveis podem ser estudados. Por outro lado, procedimentos de análise para medidas utilizando excitação Coulombiana são bem estabelecidos (ver cap. 4) e os resultados são em geral bastante confiáveis.

Capítulo 4

Análise de Dados de Medidas Empregando o CMT

Neste capítulo, discutiremos em detalhes, procedimentos experimentais e de análise de dados. Embora a discussão se limite ao caso em que o campo transiente é utilizado, o procedimento é basicamente o mesmo para quaisquer medidas usando a técnica integral (IPAC) em que a aproximação $\Delta\theta$ pequeno pode ser empregada. Os procedimentos aqui discutidos foram implementados num programa de análise (MagMo), recentemente desenvolvido [15].

Experimentos típicos usando o CMT usam a chamada técnica do alvo triplo, como visto na figura 3.2. A primeira camada corresponde ao alvo propriamente dito, onde os núcleos em estudo serão produzidos num estado excitado. A segunda camada é constituída do material ferromagnético (em geral Fe ou Gd) e finalmente uma terceira camada é empregada, constituída de um elemento como o Cu ou Ag que não produzem nenhum tipo de interação hiperfina. Esta terceira camada tem um dupla finalidade: Primeiro, a espessura da camada ferromagnética é calculada de modo que os íons a atravessem completamente antes de atingir o repouso, o que ocorrerá somente depois de penetrarem na camada interte. Com isso as interações estáticas que ocorreriam no material ferromagnético são evitadas, bem como o íon em recuo não atinge velocidades muito baixas, onde a contribuição do processo LW é dominante (o comportamento do campo em velocidades mais altas é bem mais conhecido através das parametrizações empíricas citadas no capítulo anterior). A segunda função da terceira camada, cujo elemento é também tipicamente um bom condutor de calor, é a de facilitar a troca de calor da camada ferromagnética, que pode ser aquecida localmente pelo feixe. Esta função é particularmente importante nos casos em que a folha ferromagnética é constituída de gadolínio. A temperatura de Curri do Gd é bastante baixa (cerca de 300 K) e a folha deve ser mantida em baixa temperatura (normalmente N líquido) para se obter boa magnetização. Eventualmente, películas de In são evaporadas nas superfícies do material ferromagnético para facilitar a adesão deste ao alvo e à camada interte, nos casos em que estes são produzidos por laminação. A confecção desses alvos tríplos é em geral

bastante crítica, especialmente a da camada ferromagnética. Procedimentos de recozimento devem ser empregados para se eliminar tensões internas produzidas na folha, durante a laminação [30].

Tipicamente, quatro detetores de raios gama são utilizados e posicionados em ângulos simétricos, onde o módulo da inclinação da distribuição angular é máximo. Durante a medida, campo externo para polarização tem sua direção invertida a cada $\sim 2 - 3$ minutos para se evitar erros sistemáticos. Detetores de Ge são empregados na grande maioria dos casos. Sendo medidas integrais, o problema da pior resolução em tempo destes detetores não é crítico. Algumas poucas medidas requerem o uso de NaI, devido agora à sua eficiência, bem maior que a dos de Ge.

4.1 Evolução Temporal das Populações

No caso simples, em que um único estado é populado diretamente pela reação, a rotação média do estado, cujo fator giromagnético é g , é dada por:

$$\Delta\phi = -\frac{g\mu_N}{\hbar} \int_0^\infty e^{\lambda t} B(t) dt$$

O campo transiente $B(t)$ é diferente de zero somente entre os instantes t_i , quando o núcleo penetra na camada ferromagnética e t_f , quando a deixa. Como o campo transiente é normalmente parametrizado em função da velocidade, deve-se usar a transformação:

$$\frac{dE}{dx} = m \frac{dv}{dt}$$

onde $\frac{dE}{dx}$ é a força freadora do material ferromagnético para o íon em recuo.

Nos casos práticos, vários estados de interesse podem ser populados por vários caminhos diferentes. Nestes casos, a evolução temporal da população de um estado ($P(t)$) não é dada por uma exponencial simples mas pode ser calculada com as equações de Bateman [31]. Descrevendo-se os níveis os níveis excitados pelos índices $i = 1, 2, \dots, N$ caracterizados pela energia E_i e momento angular I_i , a taxa de transição entre dois níveis i, j é dada pela constante de decaimento λ_{ij} . A ordem da numeração dos níveis será tal que um nível i só pode decair para outro $j < i$. Se l é o nível populado em $t = 0$ pela reação nuclear, as populações de todos os níveis populados pelo decaimento de l serão dadas por:

$$P_i^l(t) = \sum_{j=i+1}^l a_{ij} P_j^l + b_i^l e^{-\Lambda_i t} \quad (4.1)$$

$$a_{ij} = \begin{cases} \frac{\lambda_{ji}}{(\Lambda_i - \Lambda_j)} & \text{para } j = i + 1 \\ \frac{\lambda_{ji} - \sum_{k=i+1}^{j-1} \lambda_{jk} a_{jk}}{(\Lambda_i - \Lambda_j)} & \text{para } j > i + 1 \end{cases}$$

e

$$b_i^l = \begin{cases} P_l^l(0) & \text{para } i = l \\ -a_{il}P_l^l(0) & \text{para } i < l \end{cases}$$

Λ_i é a taxa total de decaimento do nível i :

$$\Lambda_i = \sum_{j < i} \lambda_{ij}$$

A intensidade total de raios gama para a transição $i \rightarrow j$ é dada por:

$$Y_{ij}^l = \lambda_{ij} \int_0^\infty P_i^l(t) dt \quad (4.2)$$

4.2 Cálculo da Quantidade medida $\langle \epsilon \rangle$

A rotação parcial do núcleo, durante a vida média do estado excitado i , quando l foi populado diretamente em $t = 0$ é dada por $\Delta\phi_i^l = g_i w_i^l$, onde

$$w_i^l = \frac{\mu_N}{\hbar} \int_0^\infty P_i^l(t) B(t) dt \quad (1) \quad (4.3)$$

Para se obter a precessão total do núcleo, até o decaimento do nível i , as rotações parciais devem ser somadas para cada caminho de decaimento e tomada a média dos vários caminhos:

$$\phi_i^l = \Delta\phi_i^l + \sum_{i_1=i+1}^l \sum_{i_2=i}^{i_1-1} \Delta\phi_{i_1}^l Y_{i_1 i_2}^l \quad (4.4)$$

onde as somatórias são feitas somente para as transições que foram populadas pela cascata originada no nível l e têm conexão com o nível i . A assimetria ϵ na distribuição angular dos raios gama correspondentes à transição $i \rightarrow j$ é então:

$$\epsilon_{i_1 i_2}^l = \phi_i^l \frac{1}{W_{i_1 i_2}^l(\theta_\gamma, \varphi_\gamma)} \frac{dW_{i_1 i_2}^l(\theta_\gamma, \varphi_\gamma)}{d\phi} \Big|_{\theta_\gamma, \varphi_\gamma} \quad (4.5)$$

onde W , a distribuição angular dos fons emitidos pela transição $i \rightarrow j$, observados em $(\theta_\gamma, \varphi_\gamma)$ é dada por:

$$W_{i_1 i_2}^l(\theta_\gamma, \varphi_\gamma) = \sum_{\substack{k=0,2,4 \\ \kappa=-k,k}} Q_k(i, j) U_{k, \kappa}^l(i, \delta) F_k(i, j, \delta) Y_{k \kappa}(\theta_\gamma, \varphi_\gamma) \quad (4.6)$$

Os termos Q_k são os fatores de atenuação geométrica devido ao tamanho finito dos detetores [28] e U_k dá o alinhamento do nível i após o decaimento dos níveis superiores:

$$U_{k \kappa}^l(i, \delta) = \rho_{k \kappa}^l \prod_{\substack{j_1=i+1, l \\ j_2=i, j_1}} \frac{1}{1 + \delta^2} [u_k(j_1, 2, j_2) + \delta^2 u_k(j_1, 1, j_2)],$$

CAPÍTULO 4. ANÁLISE DE DADOS DE MEDIDAS EMPREGANDO O CMT24

$\rho_{k\kappa}^l$ sendo o alinhamento inicial do nível diretamente populado.

No caso de simetria cilíndrica, somente os termos $\kappa = 0$ contribuem para a somatória e $Y_{k0} \rightarrow P_k(\cos\theta)$. Detetores de forma retangular têm sido usado com alguma vantagem [32] e neste caso a forma acima deve ser utilizada.

A quantidade medida experimentalmente, $\langle \epsilon_{i_1 i_2} \rangle$ corresponde á media de $\epsilon_{i_1 i_2}^l$ para todos os estados l populados inicialmente:

$$\langle \epsilon_{i_1 i_2} \rangle = \sum_{l=i_1}^{NL} \epsilon_{i_1 i_2}^l Y_{i_1 i_2}^l \quad (4.7)$$

A sensibilidade de uma transição para a determinação do fator gormagnético do nível que decai, depende basicamente da fração da população direta em relação à população total, devido à curta duração do campo transiente. Para se medir o fator-g de vários estados numa cascata são então necessárias várias medidas em que são variados a energia ou o elemento do feixe (e em geral também a espessura do material ferromagnético) de modo a se alterar os estados que são preferencialmente populados. A análise dos dados das várias medidas deve ser feita simultaneamente, de modo a se evitar problemas de normalização absoluta entre os vários conjuntos de dados. Para um conjunto de várias medidas $m = 1, 2, \dots, N$, os valores calculados de $\langle \epsilon \rangle$ são funções dos fatores g_i a determinar:

$$\langle \epsilon^m \rangle = \epsilon x_{ij}^m(g_i, g_{i+1}, \dots)$$

A quantidade:

$$\chi^2 = \sum_{m=1}^N \sum_{ij} \frac{(\epsilon x_{ij}^m - \epsilon_{c_{ij}}^m)^2}{\sigma_{\epsilon_{c_{ij}}^m}^m} \quad (4.8)$$

é portanto uma função dos fatores-g dos níveis envolvidos e processos usuais de minimização podem então ser utilizados para a obtenção do conjunto de valores $\{g_i\}$ que melhor representa a série de medidas de ϵx_{ij}^m .

4.3 Aplicações utilizando MagMo

Nas integrações envolvidas na avaliação de eq. 4.3, é implícito que os epsilons experimentais foram obtidos tomando-se a área total das linhas de decaimento. Em muitos casos, quando altas velocidades de recuo e vidas médias curtas são envolvidas, as linhas de raios gama podem ser altamente distorcidas pelo efeito Doppler. Nesta situação, a região gaussiana do pico, correspondendo aos núcleos que sofreram ação do campo transiente durante todo o tempo de transito pode ser selecionada na avaliação do valor experimental de ϵ . Nestes casos, a expressão para avaliação de $\Delta\phi$ (eq. 4.3) deve ser modificada para:

$$w_i^l = \frac{\mu_N}{\hbar} \left(\int_0^{t_m} P_i^l(t) B(t) dt + \int_{t_m}^{\infty} B(t) dt \right)$$

onde t_m é o tempo em que $P_i^l(t)$ atinge seu máximo. Este caso é tratado de uma forma aproximada no programa MagMo. Para transições populadas diretamente numa cascata é tomado $t_m = 0$. Para transições mais baixas, t_m é trocado por t_f . Esta aproximação é bastante boa se as vidas médias são maiores que ~ 1 ps.

No caso de medidas em que excitação Coulombiana é usada, o programa COULEX [29] é usado em MagMo para calcular os tensores estatísticos necessários para descrever as distribuições angulares e as populações iniciais. Numa dada energia, o valor médio de ρ_{kk}^l são calculados, integrando-se numericamente no ângulo sólido do detetor de partículas. Correções devido à distribuição de energias do feixe na espessura do alvo é feita seccionando-se o alvo em 5 fatias e tomando-se a média. A valor médio do instante em que o projétil atinge a camada ferromagnética, bem como sua energia também são calculados neste processo. A geometria especial do detetor citado na ref. [32] também pode ser selecionada no programa.

Quando reações de fusão-evaporação são usadas para popular estados de alto momento angular, a dependência temporal das populações dos níveis de interesse não podem ser previstas com boa confiabilidade. Se a vida média dos estados que alimentam o de interesse é pequena, comparada com tempo de trânsito do núcleo na folha ferromagnética, os níveis em estudo podem ser considerados como populados pelo decaimento de níveis que foram populados diretamente pela reação. O alinhamento de spin produzido em uma reação de fusão-evaporação, quando somente poucas partículas (p,n) são evaporadas, pode ser aproximadamente descrito por uma distribuição gaussiana dos parâmetros de população ($P(m)$), cuja largura pode ser estimada empiricamente, de modo a reproduzir as derivadas logarítmicas (S) das distribuições experimentais. Pequenas discrepâncias entre S medido e calculado podem ser levados em conta (em média), corrigindo-se o efeito calculado por:

$$\langle \epsilon_{i,j} \rangle = \frac{\langle \epsilon_{i,j} \rangle^{calc.} S_{exp}}{S_{calc.}}$$

Recentemente, um dispositivo similar ao "plunger" usado em medidas de vidas médias tem sido empregado em medidas do momento magnético, com utilização de

CAPÍTULO 4. ANÁLISE DE DADOS DE MEDIDAS EMPREGANDO O CMT26

reações de fusão-evaporação [33, 34]. Neste caso, uma distância (variável) entre o alvo e a camada ferromagnética faz com que durante o tempo de trânsito, os estados de energia mais elevadas possam decair, de modo que o núcleo se encontra nos estados de interesse, no instante em que penetra na camada ferromagnética. Pequenos intervalos de tempo para o decaimento dos estados inicialmente populados podem também ser conseguidos aumentando-se a espessura da camada interte entre o alvo e a folha ferromagnética. Com pequenas modificações, os algoritmos empregados em MagMo podem ser modificados para incluir esta possibilidade.

Capítulo 5

Exemplos Típicos de Medidas

Neste capítulo, algumas medidas típicas empregando o campo transiente, são apresentadas, com o intuito de se esclarecer algumas particularidades das medidas, como erros, duração, alvos, espectros típicos, arranjo experimental, etc. Essas medidas foram realizadas nos Laboratori Nazionali di Legnaro (Itália) em colaboração com o grupo GAMPE (Universidade de Pádua-INFN). O último exemplo corresponde a uma proposta de medida recentemente aprovada pelo comitê de programa do Laboratório Tandem de Legnaro.

5.1 Estados da Linha Yrast em $^{156,158}\text{Gd}$

O fator giromagnético de estados coletivos rotacionais em núcleos par-par é constante e igual à razão $\frac{Z}{A}$ de acordo com o modelo coletivo. Entretanto, os estados de momento angular moderadamente elevados ($\sim 8 - 12$) na banda do estado fundamental desses núcleos, começam já a ser influenciados pelas configurações em que duas quasi-partículas (neutrons, na região das terras raras) alinham seus momentos angulares com o eixo de rotação, produzindo entre outras coisas o fenômeno de back-bending. Estas configurações, que são dominantes acima de spin ~ 14 têm fator giromagnético atenuado, devido à contribuição dos neutrons, de sinal negativo. A amplitude da influência nos estados mais baixo depende da interação entre a configuração do estado fundamental com aquela da banda rotacional que se desenvolve à partir dos estados de 2 quasi-partículas e é prevista como uma função periódica do número de neutrons. Medidas prévias do fator-g em isótopos de Gd e Er [35, 36] mostraram uma atenuação bastante acentuada de um isótopo em relação ao outro, muito maior que a prevista pelos modelos.

Uma verificação cuidadosa desses resultados pode ser obtida, fazendo-se medidas simultâneas para pares de isótopos. Para isso [37], foram confeccionados alvos especiais, onde uma mistura de isótopos enriquecidos de $^{156,158}\text{Gd}$ foi empregada. Como Gd também foi empregado como elemento ferromagnético em algumas das medidas, devido aos efeitos maiores produzidos com este meio, esta camada também

foi confeccionada com material isotopicamente enriquecido, neste caso, ^{160}Gd para não haver interferência com as linhas de raios gama dos isótopos do alvo. Com este procedimento, as medidas para os dois isótopos são feitas exatamente nas mesmas condições e as medidas relativas têm menos problemas com eventuais erros sistemáticos. As medidas foram efetuadas com a utilização de feixe de Ni para excitar coulombianamente os estados rotacionais em questão. Medidas foram tomadas em três energias de bombardeio (130,180 e 217 MeV), de modo a variar os estados populados preferencialmente (spins 2-4 em 130 MeV, 4,6,8 em 180 e 6,8,10 em 217 MeV). O alvo, resfriado por nitrogênio líquido, era polarizado por um pequeno eletroímã, produzindo um campo de ~ 270 G. O feixe tinha intensidade média de ~ 2 nA-partícula e a direção do campo invertida a cada ~ 2 minutos. Quatro detectores de Ge foram utilizados, posicionados em ângulos próximos àqueles em que a inclinação da distribuição angular é máxima para as transições E2 envolvidas. Projéteis retroespalhados foram observados num detetor de avalanche com placas paralelas (PPAD) de forma retangular (4 x 8 cm) localizado a 3 cm do alvo. Na fig. 5.1 vê-se um típico espectro de raios gama. Um alvo típico, empregado na medida a 217 MeV era composto por uma camada de 1.2 mg/cm^2 colada à folha de 4.7 mg/cm^2 de ^{160}Gd por uma película de índio evaporada de $\sim 0.3 \text{ mg/cm}^2$. No lado oposto da folha ferromagnética, também foi colada pelo o mesmo processo, uma folha de prata de 25 mg/cm^2 . A folha ferromagnética, confeccionada pelo processo de laminação, sofreu um processo de recozimento (annealing) em vácuo a 700° , de modo a recuperar suas propriedades magnéticas. A recuperação total das propriedades magnéticas no gadolínio é em geral difícil e neste caso, a magnetização da folha, medida num magnetômetro de dupla bobina, apresentou-se bem menor que aquele esperado para uma boa folha ($\sim 6.2\mu_0/\text{átomo}$).

Os resultados obtidos mostram uma pequena atenuação do fator-g à medida que o spin aumenta, no caso do ^{156}Gd , em bom acordo com os modelos teóricos, conforme se vê na tabela 5.1. As grandes flutuações observadas na ref. [36] não foram confirmadas.

5.2 Fator-g do Estado $19/2^-$ em ^{39}K com a Técnica de Fusão-Evaporação

A utilização de reações de fusão-evaporação em medidas utilizando a técnica tradicional do campo transiente produz normalmente resultados válidos dentro das limitações impostas pelo modelo de alimentação e decaimento utilizados na análise. Entretanto, em alguns casos particulares, padrões relativamente simples de decaimento podem ser produzidos e para alguns estados a história da população ser conhecida com bastante confiabilidade. A produção de ^{39}K pela reação inversa ($^{32}\text{S} + ^{12}\text{C}$) é um desses casos [38]. Resultados previstos pelo código CASCADE [39] mostram que nestas condições, o momento angular máximo obtido, bem como a energia de excitação, são próximos àqueles do estado $19/2^-$ do ^{39}K . Nestas energias

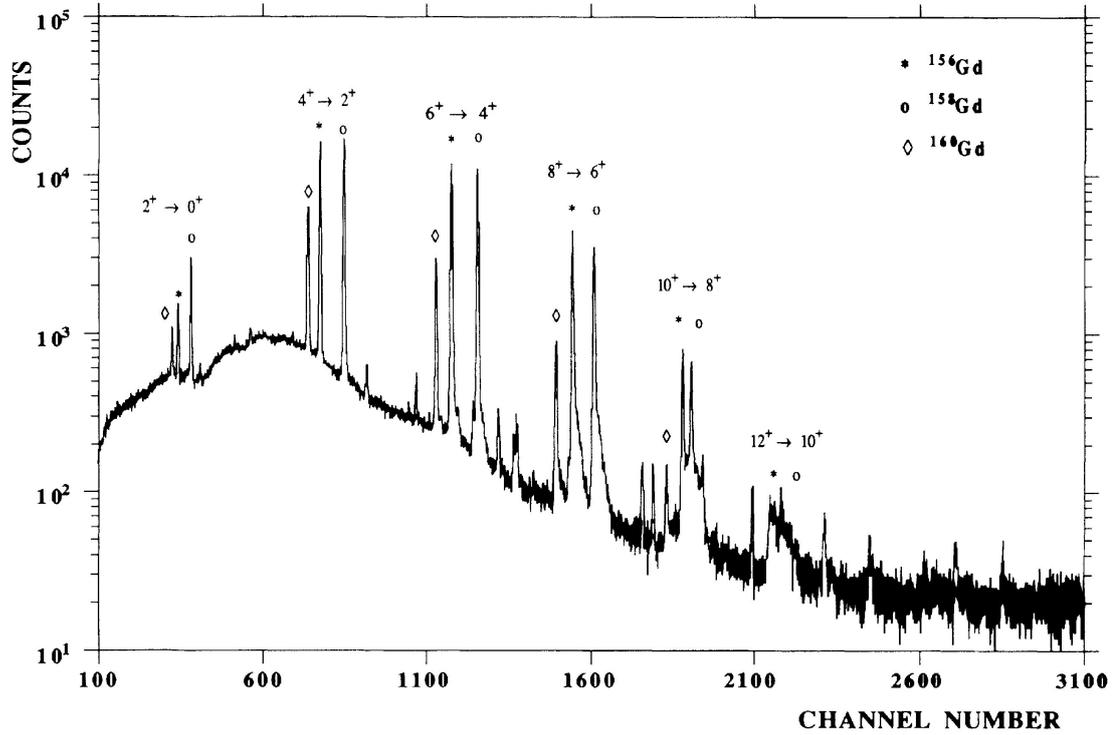


Figura 5.1: Espectro de raios gama em coincidência com partículas detetadas em ângulos trazeiros, tomados em $\theta_\gamma = 64^\circ$ com o alvo de $^{156,158}\text{Gd}$. A folha ferromagnética é constituída unicamente de ^{160}Gd . Note-se a distorção Doppler das linhas, já significativa para a transição $8^+ \rightarrow 6^+$ (Reproduzido da ref. [37])

Núcleo	I	E_x (MeV)	τ (ps)	g	CSM	CHFB
^{156}Gd	2^+	0.089	3200.	0.386	0.39	0.39
	4^+	0.288	160.	0.42(3)	0.39	0.38
	6^+	0.585	23.	0.40(4)	0.37	0.37
	8^+	0.965	6.2	0.34(4)	0.34	0.35
^{158}Gd	2^+	0.080	3650.	0.39(3)	0.38	
	4^+	0.261	230.	0.40(3)	0.38	0.38
	6^+	0.539	23.	0.41(4)	0.38	0.36
	8^+	0.904	7.4	0.42(5)	0.38	0.35

Tabela 5.1: Comparação entre os valores medidos para o momento magnético de estados da banda rotacional de $^{156,158}\text{Gd}$ e as previsões do modelo CSM (Cranked Shell Model) e CHFB (Cranked Hartree-Fock Bogoliubov). Os dados experimentais foram normalizados ao valor bem estabelecido do fator-g do estado 2^+ do ^{156}Gd . (Reproduzido da ref. [37])

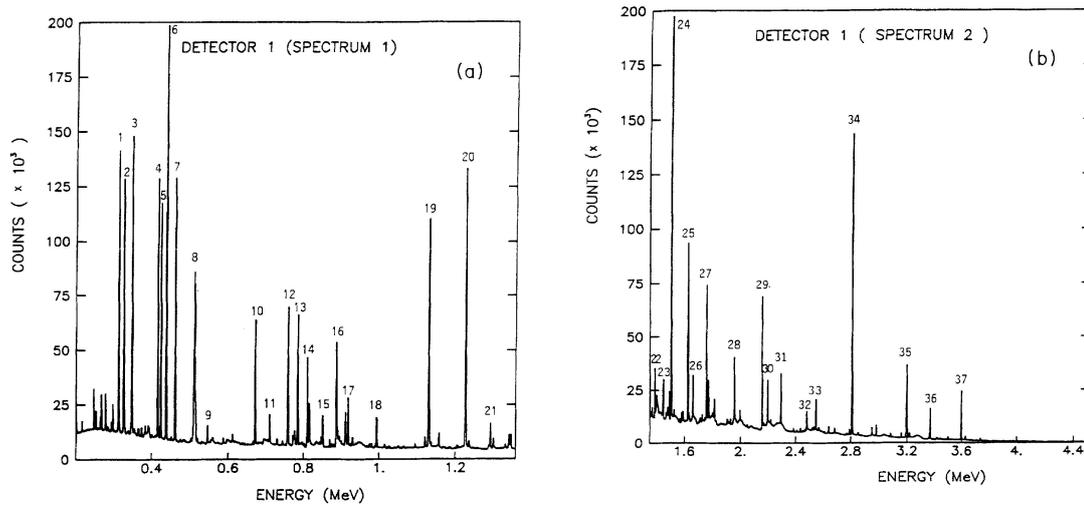


Figura 5.2: Espectro de raios gamas obtidos com detectores de Ge dotados de supressor Compton (reproduzido da ref. [38])

de excitação, a densidade de níveis é baixa e o estado de interesse seria populado pelo decaimento de uns poucos estados discretos. Numa medida utilizando uma reação similar [40], nenhuma linha, na faixa 200-4000 keV, populando o nível de $19/2^-$ foi observada.

A maior complexidade do espectro de raios gama, comparado com aqueles observados em medidas empregando excitação Coulombiana, além do fundo de espalhamento Compton muito mais acentuado, é um outro impecilho para essas medidas. No presente caso foram empregados quatro detectores de Ge dotados de blindagem anti-Compton constituídas de um anel de cintiladores de germanato de bismuto (BGO), minimizando este problema (fig. 5.2). No alvo utilizado (C-In-Gd-In-Ag), a espessura do carbono era de cerca de 0.5 mg/cm^2 enquanto que o Gd tinha 5 mg/cm^2 . As outras camadas têm espessura similar às do alvo descrito na seção anterior. A derivada logarítmica das distribuições angulares foram medidas por dois processos diferentes. Primeiro, várias vezes durante o experimento, ela foi medida diretamente, fazendo-se o conjunto de detectores girar de $\pm 3^\circ$ em relação aos ângulos de medida, sendo que o campo magnético externo é mantido numa direção fixa durante esta medida. Com isto, obtém-se um efeito (ϵ) cuja rotação é conhecida (6°) e devida à rotação mecânica dos detectores, uma vez que os efeitos produzidos pelo campo transiente são fixos. Um procedimento de análise similar àquele usado para obter a precessão, descrita no capítulo anterior é então usado, sendo que aqui a parcela desconhecida na expressão para ϵ é a derivada logarítmica e não o ângulo de precessão. No final das medidas, uma distribuição angular foi medida nos ângulos 100° , 115° , 137° e 145° , para confirmação das medidas pelo primeiro método.

Os resultados foram bastante consistentes. As inclinações (S) das distribuições angulares de transições quadrupolares ~ 0.6 estão de acordo com as previsões. O fator-g obtido para aquele nível, $0.35(3)$ é consistente com a interpretação do modelo

de camadas, que atribui àquele nível a configuração $^{36}\text{Ar}(0^+) \otimes f_{7/2}^3$. Entretanto, fica bastante claro que embora tenha sido demonstrado a validade do método, o esforço experimental implicado é muito grande para a quantidade de informação obtida (um único número).

5.3 Fator-g da banda superdeformada em ^{133}Nd

Investigações intensivas de bandas superdeformadas foram desenvolvidas nos últimos cinco anos, mas a medida de seus fatores giromagnéticos é ainda um desafio. Um pré requisito necessário é o conhecimento detalhado do esquema de níveis, incluindo as vidas médias. Deste ponto de vista, um bom candidato é o ^{133}Nd [41], que foi estudado em vários laboratórios. A colaboração italiana GASP [42] conseguiu, muito recentemente, encontrar os caminhos de decaimento desses estados em direção ao estado fundamental, e atribuir, pela primeira vez, spin e paridade sem ambiguidades. Na reação utilizada, $^{105}\text{Pd}(^{32}\text{S}, 2p2n)$ a 142 MeV, esta banda foi populada com uma intensidade de cerca de 14% (usualmente essas bandas recebem cerca de 1% da intensidade), sendo esta uma outra particularidade conveniente. A banda é observada desde spin $89/2^+$ e a intensidade fica aproximadamente constante entre $49/2^+$ e $25/2^+$ quando começa a ter um comportamento irregular.

A natureza desta banda não é ainda completamente compreendida. É geralmente assumido que a configuração dominante é devida ao componente $K = 1/2^+$ do orbital intruso $\nu i_{13/2}$. Entretanto, é estranho que para spins menores que $27/2^+$ a banda é fortemente perturbada. Isto pode sugerir que a spins baixos, a banda perde sua identidade devido ao desaparecimento da barreira de potencial. O fator-g previsto para esta configuração é ~ 0.4 , sendo dominado pela contribuição da rotação coletiva. A questão permanece aberta se K pode ser mais alto, devido a configurações mais complexas. Neste caso, o fator-g pode se desviar sensivelmente deste valor.

De acordo com medidas recentes [43], o momento de quadrupolo intrínseco desta banda é 6.7(7) eb. Devido às vidas médias muito curtas correspondentes, somente a técnica do campo transiente pode ser aplicada. O problema principal, quando reação de fusão-evaporação é empregada, é o de se eliminar o tempo de alimentação dos níveis superiores. Neste caso, não é possível preparar o núcleo num estado de vida média maior, com a utilização da técnica de plunger. Em alternativa, o núcleo poderia atravessar uma camada inerte, antes de penetrar na folha ferromagnética de Gd, de modo que os estados mais altos que populam a banda superdeformada possam decair. Para se fazer isto eficientemente, é necessário uma alta velocidade inicial de recuo. Para este propósito, duas reações, com características similares são consideradas como alternativas: $^{78}\text{Se}(^{58}\text{Ni}, 2pn)$ e $^{72}\text{Ge}(^{64}\text{Zn}, 2pn)$ a cerca de 210 MeV. Os rendimentos calculados com códigos como Cascade predizem que cerca de 30-40% dos dos resíduos de evaporação correspondem aos canais de interesse, o que é bem mais favorável que os 20% observados na reação prévia. Além disso, devido ao maior momento angular transferido nessas reações, a banda superdeformada deve

ser populada ainda com maior intensidade.

O alvo será constituído de cerca de 1 mg/cm^2 depositado sobre uma folha de cerca de 2 mg/cm^2 de samário e este sobre a folha ferromagnética de gadolínio com cerca de 2.5 mg/cm^2 . O tempo de "resfriamento" na camada inerte de Sm é de cerca de 300 fs e o tempo de transito no Gd é ~ 600 fs. Com a utilização da camada de Sm, espera-se, de acordo com simulações, que as medidas serão sensíveis aos fatores-g dos níveis $45/2^+$ a $37/2^+$.

As medidas devão der feitas em coincidências $\gamma - \gamma$. A precessão angular predita, supondo-se um fator-g = 0.4, é de 30 mrad. O efeito medido será da ordem de 1.2%. Dos 40 detetores de GASP, apenas 12, situados em ângulos próximos a $\pm 45^\circ$ e $\pm 135^\circ$ podem ser usados eficientemente. Entretanto, os outros detetores podem ser usados para seleção dos eventos provenientes do decaimento da banda superdeformada. A estatística necessária nos estados de interesse, em cada um dos 12 detetores é de cerca de 50000 contagens, para um erro da ordem de 20%. Nas condições experimentais, a transição $49/2^+ \rightarrow 45/2^+$ de 910 keV é emitida totalmente em vôo, enquanto que a $33/2^+ \rightarrow 29/2^+$ de 604 keV é emitida depois do núcleo atingir o repouso. Os membros mais baixo da banda (transições de 514 e 441 keV), tendo vida média de alguns picosegundos, podem ser usadas para medir a precessão acumulada, quando medidas em coincidência com membros da banda superdeformada acima de 910 keV. O tempo de medida necessário para se acumular a estatística necessária, considerando-se 40 detetores e baseando-se nos resultados das medidas prévias, quando 30 detetores foram utilizados, será de cerca de 4 dias.

Capítulo 6

Conclusões

Dentre as inúmeras técnicas de medida do fator giromagnético nuclear, algumas, cujo campo de aplicação se insere nos interesses do grupo de espectroscopia gama do Laboratório Pelletron, foram discutidas. A técnica baseada na utilização do Campo Magnético Transiente, seguramente a de maior interesse atualmente, foi implementada nos últimos anos neste Laboratório e as primeiras medidas começam a ser desenvolvidas.

Dado às características de nosso acelerador, o grupo de espectroscopia gama tem se dedicado a estudos sistemáticos de núcleos transicionais na região de massas $A \sim 130$, em especial ao dos núcleos duplamente ímpares. A característica transicional desses núcleos, com bruscas mudanças de forma com a adição ou subtração de poucos nucleons, favorece a ocorrência de estados isoméricos, cujas configurações não são bem estabelecidas. Isto torna as técnicas de medidas diferenciais, com utilização de campo externo, uma ferramenta de grande interesse para o grupo. Neste sentido, estamos desenvolvendo um eletroímã de ~ 15 kG, para medida dos momentos magnéticos desses isômeros.

Embora grandes progressos tenham sido feitos nos últimos anos, essas medidas são ainda extremamente delicadas e há uma série de limitações que restringem os casos passíveis de medida. Somente nos últimos anos é que se tem iniciado tentativas, ainda que esporádicas, de se utilizar sistemas mais complexos de detecção nas medidas do momento magnético. Os procedimentos de análise nesses casos ainda não são bem estabelecidos e mesmo o controle em tempo real da medida apresenta problemas bastante complexos.

Entretanto, as informações espectroscópicas obtidas com a determinação do momento magnético são de grande importância, no estudo da estrutura nuclear. A possibilidade de distinguir prótons de nêutrons nas configurações de 2 ou 4 quasipartículas (3 ou 5 no caso de núcleos ímpares) nas bandas yrast de núcleos deformados na região de terras raras, por exemplo, é fundamental para o entendimento da competição entre os modos coletivos e de partícula única, que ocorre nestas situações. Em particular, foi apresentada uma proposta de medida do fator-g de bandas superdeformada. Estados de alto momento angular, correspondendo à rotação cole-

tiva de núcleos com grande deformação quadrupolar ($\beta \sim 0.5$), foram recentemente descobertos. Pouco se conhece da estrutura desses estados e a medida do momento magnético desses estados pode trazer contribuições relevantes neste sentido.

Referências Bibliográficas

- [1] H. Morinaga and T. Yamazaki - *In-Beam Gamma-Ray Spectroscopy* - North-Holland Publ. Co., Amsterdam/NY/Oxford (1976)
- [2] B. Povh in *Quarks and Nuclei* pg. 1, ed. W. Weise - World Scientific (1984)
- [3] T. Schimidt - *Z. Phys.* **106**, 358 (1937)
- [4] M.A. Preston and R.K. Bhaduri - *Structure of the Nucleus*, Addison-Wesley, Reading (1975)
- [5] A. Bohr and B.R. Mottelson - *Structure of Nuclei* - W.A. Benjamin (1975)
- [6] S.G. Nilsson - *Mat. Pys. Medd.* **30**, 1 (1956)
- [7] N.H. Medina - Tese de Doutorado - Instituto de Física - USP (1992)
- [8] K. Hara and Y. Sun - *Nucl. Phys.* **A529**, 445 (1991)
- [9] M.A. Rizzutto, E.W. Cybulska, L.G.R. Emediato, N.H. Medina, R.V. Ribas, K. Hara, C.L. Lima - submetido ao *Nucl. Phys.*
- [10] A. Z. Hryniewicz - *Hyperfine Interaction Studies in Beam* - Notas de Aula - IFUSP (1983)
- [11] A.M. Bizzeti-Sona, P. Blasi, M. Donvito, A.A. Stefanini, D. Bazzacco, F. Brandolini, K. Lowenich, P. Pavan, C. Rossi-Alvarez, M. De Poli and A.M.I. Haque - *Z. Phys.* **A335**, 365 (1990).
- [12] N. Benkzer-Koller, M. Hass and J. Sak - *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **30**,53 (1980)
- [13] L. Grodzins - in *Hyperfine Structure and Nuclear Radiation* - North-Holland, Amsterdam, pg. 607 (1968)
- [14] R.V. Ribas in *Anais da X Reunião Anual de Trabalho de Física Nuclear no Brasil* - Sociedade Brasileira de Física, pg. 63 (1987)
- [15] R.V. Ribas - *Nucl. Instr. Meth.* (a aparecer) (1993)
- [16] G.N. Rao - *Hyp. Inter.* **7**, 141 (1979)

- [17] A. Lépine-Szily, O. Sala, W.A. Seale and E.F. da Silveira - Hyp. Int. **36**, 263 (1987)
- [18] I. Baumvol - Dissertação de Mestrado - Instituto de Física - USP (1974)
- [19] G. Goldring, M. Hass and D. Dafni - Hyp. Int. **33**, 19 (1987)
- [20] R.R. Borchers, J.D. Bronson, D.E. Murnick and N.J. Bradford - Phys. Rev. Lett. **17**, 1099 (1966)
- [21] R.R. Borchers, B. Herskind, J.D. Bronson L. Grodzias, R. Kalish and D.E. Murnick - Phys. Rev. Lett. **20**, 424 (1968)
- [22] J.F. Brenan - *PhD Thesis* - State University of New Jersey (1978)
- [23] J. Lindhard and A. Winther - N. Phys. **A166**, 413 (1971)
- [24] M. Forterre, J. Gerber, J.P. Vivien, M.B. Goldberg and K.H. Speidel - Phys. Lett. **55B**, 56 (1975)
- [25] J.L. Eberhardt, G. Van Middelkoop, R.G. Horstman and H.A. Doubt - Phys. Lett. **55B**, 329 (1975)
- [26] N.K.B. Shu, D. Melnik, J.M. Brennan, W. Semmek and N. Benkzer-Koller - Phys. Rev. **C21**, 1828 (1980)
- [27] H.R. Andrews, O. Hausser and D. Ward - Nucl. Phys. **A383**, 509 (1982)
- [28] K.S. Krane - Nucl. Inst. Meth. **98**, 205 (1972)
- [29] J. De Boer and A. Winther in *Coulomb Excitation* edited by K. Alder and A. Winther - Academic Press, NY (1966)
- [30] N.H. Medina, R.V. Ribas e J.C. de Abreu - Rev. Bras. de Aplicações de Vácuo, **10**, 65 (1991)
- [31] H. Bateman - Proc. Cambridge Phil. Soc. **15**, 423 (1910)
- [32] D. Bazzacco, F. Brandolini, K. Lowenich, P. Pavan, C. Rossi-Alvarez, R. Zannoni and M De Poli - Phys. Rev. **C33**, 1783 (1986)
- [33] E. Lubkiewicz, H. Emling, H. Grein, R. Kulesa, R.S. Simon, H.J. Wollersheim, Ch. Ender, J. Gerl, D. Habs and D. Schwalm - Z. Phys **A335**, 369 (1990)
- [34] P. Pavan, F. Brandolini, G. Galeazzi, G. Greggio and G. Salvato - Ann. Rep. - *Laboratori Nazionali di Legnaro* - 1990 (1991)
- [35] A. Alzner, E. Bodenstedt, B. Gemunden, J. van den Hoff and H. Heif - Z. Phys. **A322**, 467 (1985)

- [36] A. Alzner, E. Bodenstedt, B. Gemunden, J. van den Hoff, S. Piel, R. Sajok, H. Koch, Th. Schafer and R. Vianden - *Z. Phys.* **A331**, 277 (1988)
- [37] F. Brandolini, P. Pavan, D. Bazzacco, C. Rossi-Alvarez, R.V. Ribas, M. De Poli and A.M.I. Haque - *Phys. Rev.* **C45**, 1549 (1992)
- [38] A.A. Pakou, F. Brandolini, D. Bazzacco, P. Pavan, C. Rossi-Alvarez, E. Maglione, M. De Poli and R.V. Ribas - *Phys. Rev.* **C45**, 166 (1992)
- [39] F. Pullhofer - *Nucl. Phys.* **A127**, 267 (1977)
- [40] H.H. Eggenhuisen, L.P. Ekstrom, G.A.P. Engerlberting and H.J.M. Aarts - *Nucl. Phys.* **A305**, 245 (1978)
- [41] F. Brandolini et al. - Proposta de medida aprovada pelo Program Advisory Committee dos Laboratórios Nacionais de Legnaro, a ser realizada em maio de 1993.
- [42] C.R. Alvarez - Anais da XV Reunião Anual de Trabalho de Física Nuclear no Brasil (a ser publicado) (1992)
- [43] S.M. Mullins et al. - *Phys. Rev.* **C45**, 2683 (1992)