

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

INTERAÇÕES HIPERFINAS NO
¹⁵⁰Sm RECUANDO EM VÁCUO

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO
Israel Baumvol

ORIENTADOR

Prof. Dr. Oscar Sala

1974

-
A Gelsa

Agradeço ao Prof. O.Sala pela orientação e pelo constante apoio e aos Profs. T. Polga e W.M.Roney por terem colocado a minha disposição os dados obtidos na Universidade de Winsconsin.

Ao Prof. W. M. Roney desejo expressar meu sincero reconhecimento e gratidão pela ajuda prestada durante a realização deste trabalho.

Agradeço ao Prof. J. Rogers pela leitura e pela discussão proveitosa.

Esta dissertação foi realizada com o apoio financeiro da Fundação de Amparo a Pesquisa do Estado de São Paulo

R E S U M O

A interpretação de dados experimentais de correlações angulares de raios-gama provenientes do decaimento de núcleos pesados recuando em vácuo é ainda um assunto muito discutido.

Neste trabalho são analisados os dados da correlação angular perturbada do primeiro estado excitado ($I^\pi=2^+$, $E=330$ KeV) do ^{150}Sm recuando em vácuo a velocidades de 0.0215c e 0.0130c e exploradas diversas possibilidades de interpretação com base em modelos estocásticos para o mecanismo de interação hiperfina.

Os resultados obtidos mostram que os parâmetros atômicos (estado de carga e estado de excitação) desempenham um papel muito importante no processo, de modo que um modelo pode descrever o mecanismo de interação hiperfina para uma determinada configuração inicial do íon e não descrever para outra.

É proposto um estudo sistemático dos processos atômicos envolvidos, para que o método possa ser usado efetivamente na medida de momentos nucleares.

I - I N T R O D U Ç Ã O

A - Recuo em vácuo

O método de recuo em vácuo consiste em gerar ions que voam livremente no vácuo com velocidades da ordem de 1 a 10% da velocidade da luz, de modo que se possa variar os parâmetros cinemáticos do ion (distância, tempo e velocidade de vôo) acarretando, também, a variação de seus parâmetros atômicos (estado de carga e estado de excitação).

No processo de produção do ion, o núcleo atômico também é excitado. A situação resultante é um núcleo num estado excitado (I^m) dotado de um momento de múltiplo M , voando livremente, cercado por uma distribuição de carga eletrônica cuja configuração varia rapidamente devido aos decaimentos

dos estados eletrônicos. Esta distribuição de carga perturbada gera campos elétricos e magnéticos na origem, isto é, no núcleo. Os campos, em geral aleatoriamente variáveis, a coplam-se com os momentos nucleares (interações hiperfinas), mudando a orientação do spin nuclear durante o vôo.

Usando uma imagem semi-clássica a intensidade da interação pode ser descrita pela frequência de precessão ω , em torno da direção do campo.

Para interações de dipolo magnético ($\vec{\mu}_I \cdot \vec{B}$), por exemplo, ω é a frequência de Larmor

$$\omega_B = \frac{B\mu_I}{\hbar I}$$

Os estados excitados do núcleo decaem para o estado fundamental mediante a emissão de raios-gama cuja direção de emissão está associada com a orientação do spin do estado excitado.

Se os eixos dos spins dos núcleos que emitem radição durante o vôo estiverem orientados ao acaso, sem uma direção preferencial, a radiação gama emitida será isotrópica. Se, no entanto, existir um alinhamento dos eixos numa certa direção do espaço, a radiação emitida será anisotrópica. Neste caso a radiação obedece uma distribuição angular bem definida que permanece constante no caso de não haver mudanças no alinhamento dos eixos dos spins.

A probabilidade $W(\Omega)$ de emissão em função do ân

gulo formado entre a direção de emissão e um eixo de quantização fixo no espaço é chamada função de correlação angular. Em geral esta probabilidade depende também do tempo, de modo que a função mais geral é $W(\Omega, t)$.

Assim, a reorientação do spin nuclear \vec{I} no espaço devido ao campo hiperfino perturbador pode ser estudada através de medidas das mudanças sofridas pela correlação angular.

A excitação nuclear pode ser produzida por reações nucleares ou por excitação coulombiana.

Na experiência que vamos analisar a excitação nuclear foi produzida pelo processo de excitação coulombiana. Vamos dar, então, uma descrição deste processo e seus resultados mais importantes a fim de conectá-los com os resultados experimentais.

B - Excitação coulombiana

Excitação coulombiana (1,2) é o processo de excitação do núcleo através do campo eletromagnético de partículas carregadas incidentes que não penetram na região das forças nucleares.

Não havendo penetração as propriedades nucleares aparecem somente através de elementos de matriz de momentos multipolares, que são idênticos aos que descrevem as transições eletromagnéticas espontâneas entre os mesmos esta

dos nucleares.

O método de aproximação mais simples para o processo é o tratamento perturbativo no qual a interação entre o núcleo alvo e o projétil é considerada fraca. Se a excitação coulombiana é produzida por uma partícula pesada é possível, em geral, usar uma descrição clássica para a dinâmica do projétil.

Para decidir se uma descrição clássica é adequada ou não, é preciso comparar o comprimento de onda λ do projétil com uma dimensão característica da órbita clássica, por exemplo a distância de maior aproximação numa colisão frontal $2a$. Se $\lambda \ll 2a$, pode-se formar um pacote de ondas que move-se ao longo de uma órbita hiperbólica como uma partícula clássica. Se $\lambda \gg 2a$, é preciso tratar quanticamente o processo e neste caso a aproximação de Born tem sido usada.

Para as velocidades de projétil envolvidas na excitação coulombiana têm-se, em geral,

$$\eta = \frac{a}{\lambda} = \frac{\frac{Z_1 Z_2 e^2}{mv^2}}{\frac{h}{mv}} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{h v} \gg 1 \quad (1)$$

e, portanto, a colisão pode ser descrita considerando-se que

a partícula move-se ao longo de uma trajetória clássica.

Assim, a excitação nuclear é causada pelo campo eletromagnético dependente do tempo que atua no núcleo quando o projétil move-se ao longo de sua trajetória.

Na maioria dos casos o efeito do campo é pequeno, constituindo-se numa pequena perturbação na hamiltoniana que descreve o sistema projétil + núcleo alvo. Usando teoria de perturbação em primeira ordem, a amplitude de excitação é dada por:

$$b_{if} = \frac{1}{i\hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} \langle f | H_{int}(t) | i \rangle e^{i\omega t} dt \quad (2)$$

onde $H_{int}(t)$ é a interação eletromagnética dependente do tempo entre projétil e alvo e

$$\omega = \frac{E_f - E_i}{\hbar}$$

A secção de choque diferencial para excitação de um dado nível é dada, então, pelo produto da secção de choque de Rutherford pela probabilidade de excitação.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma}{d\Omega_{Ruth}} \cdot P \quad (3)$$

onde:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{\text{Ruth}}} = \frac{1}{4} a^2 \text{sen}^{-4} \frac{\nu}{2} \quad (4)$$

$$P = \frac{1}{2I_i + 1} \sum_{M_i M_f} |b_{if}|^2 \quad (5)$$

I_i é o spin do estado inicial

$M_i M_f$ são os subestados magnéticos dos estados inicial e final.

Na expressão 5 não foram levadas em conta as orientações dos estados inicial e final.

Na equação 2 os elementos de matriz de $H_{\text{int}}(t)$ são calculados entre estados inicial e final do núcleo que são estados de spin e paridade definidos. É conveniente, então, expandir a interação numa série multipolar (3).

Assim, as amplitudes de transição b_{if} do estado inicial i para os diversos estados finais f são proporcionais aos elementos de matriz dos operadores $M(E(M)\lambda, \mu)$, que são os operadores de transição elétrica (magnética) de 2^λ -polo. Os elementos de matriz são calculados entre os estados inicial e final.

$$b_{if} = \frac{4\pi Z_1 e^2}{i\hbar} \sum \frac{1}{2\lambda+1} \langle I_i M_i | M(E(M)\lambda, \mu) | I_f M_f \rangle S_{E(M)\lambda, \mu} \quad (6)$$

onde:

$$M(E\lambda, \mu) = \int r^\lambda Y_{\lambda\mu}(\theta, \psi) \rho_n(\vec{r}) d\tau \quad (7)$$

são os momentos de multipolo elétrico do núcleo e

$$M(M\lambda, \mu) = \frac{1}{c(\lambda+1)} \int \vec{j}_n \cdot \vec{L} r^\lambda Y_{\lambda\mu}(\theta, \psi) d\tau \quad (8)$$

são os momentos de multipolo magnético.

$S(E(M)\lambda, \mu)$ são as integrais orbitais:

$$S(E(M)\lambda, \mu) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i\omega t} Y_{\lambda\mu}(\theta_p(t), \phi_p(t)) r_p(t)^{-\lambda-1} dt \quad (9)$$

Isto permite calcular a secção de choque para ex citação de um estado que decairá emitindo uma radiação multi polar de ordem $E\lambda(M\lambda)$.

$$d\sigma_{E(M)\lambda} = \left(\frac{Z_1 e}{\hbar v} \right)^2 a^{-2\lambda+2} B(E(M)\lambda) df_{E(M)\lambda}(\theta, \xi) \quad (10)$$

onde

$$B(E(M)\lambda; I_i \rightarrow I_f) = (2I_i+1)^{-1} |\langle I_i || m(E(M)\lambda) || I_f \rangle|^2 \quad (11)$$

e

$$df_{E\lambda}(v, \xi) = \frac{4\pi^2}{(2\lambda+1)^3} \sum_{\mu} \left| Y_{\lambda\mu} \left(\frac{\pi}{2}, 0 \right) \right|^2 |I_{\lambda\mu}(v, \xi)|^2 \text{sen}^{-4} \left(\frac{v}{2} \right) d\Omega \quad (12)$$

ν é o ângulo de espalhamento no sistema de centro de massa e ξ uma quantidade sem dimensão, definida por :

$$\xi = \frac{Z_1 Z_2}{\hbar \nu} \frac{\Delta E}{2E} \quad (13)$$

O parâmetro ξ assim definido representa a razão entre a frequência nuclear $\Delta E/\hbar$ e o inverso do tempo de colisão num espalhamento a $\nu=180^\circ$. Assim, ξ é uma medida da adiabaticidade do processo. Se $\xi=0$, há um impacto súbito, enquanto que $\xi \gg 1$ significa que o processo torna-se adiabático.

As integrais $I_{\lambda\mu}(\nu, \xi)$ estão tabeladas na referência (2).

Na prática, a série resultante da expansão de $H_{int}(t)$ em multipolos converge rapidamente. Além disso, para energias de bombardeamento abaixo da barreira coulombiana, a interação magnética pode ser desprezada porque a velocidade do projétil é muito menor do que a velocidade da luz.

Essencialmente, só os termos de multipolo elétrico mais baixos são relevantes em $H_{int}(t)$ e, portanto, os estados nucleares mais facilmente acessíveis por excitação coulombiana são aqueles associados com transições radiativas de multipolo elétrico.

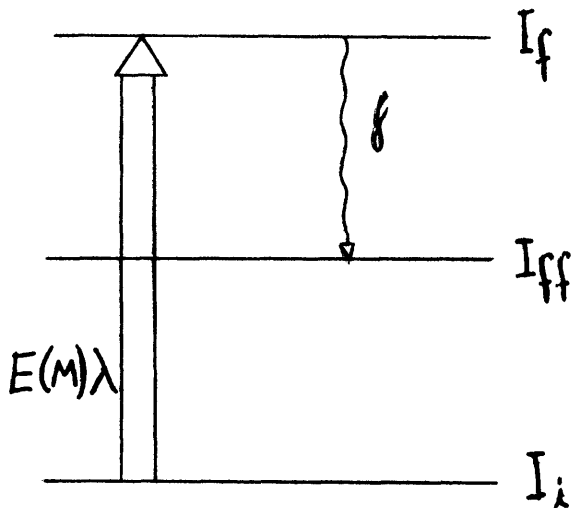
C - Distribuição angular da radiação gama de de-excitação

Os estados nucleares populados por excitação cou

lombiana decaem por emissão de radiação gama (ou conversão de elétrons). A distribuição angular desta radiação pode ser obtida das amplitudes de excitação b_{if} .

Designando o estado nuclear para o qual a de-excitação toma lugar por ff, a distribuição angular da radiação gama emitida é dada por (4):

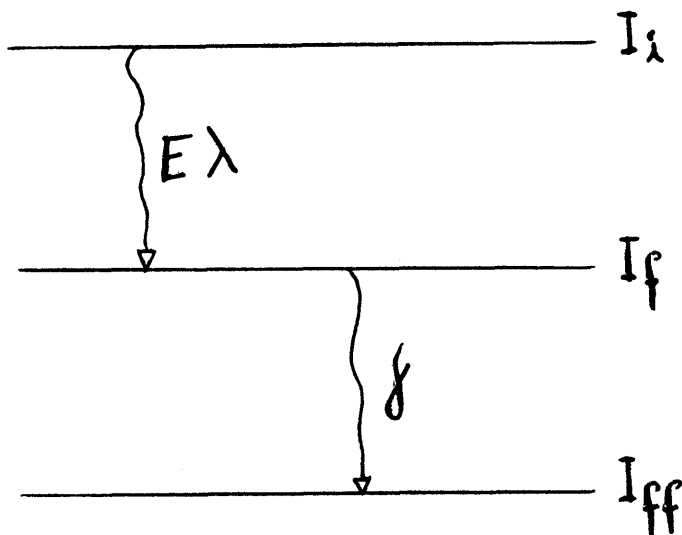
$$W_{\nu, \psi}(\Omega_g) = \sum_{M_i, M_{\sigma ff}} \left| \sum_{M_f} b_{if} \langle I_{ff} M_{ff} | H_g(\Omega_g) | I_f M_f \rangle \right|^2 \quad (14)$$



onde $H_g(\Omega_g)$ é a hamiltoniana de interação para emissão de um gama na direção Ω_g .

Na expressão 14 os núcleos alvos foram supostos não polarizados e a soma sôbre σ indica soma sobre os esta dos de polarizações do gama.

A distribuição 14 se refere a uma órbita definida do projétil caracterizada pelos ângulos polares ν e ψ do projétil espalhado. Esta distribuição pode ser convenientemente expressa em termos da função de correlação angular para uma cascata gama-gama hipotética na qual a primeira transição é uma radiação de 2^λ - polo pura (5):



$$W_{\Omega_g}(\Omega_g) = \sum_k A_k^{(\lambda)} P_k(\cos(\Omega_g', \Omega_g)) \quad (15)$$

onde Ω_g' é a direção do primeiro gama

Ω_g a direção do segundo

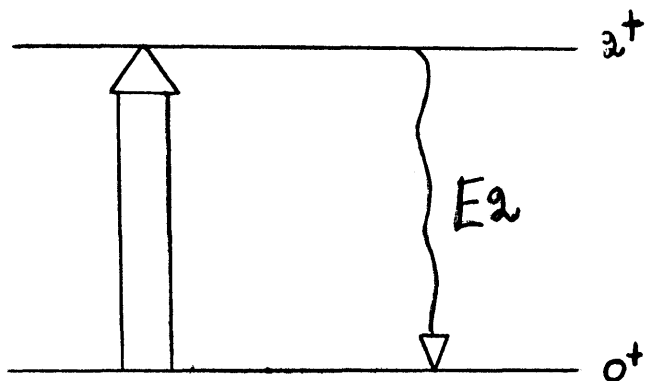
(Ω_g', Ω_g) o ângulo entre eles

Então a equação 14 pode ser escrita:

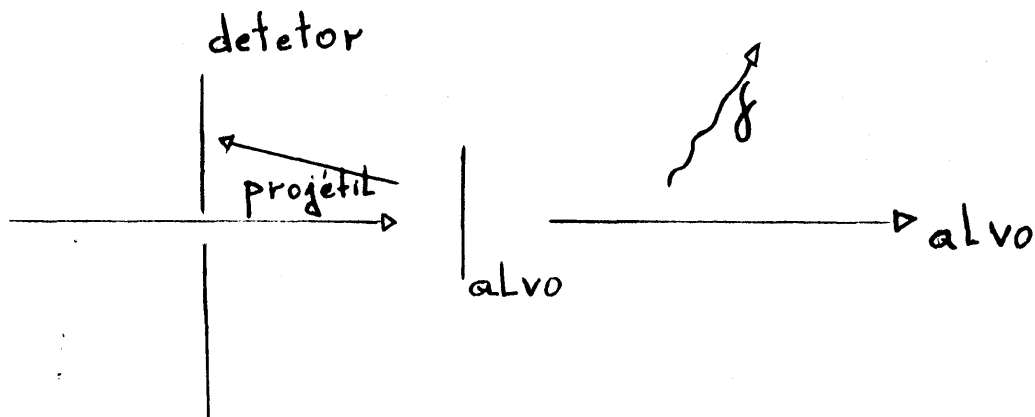
$$W(\Omega_g) = \sum_{kk} a_{kk}^\lambda (\nu, \xi) A_k^{(L)} P_k(\Omega_g) \quad (16)$$

onde os coeficientes a_{kk}^λ são independentes do estado nuclear envolvido e do processo de de-excitação.

Nosso interesse especial é na excitação coulombiana do primeiro estado excitado $I_f^\pi = 2^+$ de um núcleo par-par com spin do estado inicial $I_i = 0$. Este estado se de-excita pela emissão de uma radiação de quadrupolo elétrico pura.



Consideremos o caso em que a partícula incidente retorna quase ao longo da sua trajetória depois da colisão. Isto é obtido mediante o seguinte arranjo experimental:



onde os raios-gama emitidos na de-excitação do núcleo alvo são detectados, em coincidência com os projéteis que chegam ao detector anular. Então os projéteis só podem transferir momento angular para o núcleo num plano perpendicular a sua trajetória e, portanto, não podem mudar a projeção do momento angular do núcleo alvo ao longo da direção do feixe, a qual nós tomamos como eixo de quantização.

Como o estado fundamental do núcleo alvo tem momento angular zero, isto corresponde a uma excitação seletiva do subestado $m=0$ do estado excitado $I_f^\pi = 2^+$.

Nestas condições o núcleo alvo recuará num estado altamente alinhado.

Se o recuo se der num meio no qual o alinhamento dos eixos dos spins nucleares não é desfeito pela interação com campos hiperfinos (ao menos para tempos de interação da ordem da vida média do estado excitado) teremos como resultado deste alinhamento uma grande anisotropia na direção de emissão e a função de correlação angular:

$$W(\theta) = A_0 + A_2 P_2(\cos\theta) + A_4 P_4(\cos\theta) + \dots \quad (17)$$

tem coeficientes A_2 e A_4 tão altos como 0.7 e -1.7 respectivamente(6), para detectores pontuais.

Se, no entanto, o recuo se der num meio onde o alinhamento nuclear não é preservado, como o recuo em vácuo, por exemplo, onde a interação dos momentos nucleares com os campos hiperfinos provoca transições entre os subestados mag

néticos (precessão na imagem clássica), os coeficientes da correlação tem seus valores diminuídos e a função de correlação angular passa a ser escrita.

$$W(\theta, t) = A_0 + G_2(t) A_2 P_2(\cos\theta) + G_4(t) A_4 P_4(\cos\theta) + \dots \quad (18)$$

onde $G_2(t)$ e $G_4(t)$ são chamados fatores de atenuação, dentro dos quais está contida toda a informação sobre a interação atenuadora.

A atenuação da correlação angular devido a relaxação do spin nuclear por interação com campos hiperfinos variáveis do tipo descrito na seção (A) foi tratada teoricamente por diversos autores, mediante diferentes suposições a respeito do mecanismo de interação.

Abragam-Pound⁽⁷⁾, Dillemburg-Maris⁽⁸⁾, Blume⁽⁹⁾ e o modelo FOGA⁽¹⁰⁾ obtêm expressões diferentes para os fatores de atenuação $G_2(t)$ e $G_4(t)$ os quais podem ser comparados com dados experimentais.

Neste trabalho comparamos as expressões teóricas citadas acima com os valores experimentais para os fatores de atenuação da correlação angular do primeiro estado excitado 2^+ ($E=335$ keV, $\tau=78$ ps) do ^{150}Sm recuando em vácuo a uma velocidade $v=0,0215c$.

D - Descrição da experiência

A excitação coulombiana do ^{150}Sm foi produzida com um feixe de $^{32}\text{S}(8^+)$ com energia de 56,4 MeV fornecido pelo acelerador Van de Graaf-Tandem da Universidade de Winsconsin. A correlação angular dos raios-gama de de-excitação foi medida por Trentino Polga e colaboradores com o sistema mostrado na Figura (1).

Foram contadas as coincidências entre os raios-gama chegando em cada um dos detetores de NaI e as partículas de ^{32}S espalhadas para traz chegando no detetor anular.

O alvo é uma camada de ^{150}Sm de $100\mu\text{g}/\text{cm}^2$ evaporado atrás de uma fôlha de Ni com $0,25\ \mu\text{m}$ de espessura.

O arranjo experimental utilizado permite variar a distância de vôo em vácuo do íon que recua após a colisão. Para tanto foi empregado o dispositivo "plunger" (figuras(2), (3)), que é colocado dentro da câmara de espalhamento e o sistema todo é mantido em alto vácuo.

A distância d entre o alvo e o anteparo de cobre é variada por um micrômetro colocado externamente cujo braço é introduzido na câmara de alvos, com uma vedação para vácuo e mantido solidário com o suporte do anteparo. Assim, o andamento do braço do micrômetro determina o andamento do anteparo e a variação da distância d é lida diretamente no micrômetro.

O anteparo é suportado por um mecanismo que o mantém esticado a uma tensão controlada.

Fixando a energia do feixe, a energia de re-
 cuo do alvo é fixa dentro de um intervalo de aproximadamente
 0,5 MeV (para a espessura de alvo e energia do feixe emprega-
 dos).

Assim, variações na distância de vôo permitida
 implica em variações no tempo de vôo livre do íon.

A correlação angular medida foi a correlação in-
 tegral $\bar{W}(\theta, \infty)$. Os coeficientes de atenuação extraídos da
 correlação angular perturbada medida são, portanto, os coefi-
 cientes integrados.

$$\bar{G}_k = \frac{1}{\tau} \int_0^{\infty} G'_k(t) e^{-\frac{t}{\tau}} dt \quad (19)$$

onde τ é a meia vida do estado excitado

e $G'_k(t)$ são os coeficientes da atenuação da equação 18. Es-
 tes coeficientes integrados são compostos de dois termos: o
 primeiro corresponde a atenuação em vôo no vácuo e o segundo
 a implantação em cobre. A equação 19 desdobra-se, então, em
 duas integrais cujos limites de integração são de 0 até t_V
 (tempo de vôo) para a atenuação em vácuo e de t_V até infinito
 para a atenuação em cobre:

$$\bar{G}_k(t_V) = \frac{1}{\tau} \int_0^{t_V} G_k(t) e^{-\frac{t}{\tau}} dt + \frac{1}{\tau} G_k(t_V) \int_{t_V}^{\infty} e^{-\frac{t}{\tau}} dt \quad (20)$$

onde $G_k(t_V)$ é o valor do coeficiente de atenuação $G_k(t)$ quan-

do o íon chega no anteparo ($t=t_V$), porque a atenuação em cobre é suficientemente pequena para fazermos $G_k^{Cu}(t) = 1$.

Neste caso:

$$\bar{G}_k(t_V) = \frac{1}{\tau} \int_0^{t_V} G_k(t) e^{-\frac{t}{\tau}} dt + G_k(t_V) e^{-\frac{t_V}{\tau}} \quad (21)$$

Assim, os dados experimentais são os valores de $\bar{G}_k(t_V)$ para os diferentes valores de t_V que foram utilizados.

Os coeficientes da correlação para $t_V=0$ foram obtidos evaporando ^{150}Sm na frente de um "backing" de cobre.

E - Aspectos de interesse

Em princípio, três aspectos do processo apresentam interesse:

a - do ponto de vista da física atômica e molecular e da física dos sólidos existe interesse nas informações que podem ser obtidas a respeito do campo magnético e do gradiente de campo elétrico gerado por configurações eletrônicas do tipo que mencionamos acima.

Existem alguns tipos de configurações de interesse especial, umas pela sua natureza totalmente aleatórias (que sugerem o tratamento mediante um modelo estatístico) e

outras pelo seu caráter extremamente simples (por exemplo o ion Ne^{9+} (11)).

De qualquer forma, este aspecto tem seu interesse aumentado devido a magnitude dos campos produzidos na região do núcleo que vão até centenas de Megagauss e que são, provavelmente, os maiores encontrados na natureza.

Neste estudo o núcleo entra como um corpo de prova, de características conhecidas, que sente a influência do meio que se quer estudar (no caso sua coroa eletrônica) e que responde a esta influência de maneira mensurável.

b - do ponto de vista da física nuclear, o interesse reside na obtenção de informações a respeito de momentos magnéticos e elétricos de estados nucleares de vida média muito curta τ - ps.

A primeira medida de fator g nuclear utilizando o método de correlação angular perturbada em recuo em vácuo foi feita recentemente, tendo sido medido o fator g do estado (3^- , $E=6,13$ MeV) do ^{16}O (12).

c - a informação sobre a interação fornece uma correção importante para medidas onde o alinhamento dos produtos nucleares em vácuo deve ser conhecido.

Por exemplo, na medida de vidas médias de estados excitados pelo método da distância de recuo, é essencial o conhecimento prévio da atenuação da correlação angular (13).

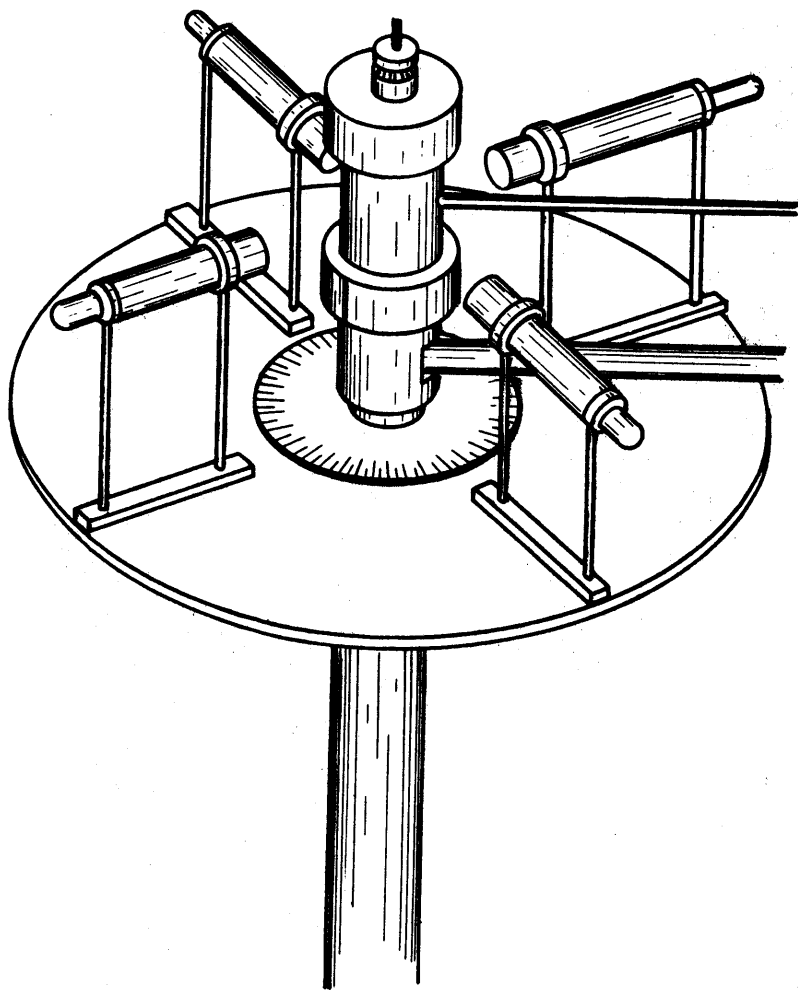
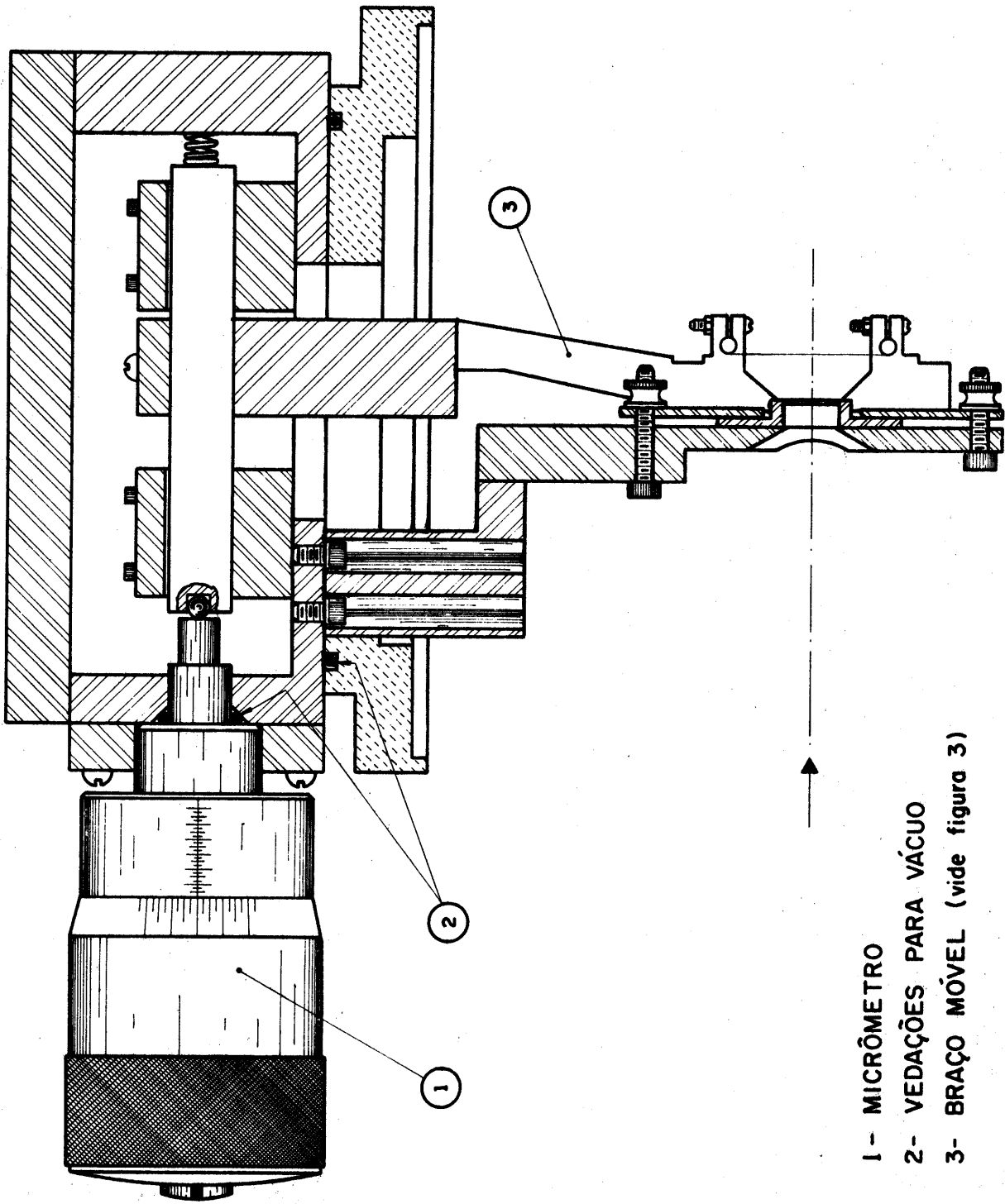


Fig. - 1



- 1- MICRÔMETRO
- 2- VEDAÇÕES PARA VÁCUO
- 3- BRAÇO MÓVEL (vide figura 3)

Figura - 2

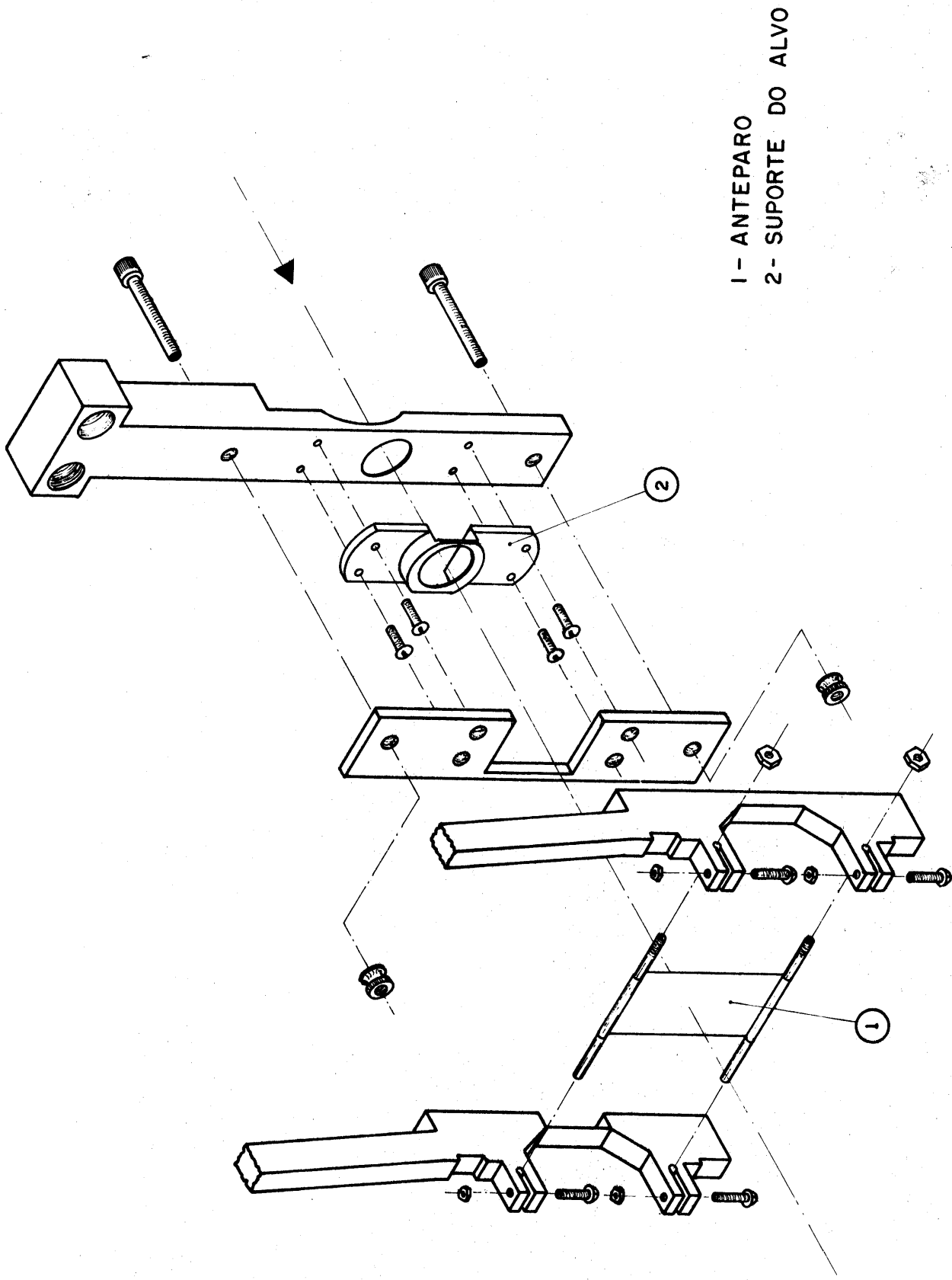


Figura - 3 (detalhe do braço móvel)

II - MODÉLOS DO MECANISMO DE INTERAÇÃO

A - Generalidades

Sem perturbação atuando no núcleo a função de correlação angular pode ser escrita

$$W = S \sum_{\substack{a, a' \\ \beta, \beta'}} \langle a | H_1 | \beta \rangle \langle \beta | H_2 | a' \rangle \langle a' | H_2^\dagger | \beta' \rangle \langle \beta' | H_1^\dagger | a \rangle \quad (1)$$

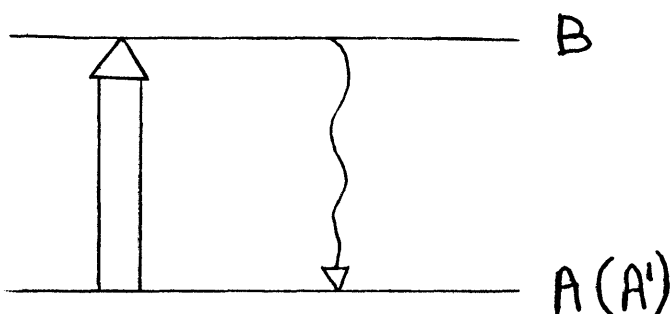
onde a e a' são números quânticos que especificam os diferentes subestados do estado inicial A e do estado final A' .

$|\beta\rangle$ é um conjunto completo no estado excitado B .

S indica soma sobre aspectos não observados, tais

como polarização.

H_1 e H_2 são as hamiltonianas para excitação do estado nuclear e emissão da radiação respectivamente.



Tomando a formação do estado excitado como a origem do tempo, supondo que a radiação é emitido num tempo t e que uma hamiltoniana perturbadora K atua no estado intermediário durante este tempo, os elementos de matriz

$$\langle \beta | H_2 | a' \rangle \langle a' | H_2 | \beta' \rangle$$

se transformam em

$$\langle \beta | U H_2 | a' \rangle \langle a' | H_2 U | \beta' \rangle$$

onde $U(t)$ é um operador unitário que descreve a evolução de $|\beta'\rangle$ durante o tempo t , $|\beta'(t)\rangle = U(t)|\beta'(0)\rangle$.

A correlação $w(t)$ fica

$$\omega(t) = S \sum_{\substack{a, a' \\ \beta, \beta'}} \langle a | H_1 | \beta \rangle \langle \beta | U^\dagger H_2 | a' \rangle \langle a' | H_2 U | \beta' \rangle \langle \beta' | H_1 | a \rangle \quad (2)$$

De agora em diante, omite-se a somatória sobre índices repetidos.

Substituindo β por m , o valor de I_z ao longo de um eixo arbitrário O_z temos:

$$\omega(t) = \langle a | H_1 | m \rangle \langle m | U^\dagger | m'' \rangle \langle m'' | H_2 | a' \rangle \langle a' | H_2 | m'' \rangle \langle m'' | U | m' \rangle \langle m' | H_1 | a \rangle \quad (3)$$

Então $\omega(t)$ pode ser expressa, formalmente, como (14):

$$\omega(t) = A_1(k_1) A_2(k_2) A_3(k_1 k_2, \mu_1 \mu_2, t) Y_{k_1}^{\mu_1}(\Omega_1) Y_{k_2}^{\mu_2}(\Omega_2) \quad (4)$$

onde $A_1(k_1)$ e $A_2(k_2)$ são independentes da perturbação.

Os índices k_1 e k_2 são inteiros pares que obedecem as relações

$$0 \leq k_1 \leq 2I$$

$$0 \leq k_2 \leq 2I$$

$$0 \leq k_1 \leq 2L_1$$

$$0 \leq k_2 \leq 2L_2$$

$$0 \leq k_1 \leq 2L'_1$$

$$0 \leq k_2 \leq 2L'_2$$

onde L_1 e L_2 são as maiores ordens da expansão em multipolos da primeira e segunda radiação, respectivamente.

A influência da perturbação K na correlação está inteiramente contida em

$$A_3(k_1 k_2, \mu_1, \mu_2, t) = N \langle m | U^\dagger | m'' \rangle \langle m''' | U | m' \rangle \quad (5)$$

onde $N(k_1 k_2, \mu_1 \mu_2)$ é um fator de normalização.

O modo de formação do estado nuclear estabelece a probabilidade de ocupação dos diversos subestados magnéticos em relação ao eixo de quantização e a função de correlação angular é a distribuição angular dos gamas de decaimento desta população dos subestados intermediários, se eles não são perturbados antes do decaimento. A perturbação provoca transições entre os subestados magnéticos alterando a população dos mesmos e, conseqüentemente, a correlação angular.

Se durante um tempo de ordem de vida média do estado excitado nuclear os eixos normais da interação assumem muitas direções, podemos dizer que a natureza do sistema impõe a inexistência de direção preferencial em qualquer núcleo particular e a direção do feixe pode ser tomada como a direção de quantização do spin nuclear. Neste caso $\mu_1 = 0$ e, como não há outra direção privilegiada associada com o sistema, então μ_2 também é nulo. Assim:

$$\begin{aligned} \omega(t) &= A_1(k_1) A_2(k_2) A_3(k_1 k_2, 00, t) Y_{k_1}^0(\Omega_1) Y_{k_2}^0(\Omega_2) \\ &= A_1(k_1) A_2(k_2) G_{k_1 k_2}^{00}(t) P_{k_2}(\cos \theta) \end{aligned} \quad (6)$$

onde $G_{k_1 k_2}^{00}(t)$ é chamado o fator de atenuação:

$$G_{k_1 k_2}^{0 0}(t) = (-1)^{2I+m+m'} [(2k_1+1)(2k_2+1)]^{1/2} \quad (7)$$

$$\begin{pmatrix} I & I & k_1 \\ m & -m & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I & I & k_2 \\ m' & -m' & 0 \end{pmatrix} |\langle m' | U(t) | m \rangle|^2$$

onde $|\langle m' | U(t) | m \rangle|^2$ é a probabilidade de transição $W_{mm'}(t)$ de que se o núcleo estivesse no estado m em $t'=0$ ele estaria em m' em $t'=t$.

B - Abragam-Pound⁽¹⁵⁾

Na experiência que vamos analisar o íon está inicialmente, altamente excitado e decai durante o vôo. Em cada decaimento o momento angular total da corôa eletrônica \vec{J} sofre uma mudança e, conseqüentemente, o campo produzido pelos elétrons no núcleo também muda. Uma suposição que pode ser feita é que somente alguns dos estados de momento angular dos estados de momento angular total \vec{J} dentre os que ocorrem durante a longa cascata de transições óticas na corôa eletrônica podem gerar uma perturbação significativa (ainda que pequena) (16).

Neste caso, o campo hiperfino varia aleatoriamente.

Esta situação é muito semelhante ao que ocorre quando a fonte radioativa está no estado líquido. Líquidos possuem, instantaneamente, certas configurações locais características da sua composição sendo que nenhuma configuração particular pode existir durante muito tempo na posição de qualquer partícula do fluido. Por esta razão muitos autores (17,18,19) tentaram usar os resultados de abragam-Pound, originalmente aplicado a líquidos, para explicar os dados experimentais de recuo em vácuo.

A influência de perturbações aleatórias sobre a correlação angular é tratada por abragam-Pound com a suposição básica de que uma mudança apreciável do estado de spin do núcleo excitado é consequência de muitas interações aleatórias, cada uma das quais tem apenas um pequeno efeito. Por esta razão, cada interação independente pode ser calculada com teoria perturbação em primeira ordem.

Usando teoria de perturbação em primeira ordem a probabilidade de $W_{mm'}(t)$ é dada por:

$$W_{mm'}(t) = \frac{1}{\hbar^2} \left| \int_0^t K_{mm'}(t') e^{i\omega_{mm'}(t')} dt' \right|^2 \quad (9)$$

$$\text{onde } \omega_{mm'} = \frac{E_m - E_{m'}}{\hbar}$$

e

$$K_{mm'}(t') = \langle m' | K(t') | m \rangle \langle m' | K(t') | m \rangle^\dagger \quad (10)$$

O operador $K(t)$ é um operador aleatório, isto é, seus elementos de matriz $\langle m' | K(t) | m \rangle$ são funções escalares aleatórias do tempo t . Vamos considerar, então, a probabilidade de de transição média por unidade de tempo, tomada sobre o ensemble de núcleos no estado excitado I:

$$\langle Q_{mm'} \rangle_{av} = \frac{\langle W_{mm'}(t) \rangle_{av}}{t} \quad (11)$$

onde $\langle \rangle_{av}$ indica média no ensemble.

$\langle Q_{mm'} \rangle_{av}$ representa a probabilidade de transição média por unidade de tempo tomada sobre todos os núcleos do ensemble que estavam no subestado $|m\rangle$ em $t=0$. Para calcular esta quantidade é necessário introduzir o conceito de função de correlação para funções aleatórias:

se $f(t)$ é uma função escalar aleatória do tempo, podemos definir sua função de correlação $C(\tau)$.

$$C(\tau) = \langle f(t) f(t-\tau) \rangle_{av} \quad (12)$$

A função de correlação $C(\tau)$ descreve a extensão em que $f(t)$ e $f(t-\tau)$ estão, em média, correlacionados, ou seja, a extensão em que o valor de $f(t)$ num certo instante t

pode ser previsto (em média) pelo seu valor num instante prévio $f(t-\tau)$.

Embora $f(t)$ seja uma função aleatória de t , $C(\tau)$ é uma função bem definida de τ que caracteriza a aleatoriedade de $f(t)$.

Pode-se mostrar (20) que $C(\tau)$ é real, positiva, par e tende a zero com $|\tau|$ crescente. A suposição de Abragam Pound (21) é que

$$C(\tau) = C(0) \exp\left(-\frac{|\tau|}{\tau_c}\right) \quad (13)$$

Esta equação define um tempo de correlação característico τ_c , que é uma constante para um ensemble estacionário e que pode ser interpretado como o tempo necessário para ocorrer uma mudança apreciável de $f(t)$.

Reescrevendo a equação 10

$$W_{mm'}(t) = \frac{1}{h^2} \int_0^t dt' \int_0^t dt'' K_{mm'}(t') K_{mm'}(t'') \exp\left[i\omega_{mm'}(t'-t'')\right] \quad (14)$$

pode-se ver que

$$\langle K_{mm'}(t') K_{mm'}(t'') \rangle_{av}$$

é a função de correlação $C_{mm'}(\tau)$ da função aleatória $K_{mm'}(t)$ com $\tau = t' - t''$.

Então

$$\langle W_{mm'}(t) \rangle_{av} = \frac{1}{\hbar^2} \int_{-t}^t C_{mm'}(\tau) \exp(i\omega_{mm'}\tau) d\tau \quad (15)$$

ou, se $t \gg \tau_c$

$$\langle W_{mm'}(t) \rangle_{av} = \frac{1}{\hbar^2} \int_{-\infty}^{+\infty} C_{mm'}(\tau) e^{i\omega_{mm'}\tau} d\tau \quad (16)$$

Para uma função de correlação da forma 13

$$\langle Q_{mm'} \rangle_{av} = \frac{2\tau_c}{\hbar^2} \frac{\langle K_{mm'}(t) \rangle_{av}^2}{1 + (\omega_{mm'}\tau_c)^2} \quad (17)$$

Este resultado é válido sempre que

$\langle W_{mm'}(t) \rangle_{av} = \langle Q_{mm'}(t) \rangle_{av} t \ll 1$. No problema de perturbação da correlação angular, no entanto, as mudanças das populações dos subestados magnéticos $|m\rangle$ são apreciáveis. Neste caso a expressão 17 não pode ser usada diretamente em $|\langle m' | U(t) | m \rangle|^2$, tornando-se necessário calcular a dependência com o tempo da probabilidade $P_m(t)$ de ocupação dos subestados $|m\rangle$ do ensemble de spins nucleares mediante o uso da equação "master" para um processo de relaxação

$$\frac{dP_m}{dt} = \sum_{m'} Q_{mm'}(P_{m'} - P_m) \quad (18)$$

A probabilidade de transição $W_{mm'}(t)$ é definida, agora, como a solução $P_m(t)$ do sistema de equações diferenciais 18 correspondentes a condição inicial $P_m^{m''}(0) = \delta_{mm''}$, com $Q_{mm'} = \langle Q_{mm'} \rangle_{av}$.

Para um dado mecanismo de interação dependente do tempo, representado pela hamiltoniana $K(t)$, a probabilidade de transição por unidade de tempo pode ser calculada por 17. Esta probabilidade de transição é inserida em 18, a solução particular $W_{mm'}(t)$ correspondente a condição inicial $P_m^{m''}(0) = \delta_{mm''}$ é obtida e daí o fator de atenuação $G_k(t)$.

No caso de interações de quadrupolo elétrico (22), por exemplo:

$$\langle Q_{mm'} \rangle_{av} = a (I2m'\mu | I2Im)^2 \quad (19)$$

onde

$$a = \frac{\tau_c}{40} \frac{(I+1)(2I+3)}{I(2I-1)} \left(\frac{eQ}{h^2} \right)^2 \left\langle \left(\frac{\partial^2 V}{\partial Z'^2} \right)^2 \right\rangle_{av}$$

Usando este valor de $\langle Q_{mm'} \rangle_{av}$ na equação "master", temos:

$$\frac{1}{a} \frac{dP_m}{dt} + P_m = \sum_{m'} (I2m'\mu | I2Im)^2 P_{m'} \quad (20)$$

fazendo a substituição $P_m(t) = P_m(0)e^{-\lambda t}$ temos:

$$\left(1 - \frac{\lambda}{a}\right)P_m = \sum_{m'} (I2m'\mu | I2Im)^2 P_{m'} \quad (21)$$

Esta equação é do tipo $AX = \mu X$ onde X é um vetor com $(2I+1)$ componentes, os elementos de matriz $A_{mm'}$ são $(I2m'\mu | I2Im)^2$ e o auto valor é $\mu = 1 - \frac{\lambda}{a}$

Então

$$\langle W_{mm'}(t) \rangle_{av} = \frac{1}{2I+1} \sum_k (Ikmo | IkI\mu) (Ik m'0 | IkIm') (2k+1) e^{-a(\mu_k-1)t}$$

Introduzindo este resultado em 7, vemos que $G_{k_1 k_2}^{00}(t)$ só não é nulo quando $k_1 = k_2 = k$ e, portanto:

$$G_k(t) = e^{-\lambda_k t} \quad (22)$$

C - Dillemburg-Maris

A suposição fundamental da teoria de Abragam-Pound, que o estado de spin do núcleo excitado muda a preciaavelmente devido a muitas interações aleatórias de pequeno efeito cada uma, permite o cálculo de cada interação individual com teoria de perturbação em primeira ordem. Em princípio, no entanto, é possível que uma parte considerável

da atenuação da correlação angular seja causada por intera
ções violentas de curta duração as quais, embora não ocorrendo
do frequentemente, podem ter efeito importante devido a grande
de probabilidade de uma mudança de spin ocorrer em cada uma
delas. Tal situação pode ainda ser descrita estatisticamente,
mas o efeito de uma única interação independente não pode
mais ser calculado através dos elementos de matriz em primeira
ra ordem.

Dillemburg-Maris(24) investigaram os resultados
que se pode obter supondo apenas que a interação é estatística
ca, aleatória no espaço e invariante frente a transformação
de paridade e reversão temporal, sem postular nenhum detalhe
sobre o mecanismo da interação perturbadora.

O processo pode ser descrito da seguinte maneira:

a - o ensemble de núcleos no estado excitado pode
de ser descrito completamente pela distribuição
ção de probabilidade relativa $P_m(t=0)$ de ter
um certo valor para o componente de momentum
angular numa direção escolhida conveniente -
mente.

b - este ensemble de núcleos intermediários é
perturbado pelo seu envoltório de tal modo
que num tempo t depois de sua formação êle
ainda pode ser descrito por uma distribuição
de probabilidade $P_m(t)$. A perturbação possui
direção aleatória.

A correlação angular resultante de uma distribuição $P_m(t)$ é dada por:

$$W(\theta, t) = \sum_m F_m(\theta) P_m(t) = \vec{F}(\theta) \cdot \vec{P}(t) \quad (23)$$

As funções $F_m(\theta)$ ($m=I, I-1, \dots, -I$) são distribuições angulares características da radiação emitida por um conjunto de núcleos de spin I tendo uma distribuição $P_m^{m''}(0) = \delta_{mm''}$. $F_m(\theta)$ e $P_m(0)$ são determinados pelo processo específico de formação do estado excitado.

A informação sobre a interação entre o núcleo e os campos hiperfinos está contida na relação entre $\vec{P}(t)$ e $\vec{P}(0)$.

Das suposições a) e b) segue (conforme a discussão da secção II-B):

$$\frac{dP_m(t)}{dt} = \Lambda_{mm'} P_{m'}(t) \quad (24)$$

onde $\Lambda_{mm'}$ são as probabilidades médias (no ensemble) de transição por unidade de tempo entre os diversos subestados magnéticos m do estado excitado. Elas representam quantidades de interesse para a compreensão do mecanismo das interações atômicas no íon e o propósito da teoria é obter informações sobre estas quantidades da função de correlação angular dependente do tempo.

As soluções da equação 22 são:

$$\vec{P}(t) = \sum_i C_i V^{(i)} e^{\lambda_i t} \quad (25)$$

onde $V^{(i)}$ e λ_i são respectivamente os autovetores e autovalores do operador hermitiano Λ :

$$\Lambda V^{(i)} = \lambda_i V^{(i)} \quad (26)$$

e os coeficientes C_i são dadas por

$$C_i = \frac{\vec{P}(0) \cdot \vec{V}^{(i)}}{\vec{V}^{(i)} \cdot \vec{V}^{(i)}} \quad (27)$$

Da equação 23 resulta que a função de correlação angular é

$$W(\theta, t) = \vec{F}(\theta) \cdot \vec{P}(t) = \sum_i C_i f_i(\theta) e^{\lambda_i t} \quad (28)$$

onde

$$f_i(\theta) = \vec{F}(\theta) \cdot \vec{V}^{(i)} \quad (29)$$

Não introduzindo suposições adicionais sobre a perturbação, tudo que pode ser dito sobre ela está contido nas seguintes propriedades da matriz Λ

$$a - \sum_m \Lambda_{mm'} = 0$$

$$b - \Lambda_{mm'} = \Lambda_{-m, -m'}$$

$$c - \Lambda_{mm'} = \Lambda_{-m', -m} = \Lambda_{m', m}$$

$$d - \sum_{m'} \Lambda_{mm'} = 0$$

e - os autovalores de Λ são negativos

Suposições específicas sobre a interação implicam, obviamente, em novas relações entre os elementos de Λ .

Se a radiação é tal que a paridade é conservada e não se mede a sua polarização, temos:

$$P_m(0) = P_{-m}(0)$$

ou

$$F_m(\theta) = F_{-m}(\theta)$$

que é chamado caso simétrico.

Neste caso $W(\theta, t)$ contém somente distribuições angulares características pares e suas correspondentes constantes de relaxação. $W(\theta, t)$ pode ser então escrita:

$$W(\theta, t) = F(\theta) \exp(\Lambda t) P(0) = F(\theta) \exp(\Lambda t) \frac{1}{2} (1+Q) P(0) =$$

$$F(\theta) \frac{1}{2} (1+Q) \exp(\Lambda t) P(0) = F(\theta) \exp(\Lambda' t) P(0) \quad (30)$$

onde Q é uma matriz cujos elementos são 1 na antidiagonal e zero caso contrário, ou seja

$$QU_m = U_{-m}$$

$$Q^2 = 1$$

$$[Q, \Lambda] = 0$$

para um vetor arbitrário U_m .

A matriz Λ' definida por

$$\Lambda' = \Lambda \frac{1}{2} (1+Q) = \frac{1}{2} (1+Q) \Lambda = \frac{1}{2} (1+Q) \Lambda \frac{1}{2} (1+Q) \quad (31)$$

possue as propriedades a), b) e c) de Λ e, além disso, tem simetria em relação aos eixos vertical e horizontal através do seu centro.

A expressão 30 mostra que $W(\theta, t)$ pode ser obtida através da diagonalização de Λ' .

No seu artigo (24) Dillemburg-Maris dão, explicitamente, a matriz Λ' para diversos valores do spin I do estado excitado, juntamente com a seguinte tabela:

CASO SIMÉTRICO

Spin do estado excitado	1	$\frac{3}{2}$	2	$\frac{5}{2}$
Números de parâmetros livres em Λ'	1	1	3	3
Número de distribuições características	1	1	2	2

No nosso caso $I=2$ e a matriz Λ' é:

$$\begin{bmatrix}
 -(\alpha + \frac{1}{2} \beta) & \alpha & \beta & \alpha & -(\alpha + \frac{1}{2} \beta) \\
 \alpha & -(\alpha + \frac{1}{2} \gamma) & \gamma & -(\alpha + \frac{1}{2} \gamma) & \alpha \\
 \beta & \gamma & -2(\beta + \gamma) & \gamma & \beta \\
 \alpha & -(\alpha + \frac{1}{2} \gamma) & \gamma & -(\alpha + \frac{1}{2} \gamma) & \alpha \\
 -(\alpha + \frac{1}{2} \beta) & \alpha & \beta & \alpha & -(\alpha + \frac{1}{2} \beta)
 \end{bmatrix}$$

onde:

$$\alpha = \frac{1}{2} (\Lambda_{12} + \Lambda_{-12})$$

$$\beta = \Lambda_{20}$$

$$\gamma = \Lambda_{10}$$

A alta simetria da matriz Λ' permite, facilmente, a diagonalização obtendo-se:

$$\lambda_1 = 0$$

$$\lambda_2 = -\frac{1}{2} \{ 4\alpha + 3\beta + 3\gamma - \sqrt{8(\alpha-\beta)^2 + 8(\alpha-\gamma)^2 + (\beta-\gamma)^2} \}$$

$$\lambda_3 = -\frac{1}{2} \{ 4\alpha + 3\beta + 3\gamma + \sqrt{8(\alpha-\beta)^2 + 8(\alpha-\gamma)^2 + (\beta-\gamma)^2} \}$$

Então de acôrdo com a equação 6 e a tabela acima a correlação angular

$$W(\theta, t) = \sum_i C_i f_i e^{\lambda_i t}$$

fica(no nosso caso $i=3$):

$$W(\theta, t) = 1 + G_2(t) A_2 P_2(\cos\theta) + G_4(t) A_4 P_4(\cos\theta) \quad (31)$$

onde

$$G_2(t) = (1-K_2) e^{-\lambda_2 t} + K_2 e^{-\lambda_3 t}$$

$$G_4(t) = K_4 e^{-\lambda_2 t} + (1-K_4) e^{-\lambda_3 t}$$

e K_2 e K_4 são funções extremamente complicados de (α, β, γ) .

D - Blume

M. Blume (25) desenvolveu uma teoria para o fenômeno de relaxação do spin nuclear fazendo a suposição simplificada de que o campo hiperfino que o núcleo sente flutua entre as direções $+Z$ e $-Z$.

No caso de um átomo altamente excitado, como o que estamos analisando, o campo efetivo sentido por um núcleo pode mudar de direção e magnitude e o uso de um modelo como o de Blume consiste, sem dúvida, numa supersimplificação. Especialmente no limite $\tau_c \ll \tau$ ele é certamente incorreto. No entanto, na região onde o número de flutuações durante o tempo de observação é pequeno e $\omega\tau_c \approx 1$, este modelo pode dar resultados físicos razoáveis (26).

Devido ao pouco conhecimento que temos dos processos atômicos que ocorrem no íon livre e sua contribuição para o campo efetivo sentido pelo núcleo, parece razoável tentar uma comparação entre este modelo e os dados experimentais.

O cálculo da correlação angular perturbada é feito supondo que cada núcleo emissor está localizado num íon com $g_{\perp} = 0$, que faz uma transição entre níveis $\pm \frac{1}{2}$, de tal modo que o núcleo vê um campo magnético que salta² entre valores $\pm h$ ao longo de um eixo fixo. Este eixo está orientado diferentemente para cada núcleo e o conjunto dos eixos para todos os núcleos estão orientados aleatoriamente no espaço.

O fator de atenuação $G_k(t)$ é dado pela expressão

$$G_{kk}(t) = \sum_{N=-k}^k \sum_{\substack{m_a m_b \\ m'_a m'_b}} (-1)^{2I+m_a+m_b} \quad (32)$$

$$\begin{pmatrix} I & I & k \\ m'_a - m_a & N & \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I & I & k \\ m'_b - m_b & N & \end{pmatrix} \langle\langle m_b | U(t) | m_a \rangle \langle m'_a | U(t) | m'_b \rangle \rangle_{av}$$

onde $\langle\langle \rangle_{av}$ indica média no ensemble.

Esta expressão para $G_k(t)$ é a mesma que usamos na secção-B, a menos de normalização.

Introduzindo a hamiltoniana para o sistema todo H :

$$H|\lambda\rangle = E_\lambda |\lambda\rangle \quad , \quad H|\alpha\rangle = E_\alpha |\alpha\rangle \quad (33)$$

onde $|\lambda\rangle$ e $|\alpha\rangle$ representam autoestados do núcleo junto com o envoltório temos, de acôrdo com as suposições feitas:

$$H(t) = H_0 + g\mu h I_z f(t) \quad (34)$$

onde H_0 é a hamiltoniana não perturbada.

$$H_0 |Im\rangle = E |Im\rangle$$

$$H_0 |I_0 m_0\rangle = E_0 |I_0 m_0\rangle \quad (35)$$

$$E_1 - E_0 = E_\gamma$$

e $f(t)$ pode assumir os valores ± 1 , ao acaso.

Então a equação 32 pode ser escrita

$$G_{kk}(t) = \sum_{N=-k}^k \sum_{\substack{m_a m_b \\ m'_a m'_b}} (-1)^{2I+m_a+m_b} \begin{pmatrix} I & I & k \\ m'_a & -m_a & N \end{pmatrix} \quad (36)$$

$$\begin{pmatrix} I & I & k \\ m'_b & -m_b & N \end{pmatrix} \langle \langle m_b | \exp(-i \int_0^t H(t') dt') | m_a \rangle \langle m'_a | \exp(i \int_0^t H(t') dt') | m'_b \rangle \rangle_{av}$$

Usando $H(t')$ dado por 34 temos:

$$\begin{aligned} & \langle m_b | \exp(-i \int_0^t H(t') dt') | m_a \rangle \langle m'_a | \exp(i \int_0^t H(t') dt') | m'_b \rangle \\ & = \delta_{m_a m_b} \delta_{m'_a m'_b} \exp(i g \mu h (m'_b - m_b) \int_0^t f(t') dt') \end{aligned} \quad (37)$$

e $G_k(t)$ fica

$$G_k(t) = \sum_{\substack{m'_b m_b \\ N}} \begin{pmatrix} I & I & k \\ m'_b & m_b & N \end{pmatrix}^2 \langle \langle \exp(i g \mu N \int_0^t f(t') dt') \rangle \rangle_{av} \quad (38)$$

onde usamos $m'_b - m_b = N$ (propriedade dos 3-J).

Finalmente, usando a propriedade de ortogonalidade dos símbolos 3-J:

$$G_k(t) = \frac{1}{2k+1} \sum_{N=-k}^k \langle \exp(ig\mu h N \int_0^t f(t') dt') \rangle_{av} \quad (39)$$

Blume calcula a média estocástica (28), obtendo

$$\langle \exp(ig\mu h N \int_0^t f(t') dt') \rangle_{av} = (\cos x W t + \frac{1}{x} \operatorname{sen} x W t) e^{-W t} \quad (40)$$

onde

$$x = \left[\left(\frac{g\mu h N}{W} \right)^2 - 1 \right]^{1/2} = (4\omega_L^2 \tau_C^2 N^2 - 1)^{1/2} \quad (41)$$

$$\omega_L = g\mu h (\text{frequência de precessão de Larmor no campo } h) \quad (42)$$

$$W = \frac{1}{2\tau_C} \quad (43)$$

τ_C é o tempo de correlação do campo flutuante.

O resultado, então, é a seguinte expressão para o fator de atenuação:

$$G_k(t) = \frac{1}{2k+1} \sum_{N=-k}^k (\cos x W t + \frac{1}{x} \operatorname{sen} x W t) e^{-W t} \quad (44)$$

com x e W dados por 41 e 43.

E - Foga⁽²⁹⁾

Neste modelo a interação hiperfina complicada entre o núcleo e a coroa atômica altamente ionizada e excitada é substituída por um processo aleatório ao qual se aplica um modelo estocástico gauss-markoviano.

Parte-se da equação 32 da secção anterior com

$$H(t) = H_0 + g\mu_0 I_z B(t) \quad (45)$$

onde $H(t)$ é o campo magnético (semi-clássico) que tem magnitude variável e direção fixa para cada ion.

Admitindo uma distribuição uniforme para as direções do campo sobre todo o conjunto de núcleos:

$$G_{kk}(t) = \frac{1}{2k+1} \sum_{N=-k}^k \exp \left[-iN \int_0^t \omega(t') dt' \right] \quad (46)$$

conforme mostramos na secção-D, onde

$$\omega(t) = g\mu_0 B(t) / \hbar \quad (47)$$

Supondo, que $\omega(t)$ é uma variável estocástica, o que torna-se necessário é calcular o valor esperado da expressão dentro da somatória:

$$\langle G^{(N)} \rangle = \text{Esp} \left[\exp \left[-iN \int_0^t \omega(t') dt' \right] \right] \quad (48)$$

$G^{(N)}$ deve ser encarado, então, como um processo estocástico obtido por uma transformação não linear do processo estocástico $\omega(t)$.

Se o processo estocástico é suposto gauss-markoviano e homogêneo no tempo a função de correlação é especificada univocamente (30):

$$\rho(t) = \text{Esp} \left[\omega(t_0+t) \cdot \omega(t_0) \right] = \langle \omega^2 \rangle \exp \left[- \frac{t}{\tau_c} \right] \quad (49)$$

Especificamente, a suposição feita é de que a variável aleatória $\omega(t)$ (ou $H(t)$) tem uma distribuição gaussiana, isto é, $\text{Esp}\{\omega(t)\} = 0$ e $\text{Esp}\{\omega^2(t)\} = \langle \omega^2 \rangle \cdot \tau_c$ é o tempo de correlação da função aleatória $H(t)$.

A transformação do processo $\omega(t)$ para o processo $G^{(N)}(t)$ pode ser feita em duas etapas:

a - transformação linear de $\omega(t)$ para

$$\Omega(t) = N \int_0^t \omega(t') dt' \quad (50)$$

$\Omega(t)$ é gaussiana com valor esperado nulo.

$$\text{Esp } \Omega(t) = N \int_0^t \text{Esp}\{\omega(t')\} dt' = 0 \quad (51)$$

e variância dada por

$$\sigma^2 = \text{Esp}\{\Omega^2(t)\} = N^2 \int_0^t \int_0^t \text{Esp}\{\omega(t_1)\omega(t_2)\} dt_1 dt_2 \quad (52)$$

b - o valor esperado 48 é calculado com a distribuição gaussiana Ω

$$\langle G^{(N)}(t) \rangle = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp[-i\Omega] \exp\left[-\frac{\Omega^2}{2\sigma^2}\right] d\Omega = \exp\left[-\frac{\sigma^2}{2}\right] \quad (53)$$

A variância σ^2 é obtida de 52 com a função de correlação (49).

$$\sigma^2 = 2N^2 \langle \omega^2 \rangle \left[\frac{t}{\tau_c} + e^{-\frac{t}{\tau_c}} - 1 \right] \quad (54)$$

Portanto, o coeficiente de atenuação é:

$$\langle G_k(t) \rangle = \frac{1}{2k+1} \sum_{N=-k}^k \exp \left[-N^2 \langle \omega^2 \rangle \tau_c^2 \left(\frac{t}{\tau_c} - 1 + \exp \left(-\frac{t}{\tau_c} \right) \right) \right] \quad (55)$$

Para interações de dipolo magnético:

$$\langle \omega_M^2 \rangle = \frac{g_I^2 \mu^2 \langle H^2 \rangle}{\hbar^2}$$

e para interações de quadrupolo elétrico

$$\langle \omega_Q^2 \rangle = \left(\frac{eQ}{4I(2I-1)\hbar^2} \right)^2 \langle V_{ZZ}^2 \rangle$$

III - RESULTADOS E DISCUSSÃO

Quando o ion de ^{150}Sm deixa o alvo êle está altamente ionizado(31) e se supõe que esteja, também, num estado de alta excitação. Sendo esta situação inicial ($t_V=0$), durante o vôo livre no vácuo ocorrem uma série de transições óticas no ion excitado acarretando, cada uma delas, uma mudança no momento angular total \vec{J} . Se soubéssemos com precisão quais são os estados de ionização e excitação no instante em que o ion é produzido e os detalhes do processo de deexcitação, talvez fosse possível decidir "a priori" o quanto cada um dos modelos para o mecanismo de interação hiperfina que apresentamos é consistente com a situação particular que queremos analisar. Mas o conhecimento atual destes parâ

metros é pequeno e isto limita seriamente a nossa capacidade de descrever em detalhe a interação hiperfina.

Assim, neste trabalho tentamos explorar todas as possibilidades de se descrever a dependência com o tempo dos fatores de atenuação $\bar{G}_k(t_V)$ mediante um modelo estocástico para o mecanismo de interação hiperfina. O objetivo é ver quais destes modelos podem descrever os resultados experimentais e, entre estes, os que partem de suposições consistentes com a situação física envolvida. Não pretendemos decidir qual é o modelo que descreve o fenômeno e não acreditamos que esta decisão seja possível antes que se disponha de uma quantidade muito maior de dados. Mas, por outro lado, gostaríamos de ver se algum dos modelos usados deve ser rejeitado.

Dentro do contexto de cada modelo vamos extrair o valor do campo hiperfino (o fator g do primeiro estado 2^+ do ^{150}Sm já é bem conhecido). Os valores obtidos podem ser usados como mais um critério de consistência.

Em todos os modelos $G_k(t)$ depende de parâmetros que são, em geral, os valores médios das grandezas físicas relevantes ou funções destas. Como não se conhece estes parâmetros e não se dispõe de uma maneira direta para calculá-los, adotamos o método do ajuste de χ^2 mínimo para testar cada modelo. É preciso ressaltar, no entanto, que este método introduz outra dificuldade: é necessário dispor de dados muito precisos e em grande quantidade para se poder distinguir entre diferentes modelos estocásticos com base em ajustes de

χ^2 mínimo. Neste tipo de experiência é difícil obter estatística suficiente e a determinação do tempo de voo t_V também não é muito precisa.

A figura 1 mostra as melhores curvas que obtivemos para \bar{G}_2 e \bar{G}_4 em função do tempo de voo t_V (calculados conforme a equação 21 do Capítulo I) utilizando a fórmula teórica de Abragam-Pound para $G_k(t)$ e supondo que a interação é puramente magnética. Esta foi a suposição inicial de BenZvi e colaboradores (32) que justificaram-na baseados numa série de medidas de $\bar{G}_k(\infty)$ em diversos isótopos recuando em vácuo. A figura 8 mostra os resultados de BenZvi. Neste caso a razão das constantes de relaxação é fixa

$$\frac{\lambda_2}{\lambda_4} = \frac{\frac{6}{3} \tau_c \langle \omega_M^2 \rangle}{\frac{20}{3} \tau_c \langle \omega_M^2 \rangle} = 0.3$$

Como se vê na figura 1 as curvas teóricas não ajustam bem com os nossos pontos experimentais (neste caso

$$\sqrt{\frac{\chi^2}{g.l.}} = 5.16).$$

Se a hipótese de uma interação puramente magnética é relaxada e admite-se uma mistura de interações de dipolo magnético e quadrupolo elétrico, a razão das constantes de relaxação não é mais fixa. Em trabalhos recentes a qualidade do ajuste melhorou consideravelmente quando foi admitido uma interação mista, mas no nosso caso a melhora não foi significativa conforme mostram a figura 2 e a tabela 1.

É importante comparar este resultado com o de D. Ward e colaboradores(33) analisando os dados obtidos, no recuo em vácuo do ^{150}Sm no mesmo estado excitado ($I^\pi=2^+$, $E = 330 \text{ KeV}$) proveniente da reação $^{150}\text{Sm} (^{35}\text{Cl}, ^{35}\text{Cl}'\gamma)$ a 80 MeV. Este resultado é mostrado na figura 7 onde se vê a excelente concordância entre a teoria de Abragam-Pound com interação mista e os pontos experimentais. Duas questões surgem desta comparação: 1) tem sentido pensar-se em interação quadrupolar após o trabalho de Benzvi (figura 8)? 2) neste caso, qual a razão da discrepância entre o nosso trabalho e o de D. Ward?

Realmente o trabalho de Benzvi constituiu até há pouco tempo um argumento irrefutável quanto ao caráter da interação hiperfina em ions livres. Porém num trabalho muito recente H. Spehl e outros (34) mostram que a interação mista reproduz bastante bem os resultados obtidos com os isótopos do neodímio e que a razão de mistura $\frac{\langle \omega_E^2 \rangle^{1/2}}{\langle \omega_M^2 \rangle^{1/2}}$ cresce com o aumento do momento de quadrupolo do núcleo. A figura 9 mostra um resumo dos resultados de H. Spehl. É possível, portanto, que novas experiências deste tipo reforcem a evidência de que é razoável se pensar em termos de interação mista. Neste caso é preciso responder a segunda questão formulada acima. A única diferença importante entre as duas experiências é a velocidade de recuo do ion: no nosso caso $v=0.0215c$ e no caso de D. Ward $v=0.019c$. A fórmula empírica da referência(31) permite traçar o gráfico mostrado na figura 10 que mostra que os estados de carga médios do ion nos

dois casos é diferente. Assim, embora não tenhamos uma resposta definitiva para a questão 2) formulada acima, podemos dizer que estamos diante de uma evidência de que o mecanismo de interação depende do estado de carga médio do ion.

Como a teoria de Abragam-Pound não reproduz o comportamento de $\bar{G}_k(t_V)$ no nosso caso, podemos tentar investigar se as condições de aplicabilidade desta teoria são satisfeitas. Principalmente, é preciso ver se 1) o tempo de correlação τ_c (que define a taxa média de variação do campo perturbador $1/\tau_c$) é suficientemente curto comparado com a vida-média do estado excitado nuclear $\tau_c \ll \tau$ e 2) o ângulo de precessão do momento nuclear no campo instantâneo é pequeno $\omega\tau_c \ll 1$. É difícil dizer se a condição 1) é satisfeita ou não porque o conhecimento atual das vidas-médias de estados eletrônicos altamente excitados de ions com estado de carga tão altos é muito pequeno. Fizemos uma estimativa grosseira levando em conta a carga nuclear, o estado de ionização média e admitindo que as mudanças sofridas pelas funções de onda do elétron excitado devido a ionização são, essencialmente, as mesmas que aquelas utilizadas para calcular o campo hiperfino médio na origem de um ion $\bar{B}(0)$ (35). Esta estimativa grosseira mostra que as vidas-médias ficam na região de picosegundos exigida pela condição 1).

Quanto a condição 2), é possível fazer uma estimativa do valor de $\omega\tau_c$ tomando para ω o seu valor médio $\omega = \langle \omega^2 \rangle^{1/2}$ e usando o valor de $\tau_c \approx 3$ ps sugerido por Benzvi (32) (extrapolando de dados de recuo em gás, com base na teo

ris de Abragam-Pound):

$$\sqrt{\langle \omega^2 \rangle \tau_c^2} = \sqrt{\frac{\lambda^2 \tau_c}{2}} \approx 0.2$$

Embora este número seja pequeno é preciso notar que êle foi obtido com o valor médio $\langle \omega^2 \rangle^{1/2}$, o que não significa que todos os valôres de $\omega \tau_c$ sejam pequenos. É possível que durante a cascata de transições óticas, ocorram esta dos que correspondem a valôres grandes de $\omega \tau_c$ (por exemplo, estados s), mas o efeito é mascarado pela quantidade maior de estados correspondentes a $\omega \tau_c$ pequeno.

Esta é a razão pela qual tentamos comparar os da dos que dispomos com a teoria de Dillemburg-Maris. Esta teoria estuda as propriedades gerais da função de correlação an gular que ainda podem ser usadas mesmo que não se conheçam as probabilidades de transição. Neste sentido, não se trata de uma teoria do mecanismo de interação hiperfina propriamente dita, uma vez que os fatores de atenuação $G_k(t)$ são obtidos sem nenhuma suposição específica sobre a intensidade da interação. A teoria de Dillemburg-Maris permite que se obtenha as probabilidades de transição a partir de medidas da correlação angular perturbada. Para extrair os valôres do campo hiperfino ou de momentos nucleares seria preciso, no entanto, cálculos perturbativos em ordem superior conectando as probabilidades de transição com as grandezas físicas rele vantes.

No caso de se supor perturbação em primeira or

dem ($\beta=0$, $\gamma=3\alpha$ para dipolo magnético e $\alpha=3\gamma$, $\beta=4\gamma$ para quadrupolo elétrico) as expressões para $G_k(t)$ de Dillemburg - Maris se reduzem as de Abragam-Pound (uma só exponencial).

A figura 3 mostra as curvas obtidas com a teoria de Dillemburg-Maris. Cada uma das funções \bar{G}_2 e \bar{G}_4 contém 3 parâmetros livres que são ajustados para dar o χ^2 mínimo. Como se vê, as curvas teóricas concordam muito bem com os pontos experimentais ($\sqrt{\frac{\chi^2}{g.l.}} = 1.24$). A tabela 2 contém os valores dos parâmetros envolvidos no ajuste. Os parâmetros que devem realmente ser ajustados não são $\lambda_2, \lambda_3, K_2$ e K_4 mas sim α, β, γ porque estes é que são os parâmetros independentes. Isto não foi feito neste trabalho devido a forma extremamente complicada das expressões que relacionam K_2 e K_4 com λ, β, γ .

O ajuste que fizemos é equivalente porque $\lambda_2, \lambda_3, K_2$ e K_4 são funções de α, β, γ .

Usando o conjunto de parâmetros ajustados (K_2, K_4, λ_2 e λ_3) obtemos que os valores

$$\alpha = 4.5 \pm 0.1$$

$$\alpha = 4.5 \pm 0.1$$

$$\beta = 0.4 \pm 0.1$$

ou

$$0 \leq \beta \leq 0.1$$

$$0 \leq \gamma \leq 0.1$$

$$\gamma = 0.4 \pm 0.1$$

são os únicos consistentes com os nossos resultados.

Na teoria de Abragam-Pound obtém-se que as funções $f_i(\theta)$ da correlação angular

$$W(\theta, t) = C_0 + \sum_i C_i f_i(\theta) \exp(-\lambda_i t)$$

são polinômios de Legendre. Ou seja, a correlação angular é uma soma de polinômios de Legendre, cada um com o seu próprio fator de atenuação.

$$W(\theta, t) = C_0 + \sum_k C_k P_k(\cos \theta) \exp(-\lambda_k t)$$

Dillenburg-Maris, mostraram que no caso geral (isto é, sem supor $\omega\tau_c \ll 1$) as $f_i(\theta)$ não são polinômios de Legendre.

É possível, no entanto, expandir as $f_i(\theta)$ em polinômios de Legendre

$$f_i(\theta) = \sum_k A_{k,i} P_k(\cos \theta)$$

Para o caso $I=2$, mostramos no capítulo II que com esta expansão a correlação angular pode ainda ser escrita como uma soma de polinômios de Legendre mas, cada um dos polinômios P_k não tem mais uma só exponencial $\exp(-\lambda_k t)$ como fator de atenuação, mas sim, uma combinação linear delas.

R. Brenn e outros (41) usaram a teoria de Dillenburg-Maris para interpretar os dados de recuo em vácuo do Yb, obtendo um excelente ajuste entre estes dados e a expressão de Dillenburg-Maris para $G_2(t)$

$$G_2(t) = (1-K_2)e^{-\lambda_2 t} + K_2 e^{-\lambda_3 t} \quad (56)$$

Isto foi interpretado como uma evidência de que in-

terações violentas, poucas e de curta duração, desempenham um papel importante no mecanismo de interação.

Nos dados experimentais para o ^{150}Sm que analisamos o ajuste com as expressões de Dillenburg-Maris também é muito bom. A interpretação dada por R. Brenn, no entanto, não é completa. A existência de interações violentas realmente impõe a necessidade de um tratamento do tipo de Dillenburg Maris para o processo, o qual conduz a uma superposição linear de exponenciais para os fatores de atenuação $G_k(t)$ mas, por outro lado, o fato de expressões do tipo 56 fornecerem um bom ajuste não significa, necessariamente, que ocorrem interações violentas. Conforme mostrado posteriormente (42), uma suposição muito mais fraca do que $\omega\tau_c \ll 1$ garante que as distribuições características $f_i(\theta)$ são polinômios de Legendre: é suficiente supor que a influência do envoltório pode ser simulado pela aplicação em cada núcleo individual de uma sequência de potenciais externos dependentes do tempo que tem uma duração da ordem de τ_c , sendo que o conjunto de todas as sequências para os núcleos no ensemble são estatísticas no tempo e não tem direção preferencial no espaço. Em contradição com o tratamento perturbativo, não se faz nenhuma hipótese sobre a intensidade dos potenciais.

Assim, é possível interpretar a discrepância entre os pontos experimentais e a teoria de Abragam-Pound como sendo devida a inexistência de simetria esférica no mecanismo de interação. Trata-se, certamente, de um resultado muito interessante porque no caso de recuo em vácuo as mudanças no campo hiperfino perturbador são devidas, exclusivamente, a transições eletrônicas na coroa excitada e estas obedecem a regra de seleção para transições dipolares $\Delta m_z = 0, \pm 1$ a qual não permite uma perda total de orientação de \vec{J} depois de um certo número de transições, especialmente no caso de \vec{J} inicial ser muito alto.

É necessário um número maior de dados experimentais que mostrem que o ajuste obtido com a teoria de Dillenburg-Maris não é casual mas, com base nesta análise o que se pode dizer é que esta teoria deve ser considerada no estudo do problema de recuo em vácuo. Quanto a perda de simetria esférica no mecanismo de interação podemos fazer um teste usando a suposição simplificadora de um campo hiperfino com direção fixa.

Nas figuras 4 e 5 são mostradas as curvas obtidas ajustando os modelos de orientação fixa (Blume e FOGA). O uso de uma aproximação deste tipo, isto é, um campo magnético com direção constante para cada íon se justifica se considerarmos que a regra de seleção para transições de dipolo $\Delta m_z = 0, \pm 1$ favorece a preservação aproximada da orientação inicial do eixo do campo. Neste sentido, o modelo Blume estaria considerando relevantes para a intensidade do campo somente as contribuições de alguns particulares estados de momento angular da cascata (por exemplo, somente as contribuições de estados s) enquanto que o modelo FOGA supõe uma distribuição gaussiana para a intensidade do campo.

A função $G_k(t)$ obtida no modelo FOGA tem dois parâmetros livres: $\langle \omega^2 \rangle$ e τ_c . No entanto, o programa utilizado para fazer o ajuste de χ^2 mínimo mostrou que a função $\bar{G}_k(t_V)$ não é sensível a mudanças dos dois parâmetros independentemente, mas somente ao produto deles. A figura 6 ilustra este aspecto: a linha reta representa a região de $\langle \omega^2 \rangle \tau_c = 2 \pm 0.1 = \text{constante}$. Pode-se ver que $\sqrt{\frac{\chi^2}{g.l.}}$ não muda

significativamente quando os parâmetros mudam de duas ordens de grandeza mantendo o produto constante. Na figura 5 colo-

camos a curva correspondente a $\sqrt{\frac{\chi^2}{g \cdot l}} = 2.03$ que é o menor

obtido, mas é necessário testar a consistência física dos valores dos parâmetros que geraram esta curva.

Dos valores de $\langle \omega \rangle$ ajustados podemos extrair o valor de $\langle B(0) \rangle$. Assim, obtivemos:

$$\text{Blume: } \langle B(0) \rangle = 60 \pm 11 \text{MG}$$

$$\text{FOGA } \left(\sqrt{\frac{\chi^2}{g \cdot l}} = 2.03 \right): \langle B(0) \rangle \approx 240 \text{MG}$$

O valor obtido no contexto do modelo de Blume é razoável (36), o de FOGA está totalmente fora de qualquer estimativa. Se tomarmos o valor de $\langle B(0) \rangle \approx 60 \text{MG}$ como um limite superior para o campo magnético num ion deste tipo pode-se ver que a reta da figura 6 nos leva para uma região de $\sqrt{\frac{\chi^2}{g \cdot l}} \approx 2.9$ e, portan-

to, em condições fisicamente consistentes o modelo FOGA não fornece um bom ajuste para os nossos pontos experimentais.

Duas dúvidas permanecem quanto ao uso de uma a aproximação de orientação fixa: 1) a regra de seleção de dipolo é suficiente para justificar a preservação da orientação do campo? 2) que tipo de distribuição para o campo parece ser mais realista?

Se o tempo de correlação τ_c obtido no ajuste fosse maior, poderíamos usar como um outro argumento para justificar a preservação da orientação inicial o fato de ocorrer um número pequeno de transições eletrônicas dentro do tempo

de observação. Mas, como se vê na tabela 3, $\tau_c \approx 2$ ps no modelo de Blume e da figura 6 obtêm-se que $\tau_c \leq 2$ ps no modelo FOGA. Este é o caso particular da situação atômica envolvida nos dados que estamos analisando. Outros dados, envolvendo outra situação atômica (estado de carga médio diferente) foram bem ajustados pelos modelos de orientação fixa com tempo de correlação suficientemente grande para que este argumento possa ser usado(37).

Sem um conhecimento maior das transições óticas que ocorrem no ion excitado não podemos fazer uma análise do tipo de distribuição que devemos esperar. O que nos parece mais importante é tentar generalizar o modelo, admitindo que a orientação do campo também varia. Desta maneira se poderia testar o quanto a situação real se afasta de uma aproximação de orientação fixa.

Esta generalização foi feita por Bosch e Spehl (38) mas o trabalho ainda não foi publicado e não sabemos, inclusive, se os fatores de atenuação $G_k(t)$ puderam ser colocados numa forma analítica(39).

Os resultados que obtivemos não nos permitem tomar uma posição definitiva a respeito do problema de recuo em vácuo. O que se pode dizer é que os parâmetros atômicos envolvidos no processo, isto é, o estado de carga e o estado de excitação desempenham um papel importante no mecanismo de interação. Isto é mostrado bastante claramente na discussão que fizemos sobre o uso da teoria de Abragam-Pound.

Como mais uma evidência da dependência da interação com o estado de carga médio, mostramos nas figuras 11, 12, 13 e 14, um conjunto adicional de dados de recuo em vácuo do ^{150}Sm excitado por um feixe de ^{16}O , recuando a $v = 0.013c$. Estes dados foram obtidos por T. Polga e colaboradores e publicados preliminarmente na conferência de Rehovot. Reanalizamos estes dados, incluindo um número maior de pontos experimentais e tentamos ajustá-los com os modelos estocásticos que discutimos acima. Uma série de aspectos interessantes surge dos ajustes (veja a tabela 4):

- 1 - a teoria de Abragam-Pound com interação mista de di polo e quadrupolo fornece um ajuste muito melhor neste caso do que no caso anterior;
- 2 - três modelos, isto é, Abragam-Pound, Dillemburg - Ma ris e FOGA dão um ajuste aproximadamente da mesma qualidade;
- 3 - o valor do tempo de correlação ajustado do modelo FOGA é $\tau_c \approx 29,2$ ps, muito maior do que aquele obtido no caso anterior;

4 - Blume: $\langle B(0) \rangle \approx 25$ MG

FOGA : $\langle B(0) \rangle \approx 20$ MG

Comparando os três conjuntos de dados de recuo em vácuo do ^{150}Sm a três velocidades diferentes (veja a figura 10):

v/c	$\bar{\xi}$	Reação
.0215	11^+	$^{150}\text{Sm}(^{32}\text{S}, ^{32}\text{S}\gamma)$
.0130	7^+	$^{150}\text{Sm}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O}\gamma)$
.0190	9^+	$^{150}\text{Sm}(^{35}\text{Cl}, ^{35}\text{Cl}\gamma)$

podemos ver que a dependência com o tempo dos fatores de atenuação $\bar{G}_k(t_V)$ é bastante diferente nos três casos. Isto reforça a nossa suspeita: um modelo pode descrever o mecanismo de interação hiperfina para uma determinada configuração inicial do ion excitado e não descrever para outra. A única maneira de esclarecer as dúvidas que permanecem, tornando o método aplicável a medida de momentos nucleares, é fazer um estudo sistemático de $\bar{G}_k(t_V)$ com o mesmo núcleo no mesmo estado excitado mas variando a velocidade de recuo do ion, ou

seja, variando os parâmetros atômicos. Propomos esta abordagem porque as incertezas com os parâmetros atômicos limitam severamente a aplicação das medidas de recuo em vácuo para a determinação de campos hiperfinos e momentos nucleares. É necessário, portanto, ganhar algum controle sobre estes parâmetros para que o método possa ser usado efetivamente.

Este estudo pode vir a ser bastante elucidativo e pretendemos fazê-lo a seguir no Laboratório do Pelletron.

REFERÊNCIAS

1. ALDER, K., WINTHER, A.; Coulomb Excitation, Academic Press-
New York.
2. ALDER, K., BOHR, A., HUUS, T., MOTTELSON, B., WINTHER, A.;
Revs. Modern Phys.; 28, 432 (1956).
3. JACKSON, J. D.; Classical Eletrodynamics.
4. FALKOFF, D. L., UHLEMBECK, G. E.; Phys. Rev.; 79, 323 (1950).
5. BIEDHORN, L. C., ROSE, M. E.; Revs. Modern Phys.; 25, 729 (1953)
6. NORDHAGEN, R.; Proceedings of the Conference on Hyperfine
Interactions; Rehovot, Israel (1970) Gordon and Breach ,
vol. III.

7. ABRAGAM, A., POUND, R.V.; Phys.Rev.; 92, 943(1953).
8. DILLENBURG, D., MARIS, Th.; Nuclear Phys.; 33, 208(1962).
9. BLUME, M.; Hyperfine Interactions and Nuclear Radiations; North-Holland, Amsterdam(1968).
10. BOSCH, F., SPEHL, H.; Z.Phys.; 253, 257(1972).
11. VIDE (6), FAESSLER, M. e outros pag.968.
12. ROUDOLPH, W.L. e outros; Phys.Lett, 44B, 36(1973)
13. JONES, K.W., SCHWARZCHILD, A.S., WARBURTON, E.K., FOSSON, D. B.; Phys.Rev.; 178, 1773(1969).
14. ALDER, K.; Helv.Phys.Acta, 25, 235(1952).
15. VIDE (7).
16. GOLDRING, G. e outros; Phys.Rev.Letters; 28, 763(1972).
17. BENZVI, I. e outros; Nuclear Phys.; A121, 592(1968).
18. VIDE (6).
19. DOUBT, H.A.; Z.Physik; 254, 339(1972).
20. WANG, M., UHLENBECK, G.E.; Rev.Modern Phys.; 17, 323(1945).
21. VIDE (7) pag.953.
22. SIEGBAHN, K.; α, β and γ -Rays Spectroscopy.
23. KARLSSON, E.; Perturbed Angular Correlations, North-Holland, (1954).
24. VIDE (8).
25. VIDE (9).
26. SPROUSE, G., in (6) pag.931.

27. FREEMAN, A.; Hyperfine Interactions, Academic Press, (1967).
28. BLUME, M., TJON, J.A.; Phys. Rev.; 161, 499 (1967).
29. VIDE (10).
30. DOOB, J.L.; Ann. of Math.; 43, 351 (1942).
31. BETZ, H.; Phys. Lett.; 22, 643 (1966) e BETZ, H.; Rev. Mod. Phys.; 44, 465 (1972).
32. VIDE (17).
33. WARD, D. e outros; Nucl. Phys.; A193, 479 (1972).
34. SPEHL, H., STEADMAN, S., DOUBT, H.A. e outros - Preprint (outubro 1973).
35. KOPFERMANN, H., Academic Press Incorp., pag. 118 e seguintes (1958).
36. Este é o valor de $\bar{B}(0)$ gerado por um elétron 5s, calculado usando a expressão (26-27) da referência (35) corrigida por dados espectroscópicos recentes.
37. BRENN, R. e outros; Phys. Rev. Lett.; 28, 929 (1972).
38. Citado na referência (34).
39. Segundo Blume, uma generalização deste tipo não permite uma solução analítica para $G_k(t)$ (vide referência (40)).
40. Blume, M; Phys. Rev.; 174, 351 (1968).
41. BRENN, R. e outros; Nuclear Physics A154 (1970) 358
42. DILLENBURG, D., MARIS, Th.; Phys. Letters 17, 293 (1965)

TABELA 1 (ABRAGAM - POUND)

	$\bar{G}_2 = \frac{1}{\lambda_2} \text{ (ps)}$	$\bar{G}_4 = \frac{1}{\lambda_4} \text{ (ps)}$	$\sqrt{\frac{\chi^2}{\text{g.e.}}}$	$\frac{\lambda_2}{\lambda_4}$	$\frac{\langle \omega_E^2 \rangle^{1/2}}{\langle \omega_H^2 \rangle^{1/2}}$
MAGNÉTICA PURA (FIG. 1)	35.70 ± 0.65	10.94 ± 0.11	5.16	0.30 ± 0.006	
MAGNÉTICA + ELÉTRICA (FIG. 2)	29.11 ± 0.52	17.91 ± 0.17	5.02	0.45 ± 0.026	0.145

$$\bar{G}_k = \left(1 - \frac{1}{\lambda_k \bar{G} + 1}\right) \exp \left[-(\lambda_k \bar{G} + 1) \frac{t_{\text{tr}}}{\bar{G}} \right] + \frac{1}{\lambda_k \bar{G} + 1}$$

$$\lambda_k = \frac{1}{3} k(k+1) \bar{G}_c \left\{ \langle \omega_H^2 \rangle + \frac{g}{5} \langle \omega_E^2 \rangle \left[4I(I+1) - k(k+1) - 1 \right] \right\}$$

$$\langle \omega_H^2 \rangle = \frac{g^2 4^2 \langle B^2 \rangle}{\hbar}$$

$$\langle \omega_E^2 \rangle = \left[\frac{e Q}{4I(2I-1) \hbar} \right]^2 \langle V_{zz}^2 \rangle$$

TABELA 2 (DILLEMBURG - MARIS)

$\frac{1}{\lambda_2}$ (ps)	79.74 ± 18.60
$\frac{1}{\lambda_3}$ (ps)	3.70 ± 0.63
K_2	0.36 ± 0.05
K_4	0.39 ± 0.04
$\sqrt{\frac{\chi^2}{g.v.}}$	1.24

$$\bar{G}_2 = \left(1 - K_2 - \frac{1 - K_2}{\lambda_2 \tau + 1} \right) \exp \left[-(\lambda_2 \tau + 1) \frac{t_{\text{or}}}{\tau} \right] + \left(K_2 - \frac{K_2}{\lambda_3 \tau + 1} \right) \exp \left[-(\lambda_3 \tau + 1) \frac{t_{\text{or}}}{\tau} \right] + \frac{1 - K_2}{\lambda_2 \tau + 1} + \frac{K_2}{\lambda_3 \tau + 1}$$

$$\bar{G}_4 = \left(K_4 - \frac{K_4}{\lambda_2 \tau + 1} \right) \exp \left[-(\lambda_2 \tau + 1) \frac{t_{\text{or}}}{\tau} \right] + \left(1 - K_4 - \frac{1 - K_4}{\lambda_3 \tau + 1} \right) \exp \left[-(\lambda_3 \tau + 1) \frac{t_{\text{or}}}{\tau} \right] + \frac{K_4}{\lambda_2 \tau + 1} + \frac{1 - K_4}{\lambda_3 \tau + 1}$$

TABELA 3 (BLUME)

ζ_c (ps)	2.11 ± 0.10
$\langle w \rangle$ (ps)	0.11 ± 0.02
$\sqrt{\frac{\chi^2}{g.l.}}$	2.63

$$\bar{G}_k = \frac{1}{2k+1} \sum_{N=-k}^{+k} \frac{1}{1 + \frac{N^2 \omega^2 \zeta_c^2}{1 + \zeta_c}} +$$

$$+ \exp \left[- \left(\frac{1}{2\zeta_c} + 1 \right) \frac{t_{\nu}}{\zeta_c} \right] \left[\frac{1}{1 + \frac{1 + \zeta_c}{N^2 \omega^2 \zeta_c}} \cos \left(\sqrt{4N^2 \omega^2 \zeta_c - 1} \frac{t_{\nu}}{2\zeta_c} \right) + \right.$$

$$\left. + \frac{1 + 2\zeta_c}{\sqrt{4\omega^2 N^2 \zeta_c^2 - 1} \left(1 + \frac{1 + \zeta_c}{N^2 \omega^2 \zeta_c} \right)} \operatorname{sen} \left(\sqrt{4\omega^2 \zeta_c^2 N^2 - 1} \frac{t_{\nu}}{2\zeta_c} \right) \right]$$

ABRAGAM - POUND (mistig)

$$\frac{1}{k_2} = 54.20 \pm 1.14 \text{ ps}$$

$$\frac{1}{k_4} = 31.61 \pm 0.72 \text{ ps}$$

$$\sqrt{\frac{x^2}{q.e.}} = 2.52$$

$$\frac{\langle w_i^2 \rangle_{4k}}{\langle w_i^2 \rangle_{1/2}} = 2.17$$

DILLEMBURG - MARIS

$$\frac{1}{k_2} = 157.20 \pm 30.24 \text{ ps}$$

$$\frac{1}{k_4} = 25.23 \pm 3.51 \text{ ps}$$

$$K_2 = 0.53$$

$$K_4 = 0.14$$

$$\sqrt{\frac{x^2}{q.e.}} = 2.56$$

FOGA

$$\bar{c}_e = 29.260 \pm 0.96 \text{ ps}$$

$$w = 0.034 \pm 0.005 \text{ ps}^{-1}$$

$$\sqrt{\frac{x^2}{q.e.}} = 2.40$$

BLUME

$$\bar{c}_e = 6.230 \pm 0.160 \text{ ps}$$

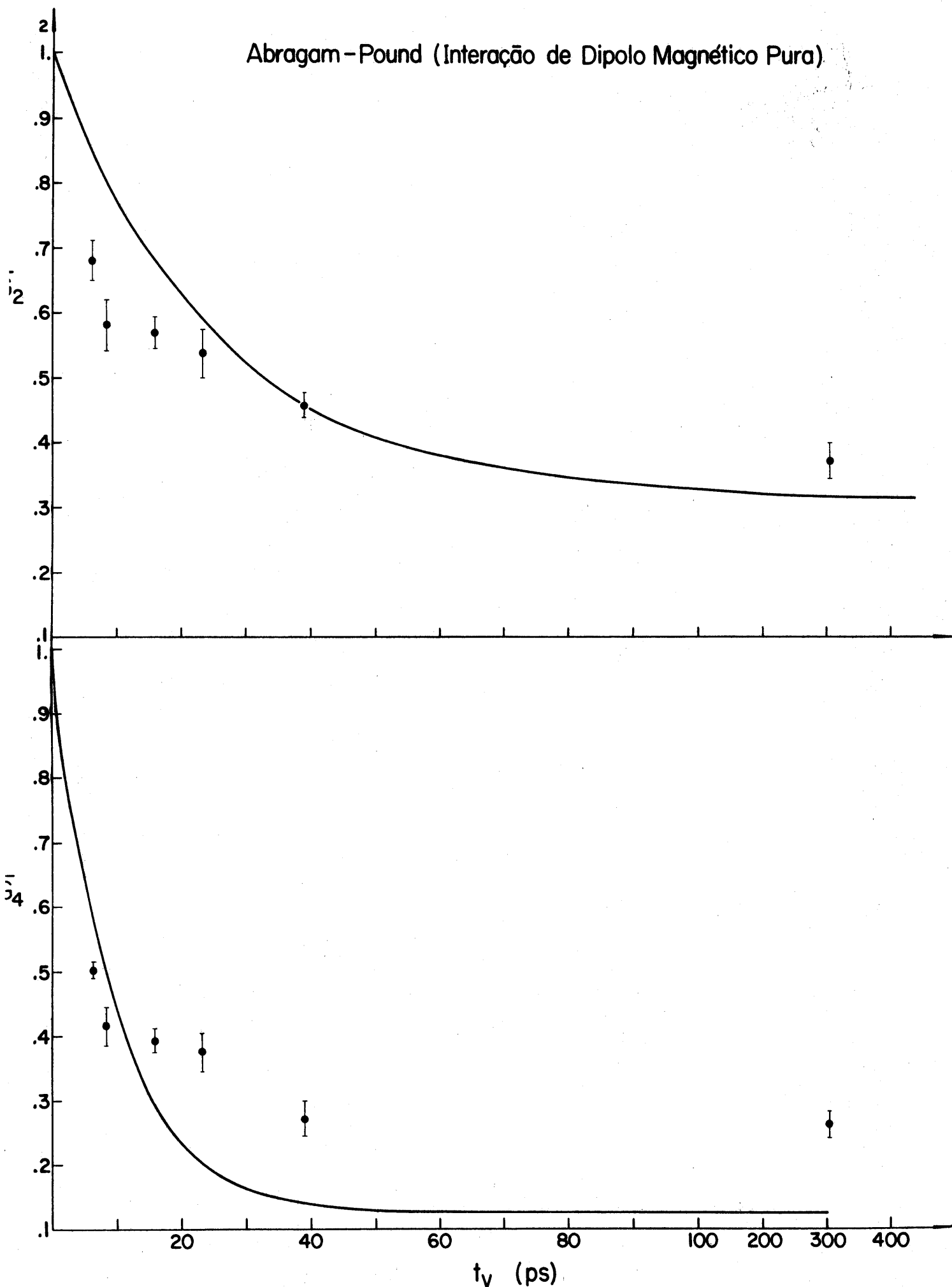
$$w = 0.045 \pm 0.006 \text{ ps}^{-1}$$

$$\sqrt{\frac{x^2}{q.e.}} = 3.52$$

DESCRIÇÃO DAS FIGURAS

- Fig. 1 - Ajuste das fórmulas para $\bar{G}_2(t_V)$ e $\bar{G}_4(t_V)$ obtidas da teoria de Abragam-Pound (Tabela-1) com os dados experimentais provenientes da reação $^{150}\text{Sm}(^{32}\text{S}, ^{32}\text{S}\gamma)$ supondo interação de dipolo magnético pura.
- Fig. 2 - Ajuste das fórmulas para $\bar{G}_2(t_V)$ e $\bar{G}_4(t_V)$ de Abragam-Pound admitindo interação mista de dipolo magnético e quadrupolo elétrico (Tabela-1).
- Fig. 3 - Ajuste das fórmulas para $\bar{G}_2(t_V)$ e $\bar{G}_4(t_V)$ obtidas com a teoria de Dillenburg-Maris (Tabela-2).
- Fig. 4 - Ajuste das fórmulas para $\bar{G}_2(t_V)$ e $\bar{G}_4(t_V)$ obtidas com o modelo de orientação fixa de Blume, supondo que o campo hiperfina é um campo magnético (Tabela-3).
- Fig. 5 - Ajuste das fórmulas para $\bar{G}_2(t_V)$ e $\bar{G}_4(t_V)$ obtidas com o modelo FOGA (Fixed Orientation Gaussian Aproximation).
- Fig. 6 - Gráfico log-log de $P_2 = \tau_c/\tau$ versus $P_1 = \langle \omega^2 \rangle \tau^2$ (parâmetros livres do modelo FOGA) onde os pontos com os respectivos χ^2 foram retirados do programa para ajuste de χ^2 mínimo do modelo FOGA
- Fig. 9 - Variação dos fatores de atenuação $\bar{G}_k(t_V)$ com o tempo de vôo para três isótopos do Nd. As curvas representam ajustes de χ^2 mínimo com a teoria de Abragam-Pound supondo interação mista.
- Fig.10 - Gráfico semiquantitativo da distribuição de estados de carga do ^{150}Sm recuando após bombardeio com um íon pesado. As probabilidades de ionização foram normalizadas a 1 porque não se dispõe de dados experimentais. O número médio de cargas arrancadas e a largura das gaussianas são calculadas pelas fórmulas semiempíricas da referência (31).
- Figs.11 e 12 - Ajuste das teorias de Abragam-Pound e Dillenburg-Maris com os dados experimentais provenientes da reação $^{150}\text{Sm}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O}\gamma)$ (Tabela-4).
- Figs.13 e 14 - Ajuste das teorias de Blume e Foga com os dados da reação $^{150}\text{Sm}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O}\gamma)$ (Tabela-4).

Abragam-Pound (Interação de Dipolo Magnético Pura)



Abrogam - Pound (Interação de Dipolo Magnético + Quadrupolo Elétrico)

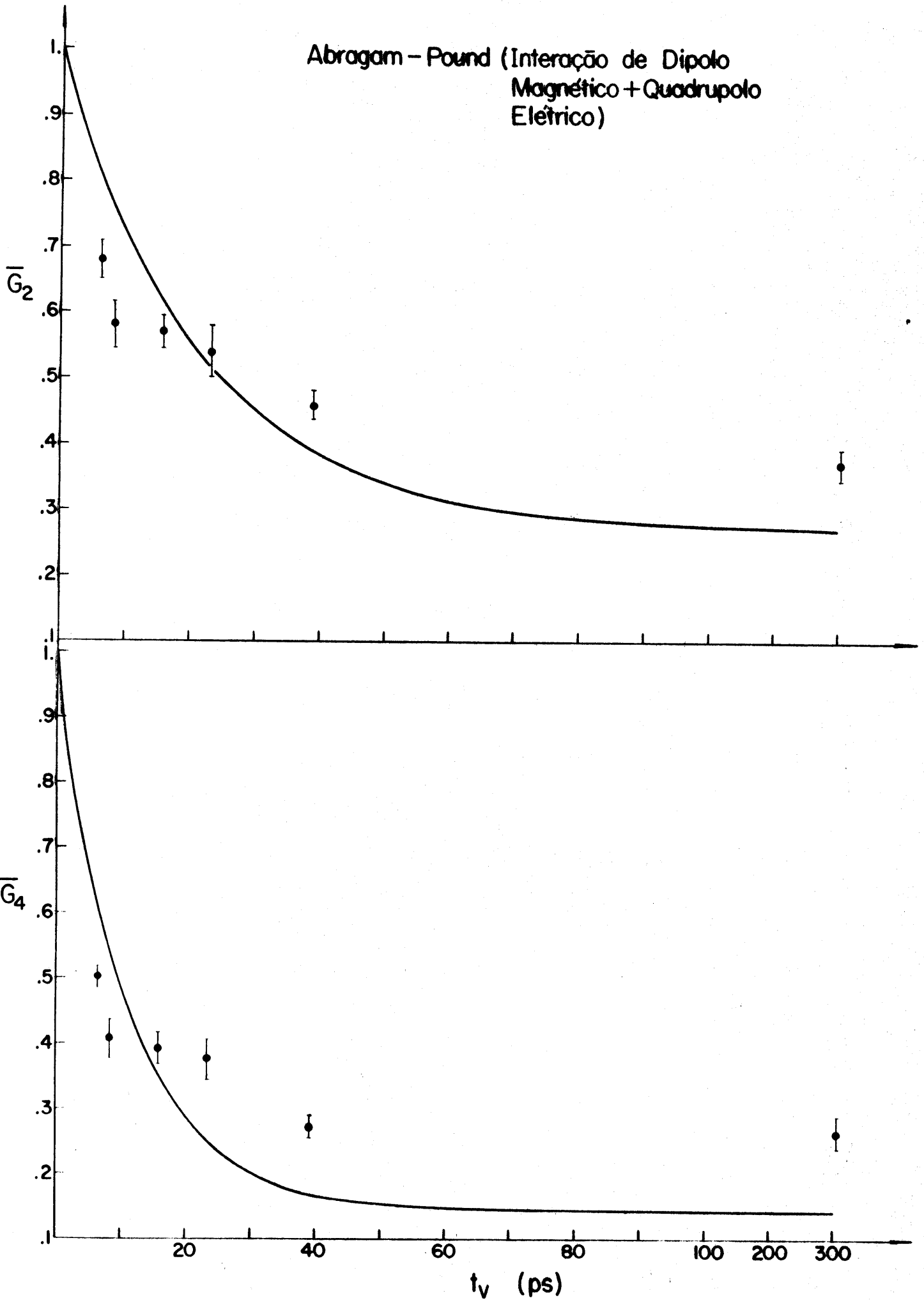


Fig. 2

Dillemburg - Maris

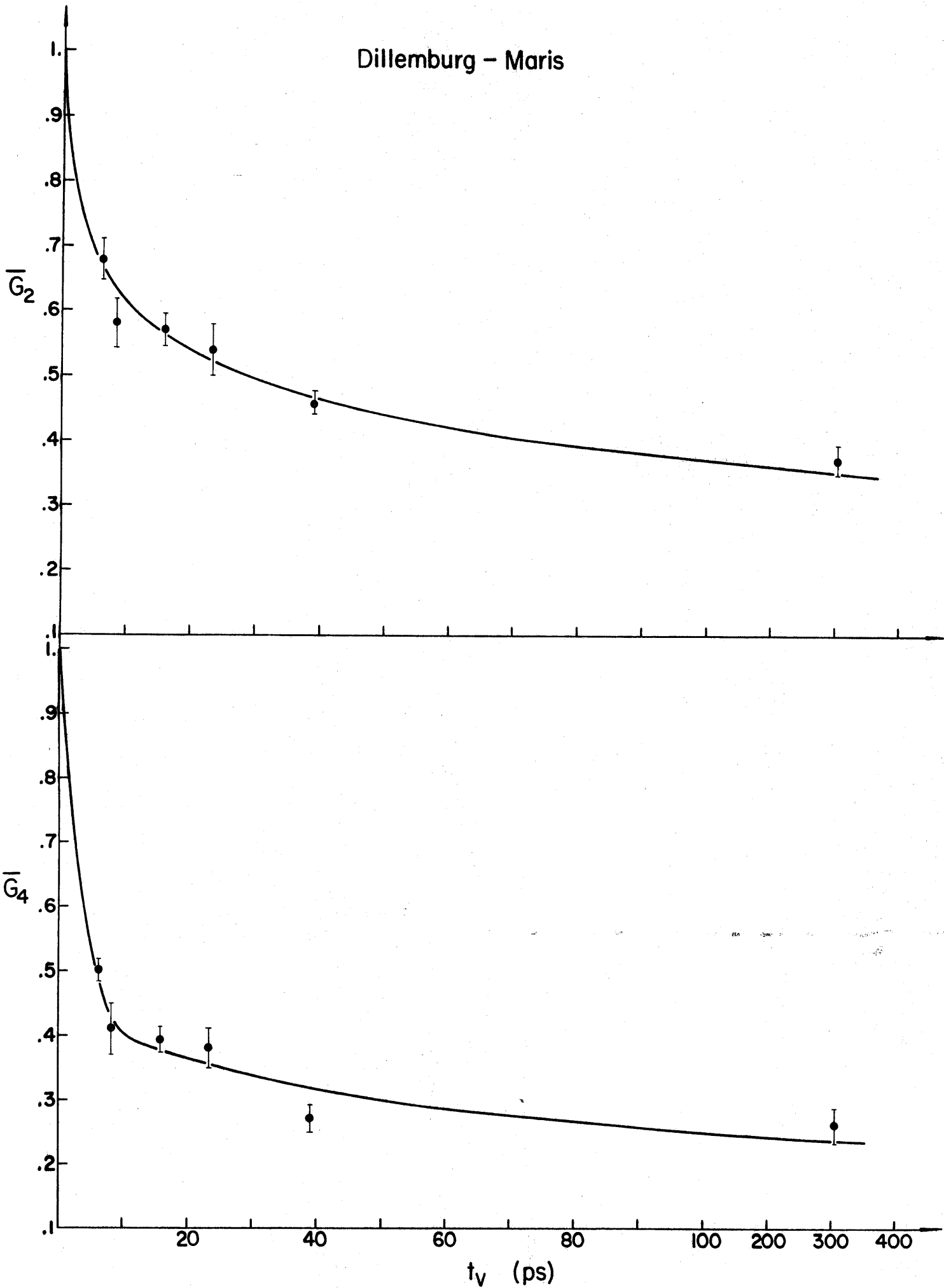


Fig. 3

Blume

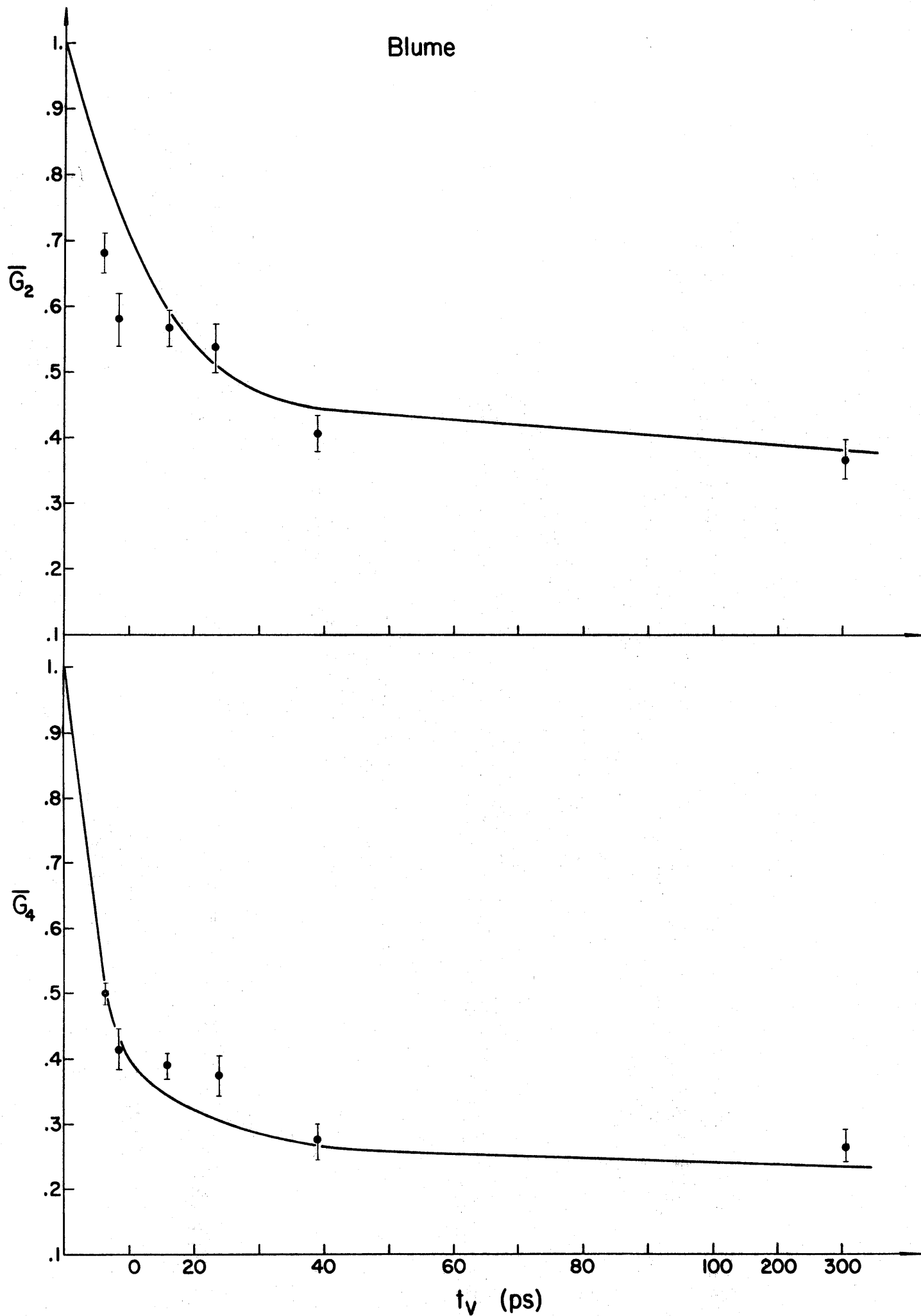


Fig.4

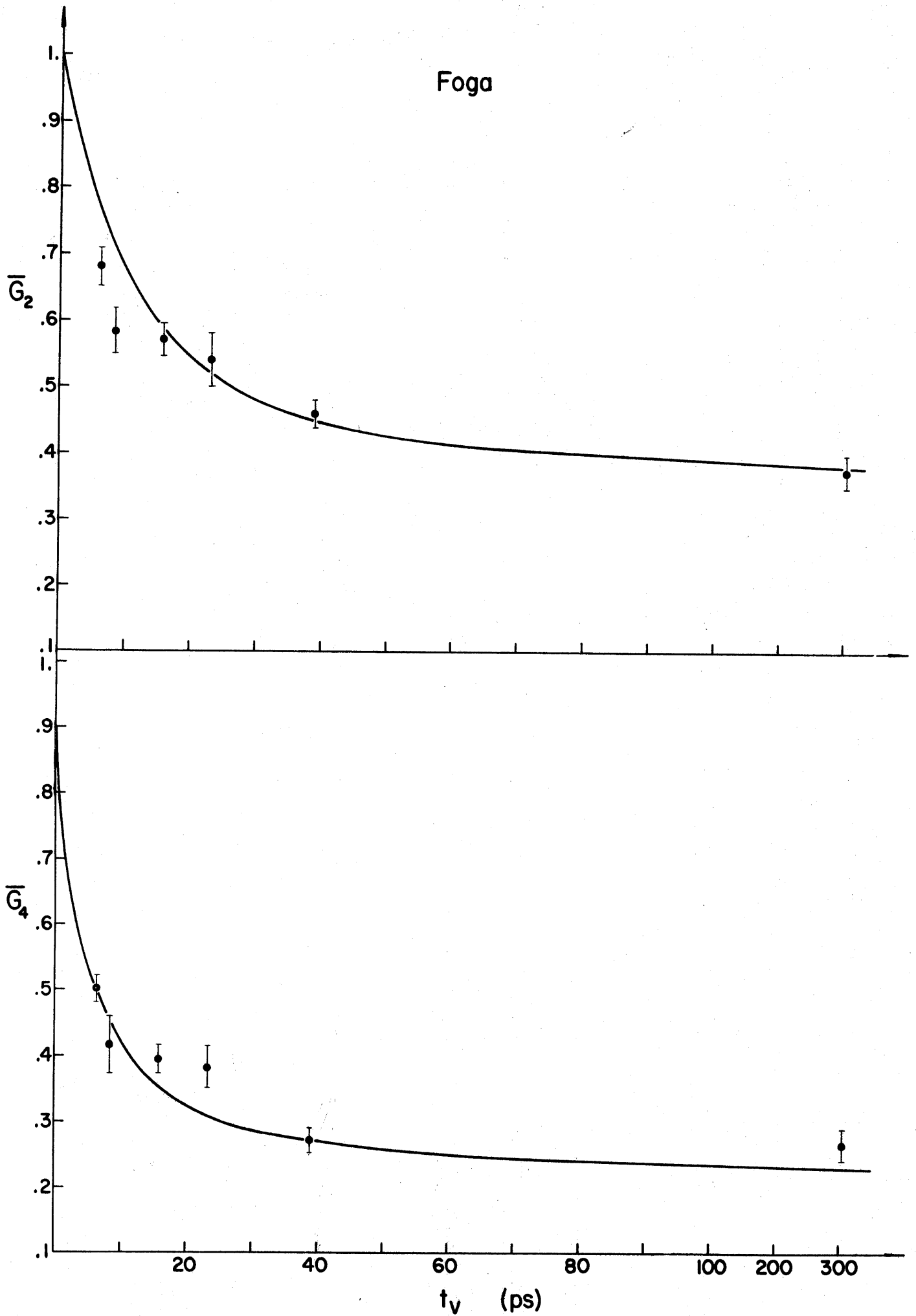


Fig. 5

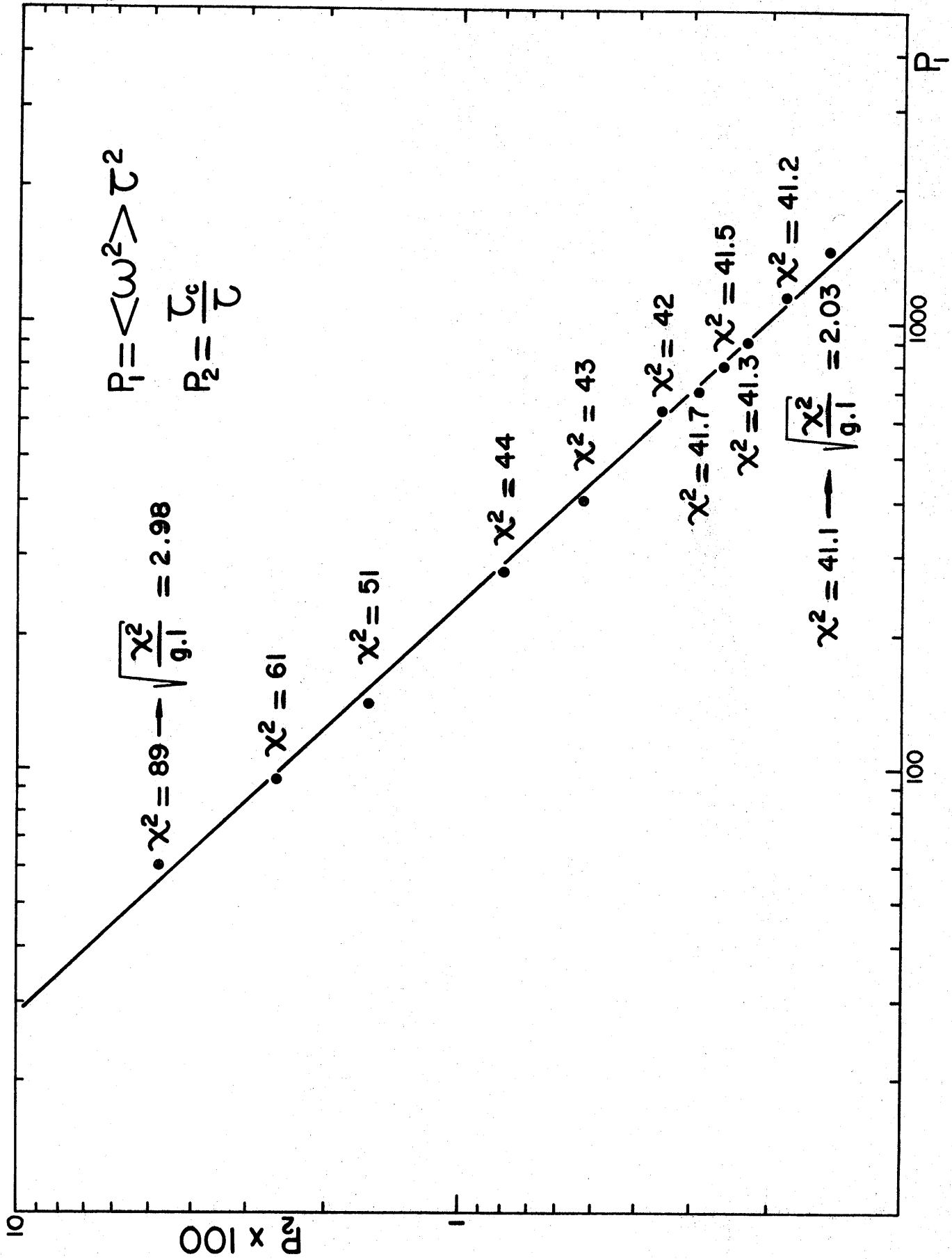
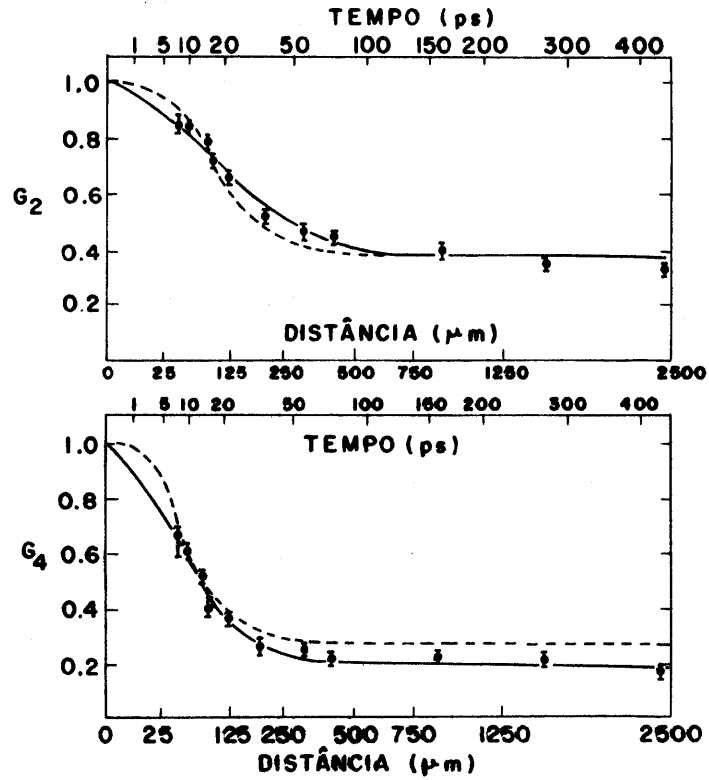
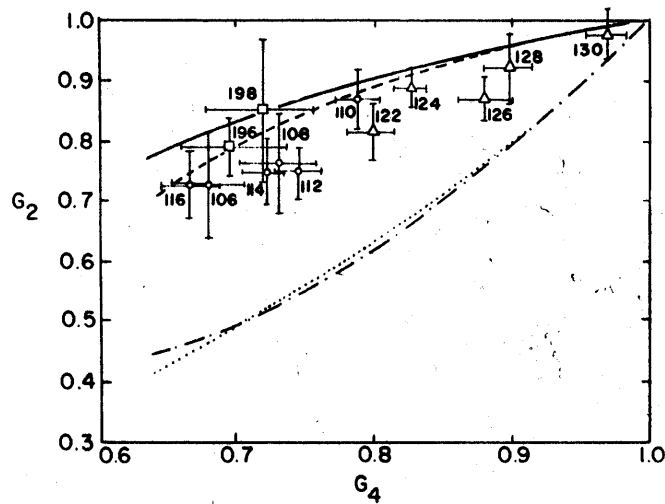


Fig. 6



Ajuste de teoria de Abragam-Pound para o caso de interação mista magnética e elétrica com $\tau_C \omega_M^2$ e $\tau_C \omega_E^2$ como parâmetros livres. A linha pontilhada mostra o ajuste com o modelo FOGA usando ω_M^2 e τ_C como parâmetros livres.

Fig. 7



Δ ISÓTOPOS DE Te

\circ ISÓTOPOS DE Cd

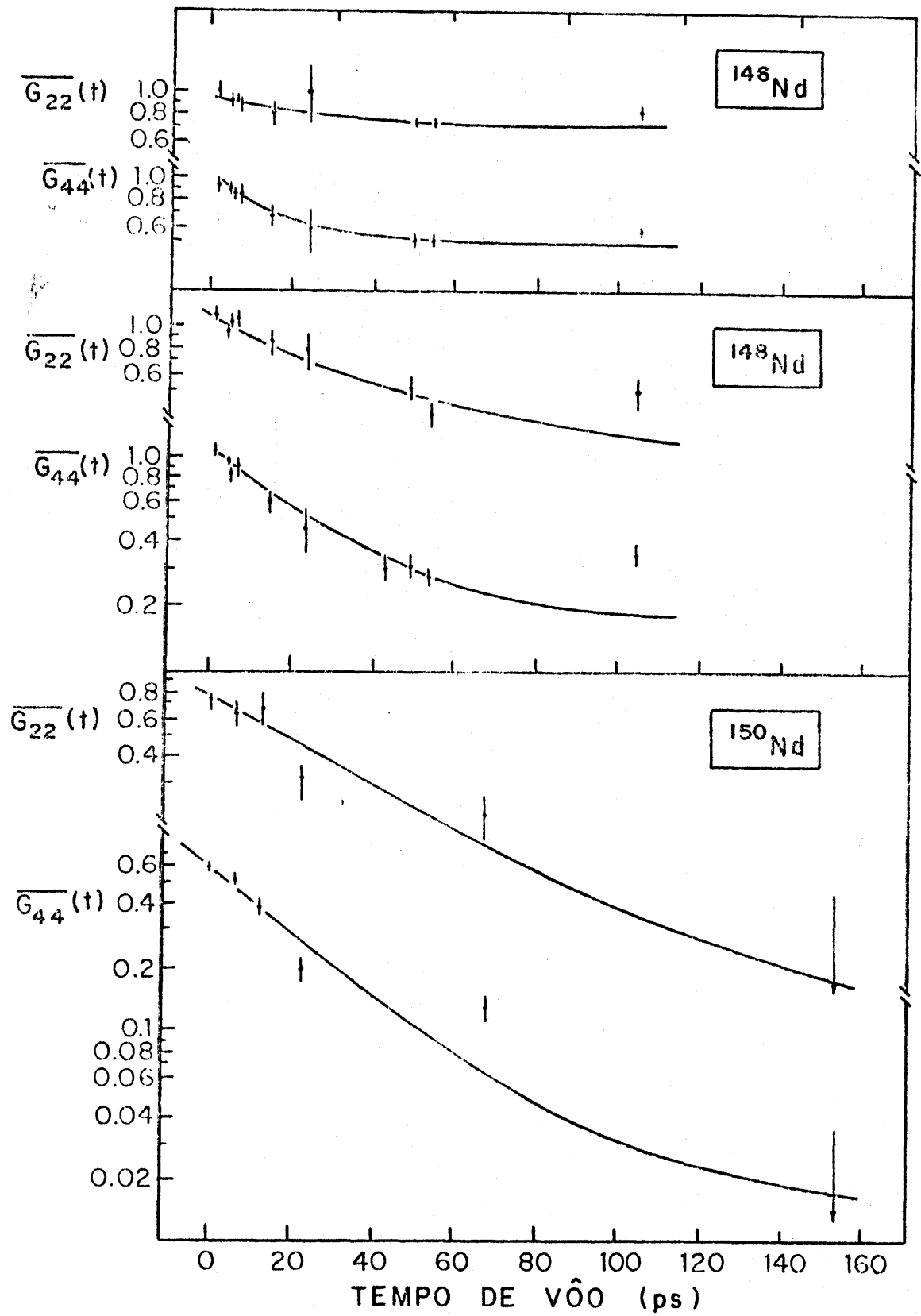
\square ISÓTOPOS DE Pt

— MAGNÉTICA

..... QUADRUPOLO ELÉTRICO

Coeficientes de atenuação $\bar{G}_2(\infty)$ e $\bar{G}_4(\infty)$ para di
versos isótopos recuando em vácuo. As curvas representam re
sultados calculados para alguns tipos de interação.

Fig. 8



ISÓTOPO	Q^{2+} (barn)	$\langle \omega_E^2 \rangle^{1/2} / \langle \omega_M^2 \rangle^{1/2}$
^{146}Nd	-0.75	0.131
^{148}Nd	-1.41	0.230
^{150}Nd	-2.00	0.276

FIGURA 9

$^{150}\text{Sm} (^{16}\text{O}, ^{16}\text{O})$

$^{150}\text{Sm} (^{35}\text{Cl}, ^{35}\text{Cl})$

$^{150}\text{Sm} (^{32}\text{S}, ^{32}\text{S})$

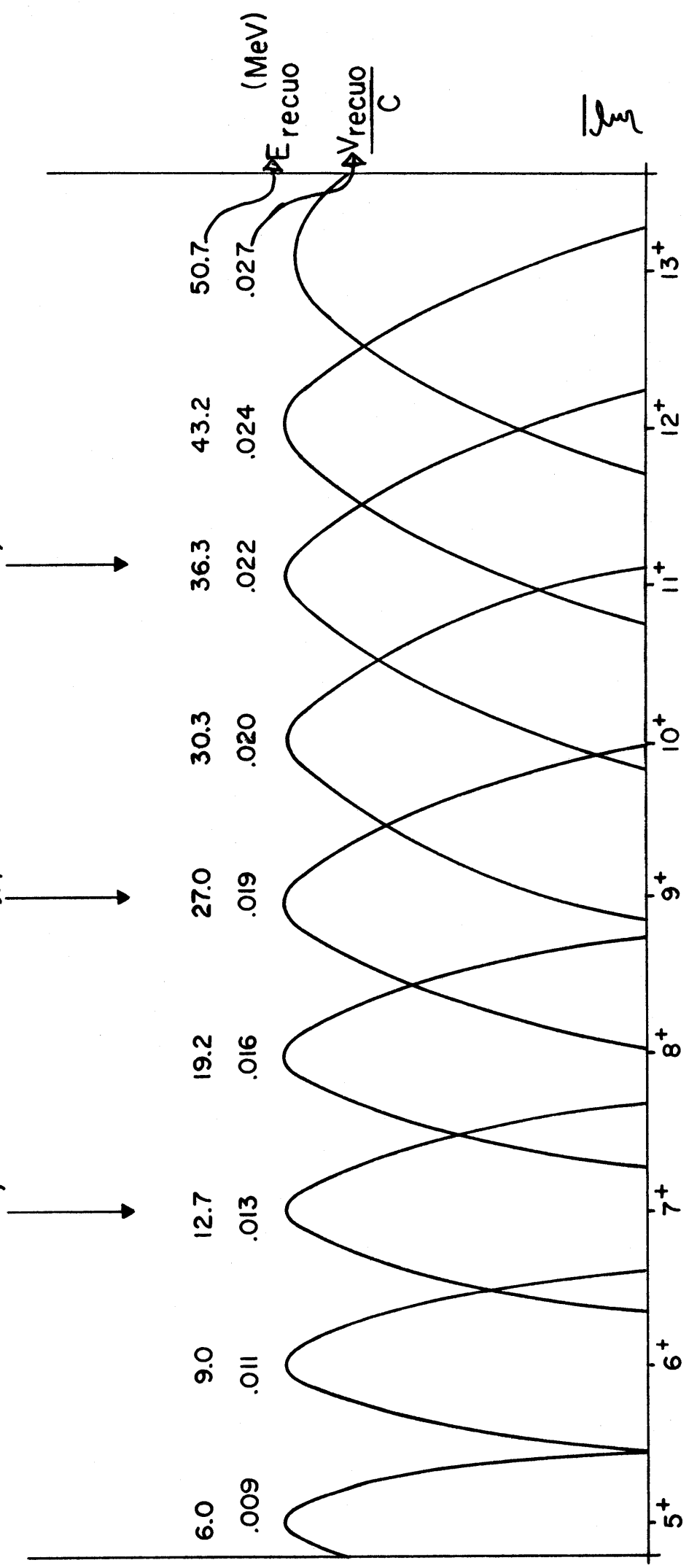


FIG. 10

Handwritten signature

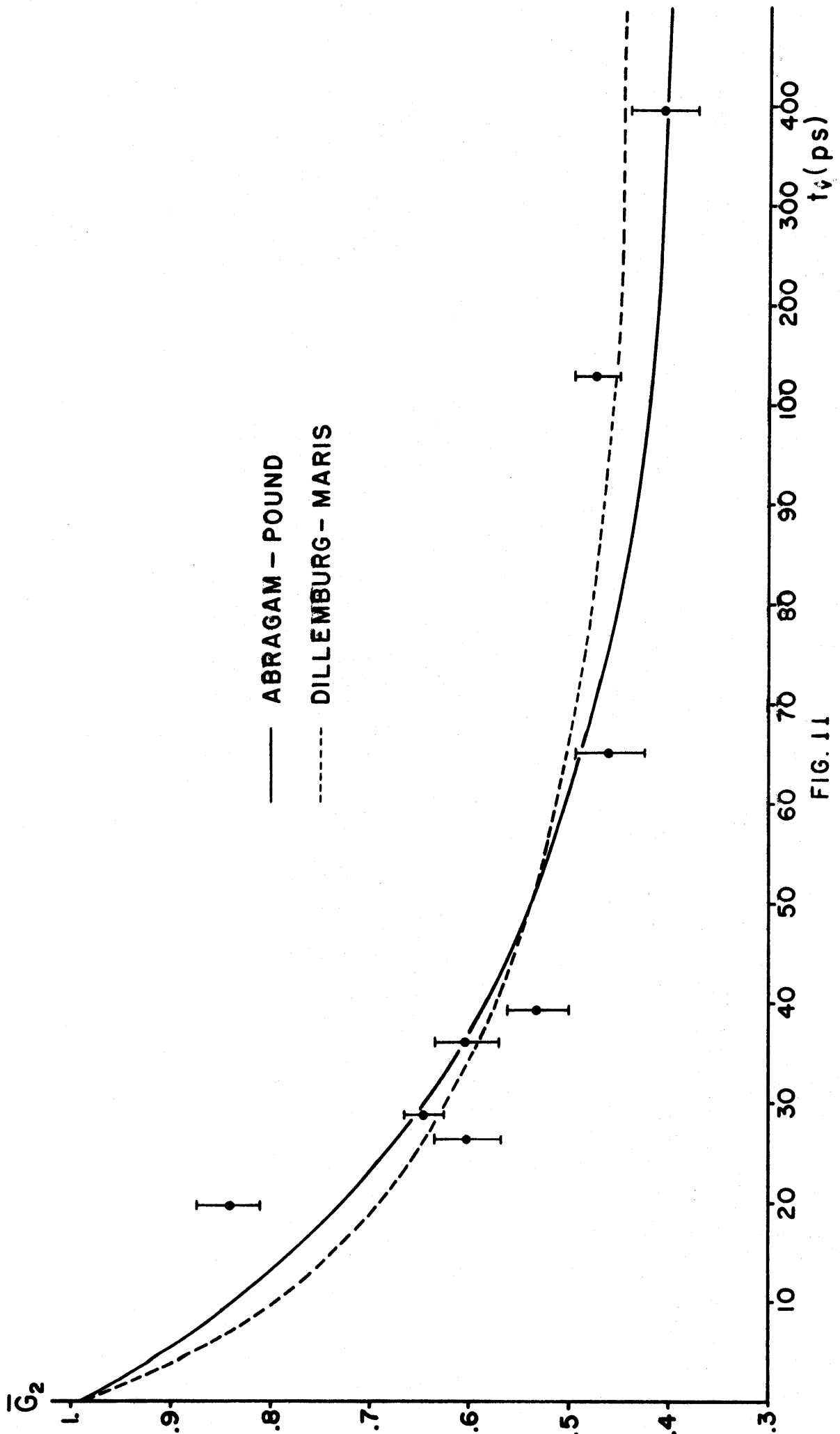


FIG. 11

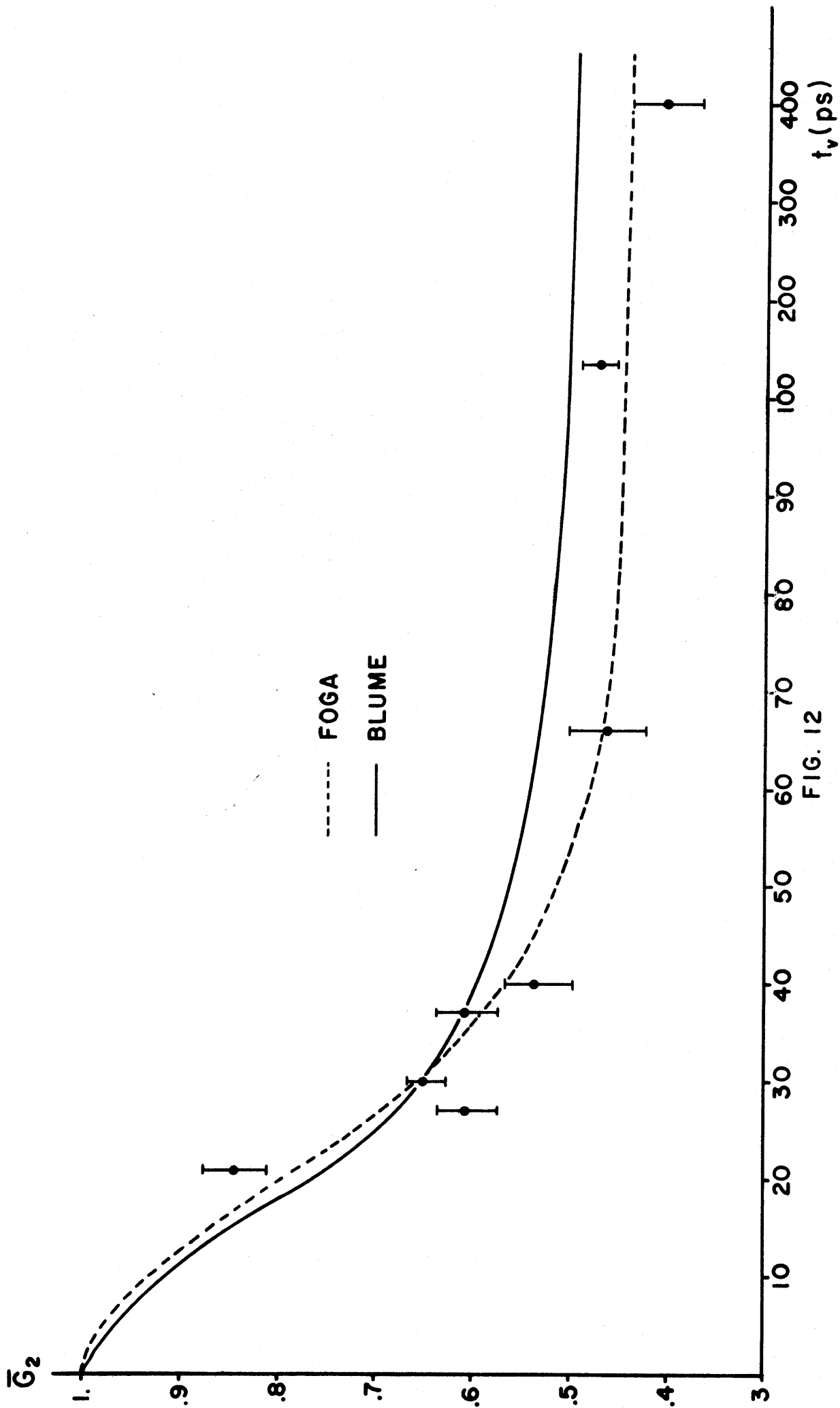


FIG. 12

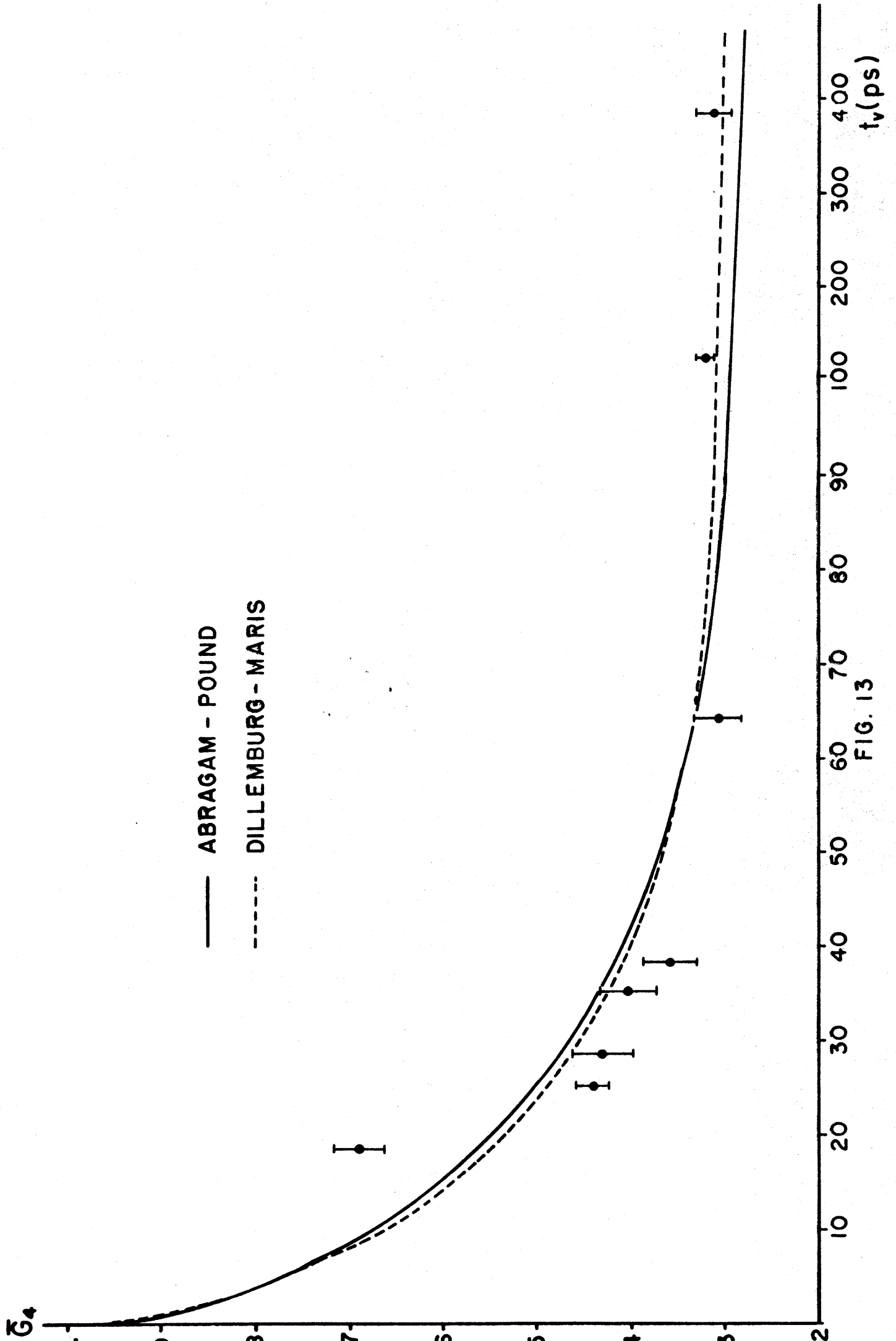


FIG. 13

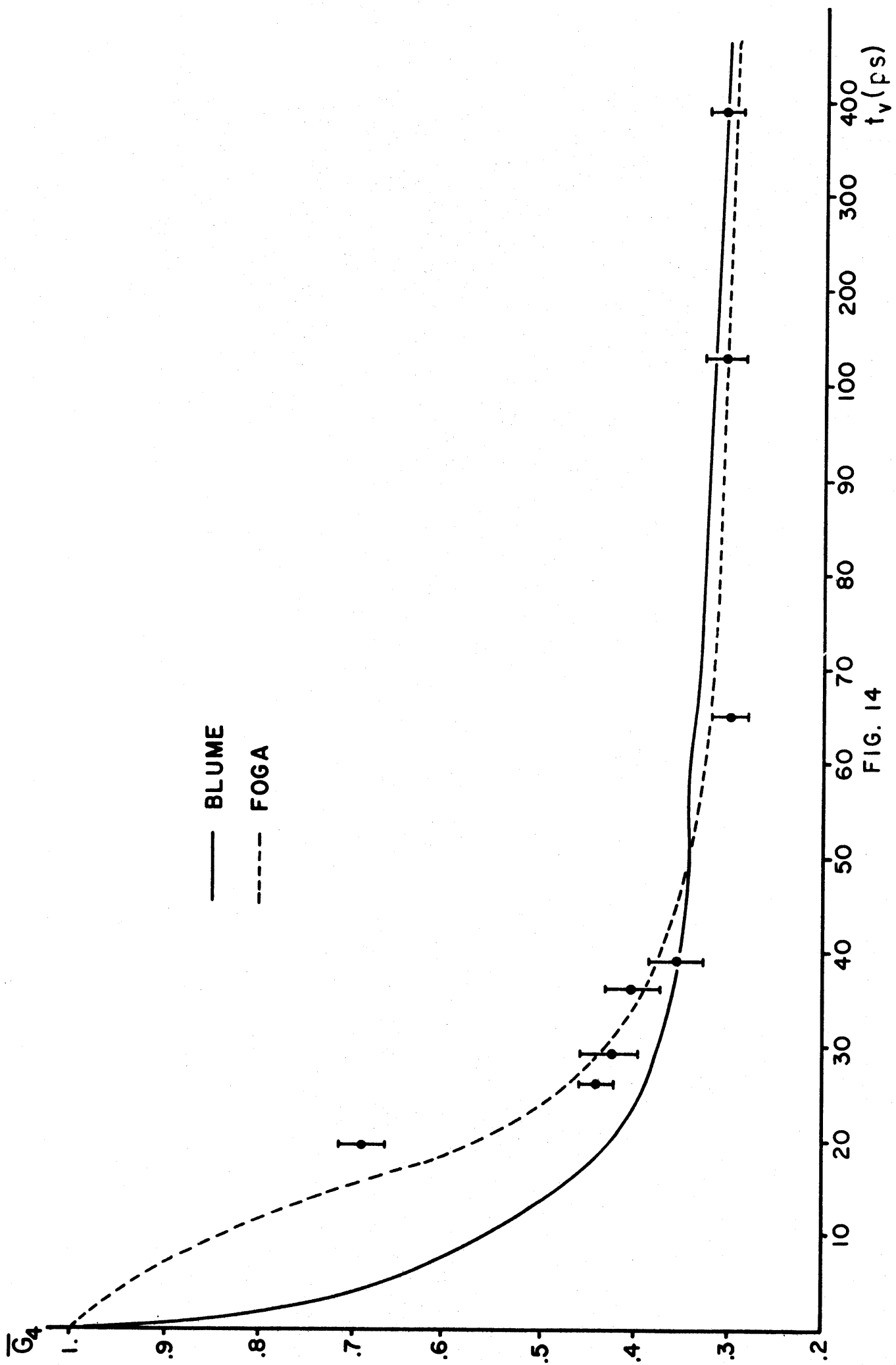


FIG. 14