

JOSÉ ALEXANDRE ROMANO

APLICAÇÕES DA RESSONÂNCIA MAGNÉTICA

FOTOTERMICAMENTE MODULADA

Este exemplar corresponde à redação final
da Tese defendida pelo aluno José
Alexandre Romano e aprovada pela Comissão
julga obra.

Campinas, 13, de julho de 1994

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS

1993

JOSÉ ALEXANDRE ROMANO

APLICAÇÕES DA RESSONÂNCIA MAGNÉTICA
FOTOTERMICAMENTE MODULADA

Orientador:

Prof. Dr. Helion Vargas

Tese apresentada ao Instituto
de Física Gleb Wataghin da
UNICAMP para obtenção do
título de mestre.

Aos meus pais.

Agradecimentos

- Ao Prof. Helion pela orientação e dedicação constantes ao longo deste trabalho, bem como pelo seu estímulo e ânimo científico. Sem isso, acredito seria muito difícil a conclusão deste trabalho;
- Aos Profs. Edson Correa da Silva e Flávio Cesar Gandra pela participação, discussões e sugestões;
- Ao Prof. Nikitov, pela sua grande contribuição no modelo teórico utilizado;
- Ao Prof. Curt pelas suas dicas fundamentais e pela convivência;
- Ao Prof. Sérgio Gama e ao Cané, pelas amostras cedidas;
- Ao Toninho pela sua constante ajuda em minha adaptação no laboratório, pelas primeiras medidas em fitas magnéticas, pela vital ajuda na área computacional e pela amizade;
- À Ana Cláudia pela grande força nas medidas de PM-FMR;
- A todos os membros que fazem e fizeram parte do grupo e por isso, de alguma forma ajudaram neste trabalho: Dinah, Bento, Norberto, Mauro, Ossamu, Guilherme, Antonio Carlos, Ana Cláudia e Mirian, pela amizade e apoio;
- Ao Prof. Flávio e seus alunos: Medina, Lobato, Venê, pelas medidas de magnetização, pela amizade e pelos cafezinhos;
- À Cora, Myoko, Stela, Melita, Lídia, Rose e Marta, da secretaria do DEQ; à Tereza, Nilza e Tânia da Biblioteca, e à Maria Inez, Cidinha e Armando da Secretaria da Pós-Graduação;
- Aos colegas de curso e do dia-a-dia: Roc, Baca, Agnaldo e Gonçalo;
- A Cuca, minha esposa e companheira, pela sua compreensão, carinho e ajuda;
- E a Deus, por tudo.

RESUMO

O presente trabalho tem por objetivo a implementação e aplicações da técnica da ressonância magnética fototermicamente modulada em amostras ferromagnéticas.

A técnica é explorada inicialmente em fitas comerciais *cassetes* de gravação, onde mostramos a vantagem desta técnica em relação à convencional, fazendo um perfil de profundidade nesses materiais. Isto foi feito utilizando-se métodos fototérmicos como o da variação da frequência de modulação e o da separação dos espectros na fase. A dependência do sinal em relação à frequência de modulação também foi objeto de estudo, a partir do qual conseguimos determinar a espessura da camada absorvedora de microondas nesses materiais.

Usando-se ressonância ferromagnética convencional (FMR) e a ressonância fototermicamente modulada (PM-FMR), estudamos uma liga de $\text{Nd}_2\text{Fe}_{17}$ na forma de pó, obtivemos algumas propriedades magnéticas desse material, e um modelo teórico foi proposto para o estudo dos espectros obtidos.

Abstract

This work is concerned to the Photothermally Modulated Magnetic Resonance technique and its applications to ferromagnetic samples. The technique is initially applied to custom audio cassette tapes and the depth-profile analysis showed the advantages of this technique over conventional resonance ones. Those analysis were done by using photothermal methods as modulation frequency variation and phase-shift. The dependency of the detected signal over the modulation frequency was also studied, thus determining the microwave-absorbing layers of the tapes. Using the conventional Ferromagnetic Resonance (FMR) and the Photothermally Modulated Ferromagnetic Resonance (PM-FMR), a Nd₂Fe₁₇ powdered alloy was analysed and a theoretical model was proposed for the obtained spectra.

CONTEUDO

Capitulo 1: Fundamentação teórica.	1
1.1 Introdução.	1
1.2 A ressonância ferromagnética (FMR).	1
1.2.1 Fenomenologia.	1
1.2.2 Equações do movimento da magnetização.	2
1.2.3 Condições da amostra e interações que afetam as as linhas da ressonância	.8
1.2.3.1 Efeito da geometria da amostra na ressonância	9
1.2.3.2 Efeito da anisotropia magnetocristalina na ressonância	.10
Bibliografia	.12
Capitulo 2: Técnicas experimentais	13
2.1 Medidas de ressonância ferromagnética convencional	13
2.2 Ressonância ferromagnética fototermicamente modulada (PM-FMR)	16
2.2.1 Arranjo experimental	.16
2.2.2 Cavidade de microondas sem paredes laterais	18
2.2.3 Geração do sinal	.20
2.3 Método de separação dos espectros na fase	.21
Bibliografia	.24
Capitulo 3: Medidas de ressonância fototermicamente modulada em fitas magnéticas de gravação	.25
3.1 Introdução	25
3.2 Espectros das fitas de CrO_2 e Fe_2O_3	.25
3.3 Dependência do sinal da PM-FMR com a frequência de modulação	.31
3.4 Perfil de profundidade em amostras compostas	38
3.5 Conclusões	42
Bibliografia	.43

Capítulo 4: Ressonância ferromagnética em $\text{Nd}_2\text{Fe}_{17}$ na forma de pó	. 44
4.1 Introdução	. 44
4.2 Preparação da amostra	. 44
4.3 Medidas da magnetização	. 45
4.4 Medidas de ressonância ferromagnética convencional	. 47
4.5 Medidas de PM-FMR	. 51
4.6 Discussão	. 53
4.6.1 O modelo teórico	. 53
4.6.2 Discussão dos dados experimentais e calculados	. 58
4.7 Conclusões	. 62
Bibliografia	. 63
Capítulo 5: Conclusões e perspectivas	. 64

1.1 INTRODUÇÃO

Neste capítulo serão abordados o conceito e a teoria da ressonância ferromagnética. A equação que será usada para descrever o fenômeno é a equação de Landau-Lifshitz [1]. Serão tratadas também as diversas interações no material que contribuem com a forma da linha da ressonância.

1.2 A RESSONÂNCIA FERROMAGNÉTICA (FMR)

1.2.1 FENOMENOLOGIA

O fenômeno da ressonância magnética é observado em substâncias cujos átomos possuem tanto momento magnético quanto momento angular. Na ausência de um campo externo, esses momentos estão orientados ao acaso. Com a aplicação de um campo estático H_0 , os momentos assumem uma orientação preferencial e o momento magnético total do material passa a precessionar ao redor do campo estático com a frequência de Larmor $\omega_0 = \gamma H_0$, onde γ é a razão giromagnética que está relacionada com o magnetom de Bohr por:

$$\gamma = -g\beta$$

onde g é um fator espectroscópico semelhante ao fator de Landé e especifica a razão entre o momento de dipolo magnético total e o momento angular total.

Incidindo-se radiação eletromagnética no material de forma que o campo oscilante $h(t)$ desta radiação seja perpendicular ao campo H_0 , os momentos magnéticos do material irão absorver energia do campo oscilante quando sua frequência de precessão ω_0 for igual a desse último.

Geralmente, do ponto de vista experimental, para se determinar o fator g do sistema atômico, define-se uma frequência ω_0 para o campo

oscilante e encontra-se o campo magnético de ressonância (definido como sendo no ponto máximo de absorção) para a frequência dada:

$$H_{\text{res}} = \omega_0 / \gamma \quad (1.1)$$

A linha de absorção observada no experimento é caracterizada também por uma largura de linha ΔH , além do campo de ressonância. Ou seja, a absorção de radiação pela amostra não se dá apenas em um determinado campo magnético.

A Eq.(1.1) é o resultado que se obtém para amostras paramagnéticas. Estas substâncias contêm átomos magnéticos, ou íons, cujos spins estão isolados de suas vizinhanças magnéticas, e portanto, a absorção da radiação se dá em átomos isolados. No caso de amostras ferromagnéticas, há um sistema de elétrons interagindo fortemente de forma que seus spins tendem a se alinhar. Este efeito levanta a necessidade de se considerar um campo magnético efetivo H_{ef} na Eq.(1.1) e não mais apenas o campo externo H_0 . O sistema de spins irá então precessionar em torno do campo efetivo que surge das interações presentes em um material ferromagnético, que serão tratadas na seção (1.2.3).

1.2.2 EQUAÇÕES DO MOVIMENTO DA MAGNETIZAÇÃO

Do ponto de vista experimental, a grandeza física observada na ressonância magnética é a magnetização total do material, definida como sendo a quantidade de momento de dipolo magnético por unidade de volume. Aplicando-se a teoria clássica para o movimento da magnetização, pode-se explicar a maior parte dos resultados obtidos experimentalmente. A equação básica é a do movimento do vetor da magnetização \mathbf{M} em torno do campo magnético efetivo H_{ef} :

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma [\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{ef}}] \quad (1.2)$$

A Eq.(1.2) não considera as interações entre o próprio sistema de spins (interação de dipolo magnético) e as interações dos spins com a vizinhança. Resolvendo-se a Eq.(1.2), encontra-se que a absorção ressonante ocorre apenas para um certo valor de H, o que não é verdade pois na prática existe uma largura de linha de absorção que surge devido às interações presentes no material. Para uma descrição mais detalhada, escreve-se esta equação adicionando-se um termo de relaxação. Landau-Lifshtz [1] sugeriram a seguinte equação:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma [\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{ef}] - \alpha \frac{\gamma}{M} [\mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{ef})] \quad (1.3)$$

onde α é o parâmetro de amortecimento. Define-se $(\alpha\omega)^{-1}$ como o tempo de relaxação, onde ω é a frequência do campo oscilante. Este termo adicional representa um torque que tende a restituir \mathbf{M} à posição de equilíbrio, paralela à \mathbf{H}_{ef} .

Outras equações foram propostas com diferentes termos de amortecimento [2][3]. Aqui nos restringiremos à equação de Landau-Lifshtiz.

Escrevendo-se o vetor \mathbf{M} e o campo efetivo \mathbf{H}_{ef} em coordenadas esféricas, obtêm-se da Eq.(1.3) as equações [4]:

$$\dot{\vartheta} = \gamma(H_{\varphi} + \alpha H_{\vartheta}) ; \quad \dot{\varphi} \sin\vartheta = -\gamma(H_{\vartheta} - \alpha H_{\varphi}) \quad (1.4)$$

onde ϑ e φ são os ângulos polar e azimutal do vetor \mathbf{M} e H_{ϑ} e H_{φ} são as componentes do campo efetivo nas direções ϑ e φ respectivamente.

A energia livre do sistema é definida como $F = U - TS$, onde T é a temperatura, S é a entropia e U , a energia magnética. As componentes do campo efetivo em função de F são dadas por [6]:

$$H_i = - \frac{\partial F}{\partial M_i} , \quad i = \vartheta, \varphi \quad (1.5)$$

A posição de equilíbrio do vetor \mathbf{M} é definida pela condição:

$$F_{\vartheta} \equiv \frac{\partial F}{\partial \vartheta} = 0 \quad ; \quad F_{\varphi} \equiv \frac{\partial F}{\partial \varphi} = 0 \quad (1.6)$$

Expandindo-se a energia livre para pequenas oscilações $\delta\vartheta$ e $\delta\varphi$ em torno da posição de equilíbrio (ϑ_0, φ_0) , obtém-se:

$$F_{\vartheta} = F_{\vartheta\vartheta} \delta\vartheta + F_{\vartheta\varphi} \delta\varphi \quad (1.7)$$

$$F_{\varphi} = F_{\varphi\vartheta} \delta\vartheta + F_{\varphi\varphi} \delta\varphi$$

onde as derivadas segundas da energia livre, $F_{\vartheta\vartheta}$, $F_{\vartheta\varphi}$ e $F_{\varphi\varphi}$ são calculadas na posição de equilíbrio. Então da Eq.(1.4), tomando as Eqs.(1.5) e (1.7) chega-se a um sistema de equações lineares [6], cujo determinante secular nos dá a frequência de ressonância ω_{res} :

$$\omega_{res} = \frac{\gamma(1 + \alpha^2)^{1/2}}{M \text{sen}\vartheta_0} \left[F_{\vartheta\vartheta} F_{\varphi\varphi} - F_{\vartheta\varphi}^2 \right]^{1/2} \quad (1.8)$$

e a largura da linha de absorção:

$$\Delta\omega = \frac{\gamma \alpha}{M} \left[F_{\vartheta\vartheta} + F_{\varphi\varphi} (\text{sen}^2 \vartheta_0)^{-1} \right] \quad (1.9)$$

Vê-se da Eq.(1.8) que para se calcular a frequência de ressonância, é necessário conhecer a energia livre do sistema que é expressa como a soma da energia de interação com o campo externo ($F_0 = -\mathbf{M} \cdot \mathbf{H}$), com a energia livre das outras interações presentes no ferromagneto.

Voltando à equação de Landau-Lifshitz, Eq.(1.3), e introduzindo agora o campo oscilante $\mathbf{h}(t)$, muito menor que \mathbf{H}_0 , a magnetização passa a ter um termo oscilante $\mathbf{m}(t)$:

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{h}(t) \quad , \quad \mathbf{h}(t) \ll \mathbf{H}_0$$

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m}(t) \quad , \quad \mathbf{m}(t) \ll \mathbf{M}_0$$

Considerando a introdução desses termos na Eq.(1.3) e desprezando-se os termos de segunda ordem, soluciona-se para $\mathbf{M}(t)$ e da definição do tensor da susceptibilidade, $\mathbf{m} = \chi \mathbf{h}$, encontra-se [7]:

$$\begin{aligned} \chi = & \left(\omega_{res}^2 - \omega^2 + i\omega\Delta\omega \right)^{-1} \\ & \times \left\{ \gamma^2 (1 + \alpha^2) \left[\begin{array}{cc} F_{\vartheta\vartheta} & F_{\vartheta\varphi} (\text{sen}\vartheta_0)^{-1} \\ F_{\vartheta\varphi} (\text{sen}\vartheta_0)^{-1} & F_{\varphi\varphi} (\text{sen}\vartheta_0)^{-2} \end{array} \right] \right. \\ & \left. + i\omega\gamma M \begin{pmatrix} \alpha & 1 \\ -1 & \alpha \end{pmatrix} \right\} \end{aligned} \quad (1.10)$$

A componente χ_{ii} deste tensor é a quantidade relevante no caso do campo de alta-frequência, $\mathbf{h}(t)$, ser linearmente polarizado e, de acordo com a Eq.(1.10), é dada por:

$$\chi_{ii} = \frac{\gamma (1 + \alpha^2) F_{gg} + i\alpha\omega\gamma M}{\omega_{res}^2 - \omega^2 + i\omega\Delta\omega} = \chi' - i \chi'' \quad (1.11)$$

onde

$$\chi' = \frac{(\omega_{res}^2 - \omega^2) \gamma^2 (1 + \alpha^2) F_{gg} + \alpha\gamma M \omega^2 \Delta\omega}{(\omega_{res}^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \Delta\omega^2} \quad (1.12)$$

$$\chi'' = \frac{\omega\Delta\omega \gamma^2 (1 + \alpha^2) F_{gg} - \alpha\gamma M \omega (\omega_{res}^2 - \omega^2)}{(\omega_{res}^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \Delta\omega^2}$$

A parte real corresponde à dispersão de microondas pela amostra e a parte imaginária à absorção. Ambas estão representadas na Fig. 1.1.

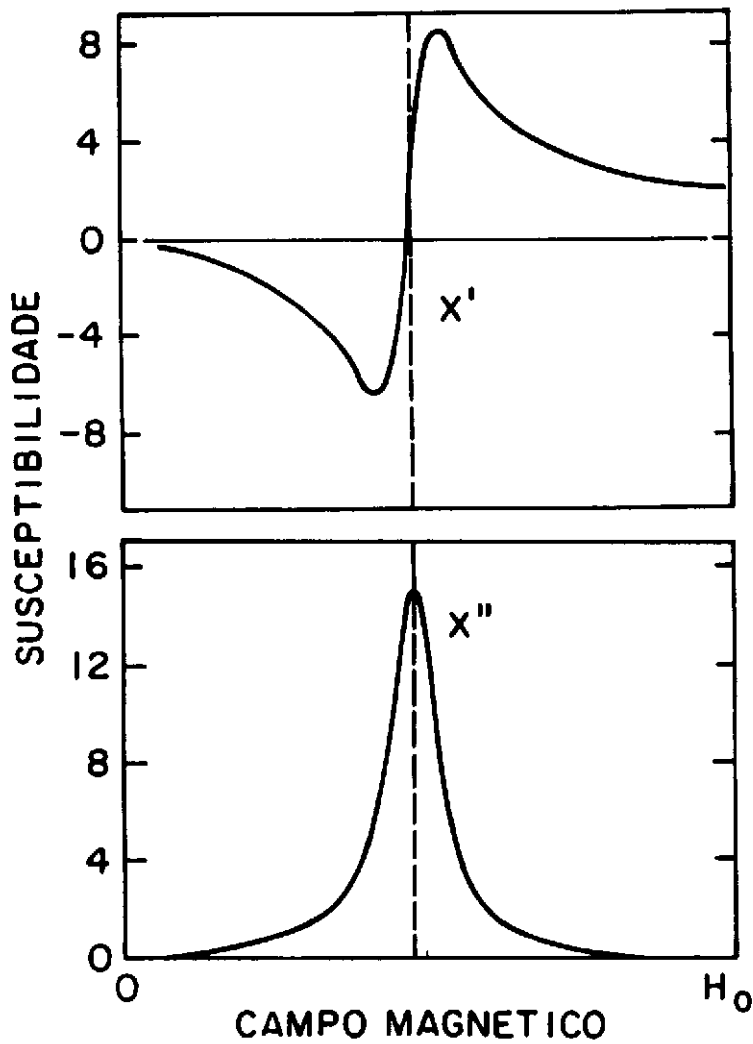


Figura 1.1: Parte real da susceptibilidade, que corresponde à dispersão, e imaginária que corresponde à absorção de microondas pelo material.

1.2.3 CONDIÇÕES DA AMOSTRA E INTERAÇÕES QUE AFETAM AS LINHAS DA RESSONÂNCIA.

O campo magnético gerado pela própria amostra é decorrente das interações presente no material ferromagnético. As principais interações que devem ser consideradas no cálculo da energia livre são:

i) o campo de demagnetização: ocorre devido às "cargas magnéticas", induzidas na amostra pelo campo externo. Depende das dimensões e do formato da amostra. Chega a ser da mesma ordem de grandeza do campo externo;

ii) a anisotropia magnetocristalina: ocorre no caso da magnetização no cristal ferromagnético não ser isotrópica. Existe então, uma direção preferencial da magnetização com relação aos eixos cristalinos. Portanto, este termo dependerá do ângulo entre o campo externo e os eixos do cristal denominado de "eixo fácil" e "eixo difícil" de magnetização;

iii) a energia magnetoelástica: ocorre devido às tensões internas no material. É comum em filmes finos e fios;

iv) campo de troca: deve ser considerado quando a magnetização não for homogênea;

v) estrutura de domínios : deve ser considerada no caso do campo externo não ser suficiente para magnetizar a amostra até a saturação. A amostra é então um multidomínio e haverá um campo efetivo devido às "cargas" induzidas nas fronteiras entre domínios.

A energia livre pode, então ser escrita como:

$$F = F_0 + F_{dem} + F_a + F_{me} + F_{exch} + F_d \quad (1.13)$$

onde $F_0 = -\mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_0$ é a energia proveniente da interação com o campo externo e os outros termos referem-se aos acima descrito e na mesma ordem.

Falaremos a seguir da energia devido ao campo de demagnetização, F_{dem} , e devido a anisotropia, F_a .

1.2.3.1. EFEITO DA GEOMETRIA DA AMOSTRA NA RESSONÂNCIA.

Para uma amostra homogênea e magneticamente isotrópica (este é um caso particular no qual a energia de anisotropia é zero), cujos eixos principais coincidem com os eixo coordenados, a energia livre é dada por:

$$F = -(\mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_0) + \frac{1}{2}(N_x^2 + N_y^2 + N_z^2) \quad (1.14)$$

onde M é a magnetização na posição de equilíbrio, ou seja, paralela ao campo externo; N_x , N_y e N_z são os fatores de demagnetização cujos valores dependem das razões entre os eixos principais do elipsóide. Esses fatores são positivos e satisfazem a regra da soma $N_x + N_y + N_z = 4\pi$.

Escolhendo-se o eixo x do sistema de coordenadas como o eixo polar e assumindo que H_0 esteja ao longo do eixo z , obtém-se em coordenadas esféricas:

$$F = -MH_0 \text{sen} \vartheta \text{sen} \varphi + \frac{1}{2} M^2 (N_y \text{sen}^2 \vartheta \cos^2 \varphi + N_z \text{sen}^2 \vartheta \text{sen}^2 \varphi + N_x \cos^2 \vartheta) \quad (1.15)$$

onde ϑ e φ são os ângulos polar e azimutal que definem a posição de M .

Da condição de equilíbrio, $F_{\vartheta} = 0$ e $F_{\varphi} = 0$, encontram-se os ângulos que definem a posição de equilíbrio:

$$\vartheta_0 = \pi/2 \quad \text{e} \quad \varphi_0 = \pi/2$$

Usando-se a equação geral da frequência de ressonância, Eq.(1.8), na aproximação $\alpha^2 \ll 1$, e calculando-se as segundas derivadas da energia livre na posição de equilíbrio encontrada, chega-se na conhecida

fórmula de Kittel [8]:

$$H_{ef} = \frac{\omega_{res}}{\gamma} \left\{ [H_0 + (N_x - N_z)M] [H_0 + (N_y - N_z)M] \right\}^{1/2} \quad (1.16)$$

Assim, vemos que o campo efetivo de ressonância depende essencialmente da geometria da amostra e da magnetização.

1.2.3.2 EFEITO DA ANISOTROPIA MAGNETOCRISTALINA NA RESSONÂNCIA

A energia magnetocristalina num cristal ferromagnético é devida a existência de uma direção preferencial da magnetização em relação a certos eixos do cristal. Esta direção é denominada de eixo de fácil magnetização.

Para um cristal com simetria uniaxial, esta energia é usualmente escrita como:

$$F_a = k \text{ sen}^2\theta \quad (1.17)$$

Onde θ é o ângulo que a magnetização faz com o eixo uniaxial. No caso de um cristal cúbico, pode-se escrever a partir de considerações de simetria [6]:

$$F_a = k' (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2) \quad (1.18)$$

onde α_1, α_2 e α_3 são os cossenos diretores de M_s em relação às arestas do cubo. K da Eq.(1.17) e K' são as constantes de anisotropia. Na verdade, nas duas equações acima podem aparecer mais termos com outras

constantes de anisotropia, mas no geral, o segundo termo já é muito menor que o primeiro e na maioria dos casos pode ser desprezado.

BIBLIOGRAFIA

- [1] L.D.Landau e E.M.Lifishitz, *Phys. Zs. Soviet Union* **8** (1935) 153.
- [2] F.Bloch, *Phys. Rev.* **70** (1946) 460.
- [3] T.L.Gilbert, *Phys. Rev.* **100** (1955) 1243.
- [4] G.V.Strotsky e L.V.Kurbatov, *Soviet Phys.* **8** (1958) 148.
- [5] W.J.Carr Jr., *Magnetism and Metallurgy*, vol.1 pags 55-57, editado por A.E.Berkowitz e E.Kneller, Academic Press, New York, 1969.
- [6] S.V.Vonsovskii, *Ferromagnetic Resonance*, cap.1, editado por S.V. Vonsovskii, Pergamon Press, Oxford, 1966.
- [7] U.Netzelmann, *J. Appl. Phys.* **68** (4) (1990) 1800.
- [8] C.Kittel, *Phys. Rev.* **73** (1948) 155.

CAPÍTULO 2: TÉCNICAS EXPERIMENTAIS

2.1 MEDIDAS DE RESSONÂNCIA FERROMAGNÉTICA CONVENCIONAL

A grandeza que se mede em um experimento de ressonância magnética é a permeabilidade magnética μ , que é complexa e sua parte real e imaginária são definidas respectivamente como:

$$\begin{aligned}\mu' &= 1 + 4\pi\chi' \\ \mu'' &= 4\pi\chi''\end{aligned}\tag{2.1}$$

onde a parte real corresponde à dispersão, e a imaginária, à absorção. Esta última é medida a partir do fator Q da cavidade definido como:

$$Q = \omega_0 \frac{\text{energia armazenada}}{\text{potência dissipada}}\tag{2.2}$$

Uma montagem experimental típica de um espectômetro de ressonância magnética, Fig. 2.1, consiste basicamente de um oscilador Klystron, um guia de onda e uma cavidade de microondas no final do guia onde é colocada a amostra. Esta cavidade fica imersa num campo gerado por um eletroímã. A microonda refletida pela cavidade retorna pelo guia de onda e é detectada por um cristal, cujo sinal é amplificado e registrado. Para melhorar a detecção, o campo externo H_0 é modulado por um campo alternado, fazendo desta forma com que a absorção pela amostra seja modulada. Como consequência, o sinal detectado pelo cristal é um sinal alternado e a linha obtida é a derivada da curva de absorção em função do campo magnético externo (Fig. 2.2).

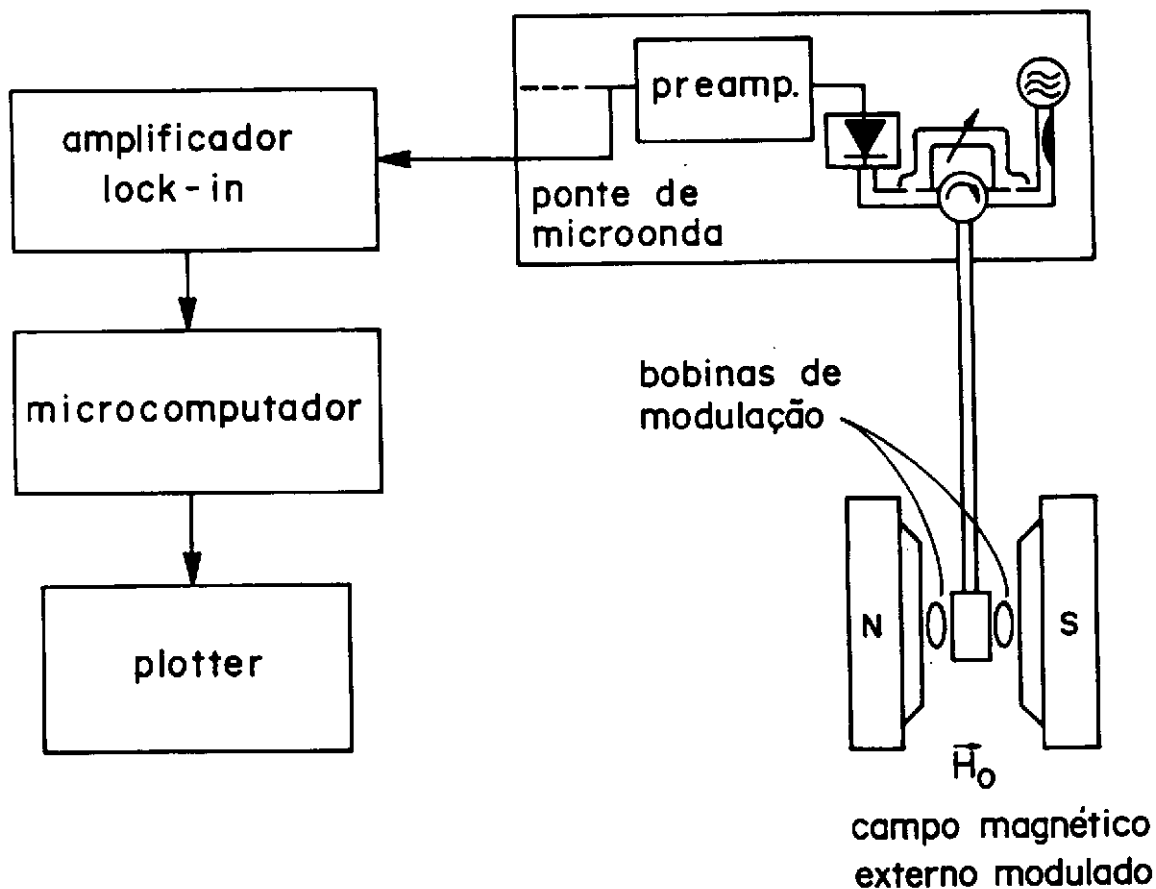


Figura 2.1: Diagrama de blocos do espectrômetro de ressonância magnética.

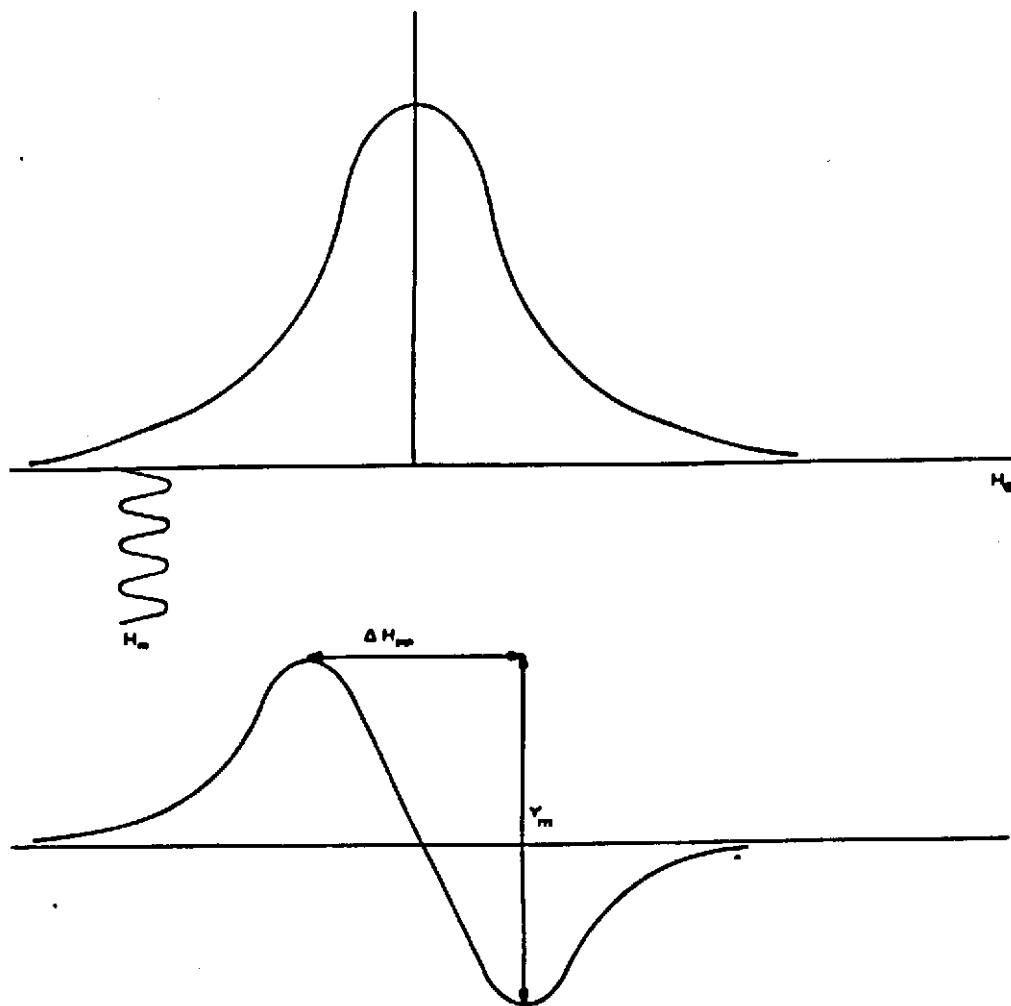


Figura 2.2: Curva de absorção com a modulação do campo (acima) e derivada da absorção (abaixo).

Para se fazer as medidas que serão apresentadas nos capítulos 3 e 4, utilizou-se um espectrômetro Varian E-12, que atua em banda X. Para a ressonância convencional usou-se uma cavidade de microondas que opera no modo TE_{102} e para a modulada fototermicamente, uma cavidade cilíndrica sem paredes laterais com modo TE_{011} , que será descrita a seguir.

2.2 RESSONÂNCIA FERROMAGNÉTICA FOTOTERMICAMENTE MODULADA (PM-FMR)

A utilização de técnicas fototérmicas na detecção da ressonância magnética tem sido muito explorada nos últimos anos. A primeira dessas técnicas foi a detecção fotoacústica da ressonância [1], cuja vantagem em relação à técnica convencional é a possibilidade de se obter um perfil de profundidade da amostra. Outra técnica não menos importante e que permite uma resolução lateral, é a detecção da ressonância por efeito miragem [2]. Com a PM-FMR é possível obter resolução lateral e de profundidade [3], além de ser vantajosa em relação às outras técnicas de resolução espacial, pois possui uma sensibilidade maior [3].

2.2.1 ARRANJO EXPERIMENTAL

Esta técnica muda em relação à FMR convencional no tocante a forma de se modular a absorção ressonante de microondas pela amostra. Neste caso modula-se a temperatura da amostra; e como χ depende de T , a absorção acaba sendo modulada. No caso anterior, usa-se um campo alternado para modular a absorção, neste, um feixe de laser com intensidade modulada incidente na amostra. Este feixe irá provocar o aquecimento periódico da amostra que irá modular a potência de microonda refletida pela cavidade que é então detectada pelo cristal, como na detecção convencional (Fig. 2.3). O feixe tem livre acesso à amostra, pois esta é colocada numa cavidade ressonante sem paredes laterais. O laser utilizado no experimento, foi um Argon-ion Laser multilinha mod.2016, da *Spectra Physics*.

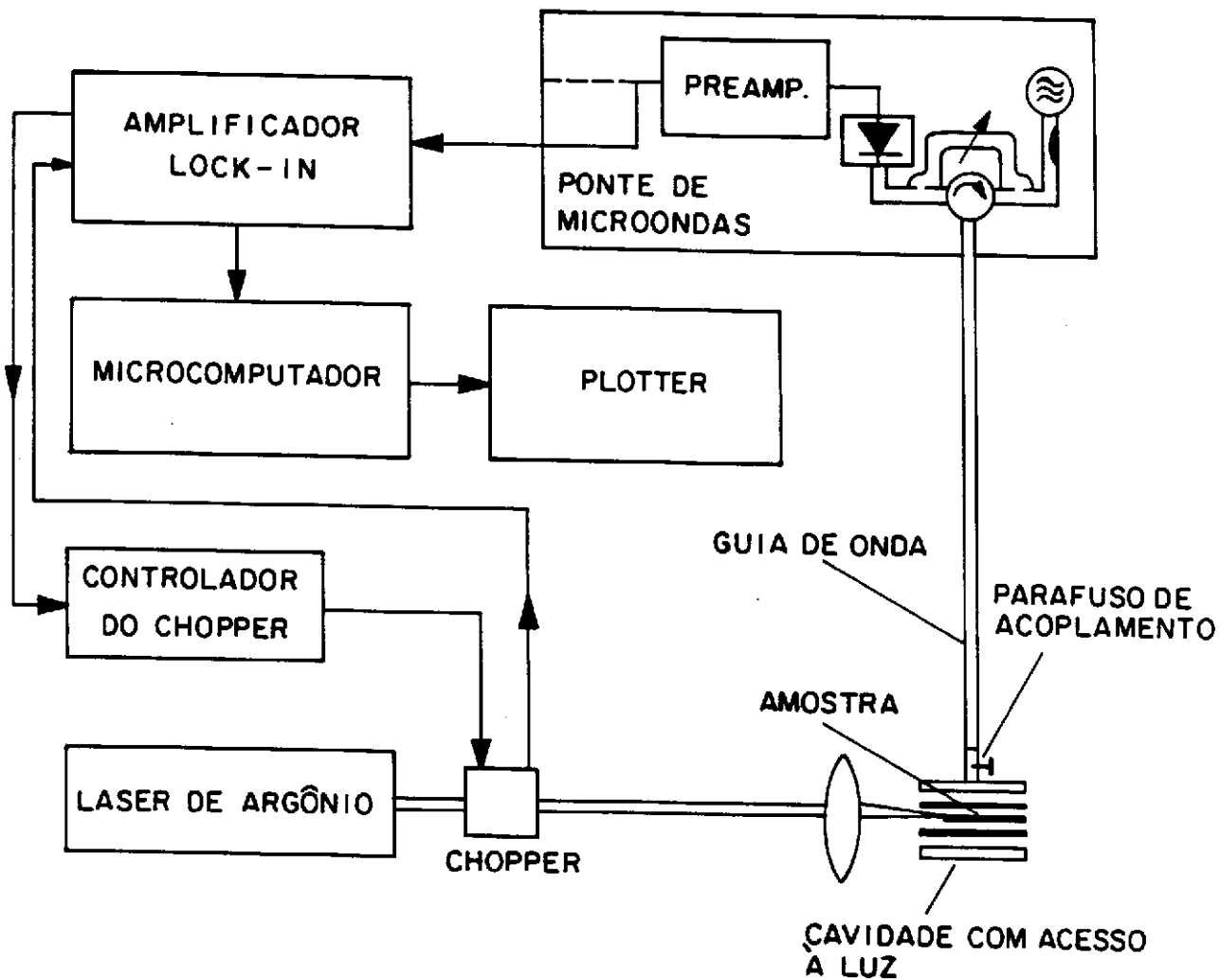


Figura 2.3: Diagrama de blocos mostrando o experimento de PM-FMR.

2.2.2 CAVIDADE DE MICROONDAS SEM PAREDES LATERAIS

As frequências de ressonância numa cavidade cilíndrica de raio R e comprimento L , para o modo TE, são dadas por [4]:

$$\omega_{mnp} = \frac{c}{\sqrt{\mu\epsilon}} \left\{ \left[\frac{j'_{mn}}{R} \right]^2 + \left[\frac{p\pi}{L} \right]^2 \right\}^{1/2} \quad (2.3)$$

onde :

m, n , e p são números inteiros;

c : velocidade da luz;

ϵ : permissividade elétrica do meio interno à cavidade;

μ : permeabilidade magnética do meio interno à cavidade;

j'_{mn} : n -ésimo zero de J'_m (derivada da função de Bessel de ordem m)

As paredes laterais do cilindro foram trocadas por placas paralelas de forma anular (Fig. 2.4), que formam linhas de transmissão com frequência de corte maior que a frequência de ressonância da cavidade. Essas placas possuem 0.5mm de espessura e estão separadas de 9.5mm por espaçadores. Desta forma o comprimento de onda de corte, λ_c , entre as placas é 12mm, ou seja, ondas com $\lambda > 12\text{mm}$ decaem exponencialmente entre as placas. A diferença entre os diâmetros externo e interno das placas é de 20.0mm e portanto, o comprimento de linha é de 10.0mm, sendo suficiente para que a onda decaia a 1% da amplitude original. Assim, essas placas funcionam como paredes e possuem a vantagem de proporcionar uma cavidade aberta para que se possa incidir luz na amostra.

A frequência de ressonância da cavidade mostrada na Fig. 2.4, com comprimento de 38.7 mm, é de 9.2 GHz. Para uma cavidade convencional com o mesmo comprimento e mesma frequência, seria necessário um raio de aproximadamente 10% maior que o raio interno da placa anular, assim

sendo, usou-se o mesmo procedimento adotado por M. Chamel *et al* [5], tomando-se para o valor do raio interno da placa anular 90% do raio da cavidade usual.

A cavidade foi construída para operar no modo TE_{011} e tem um fator Q em torno de 3000.

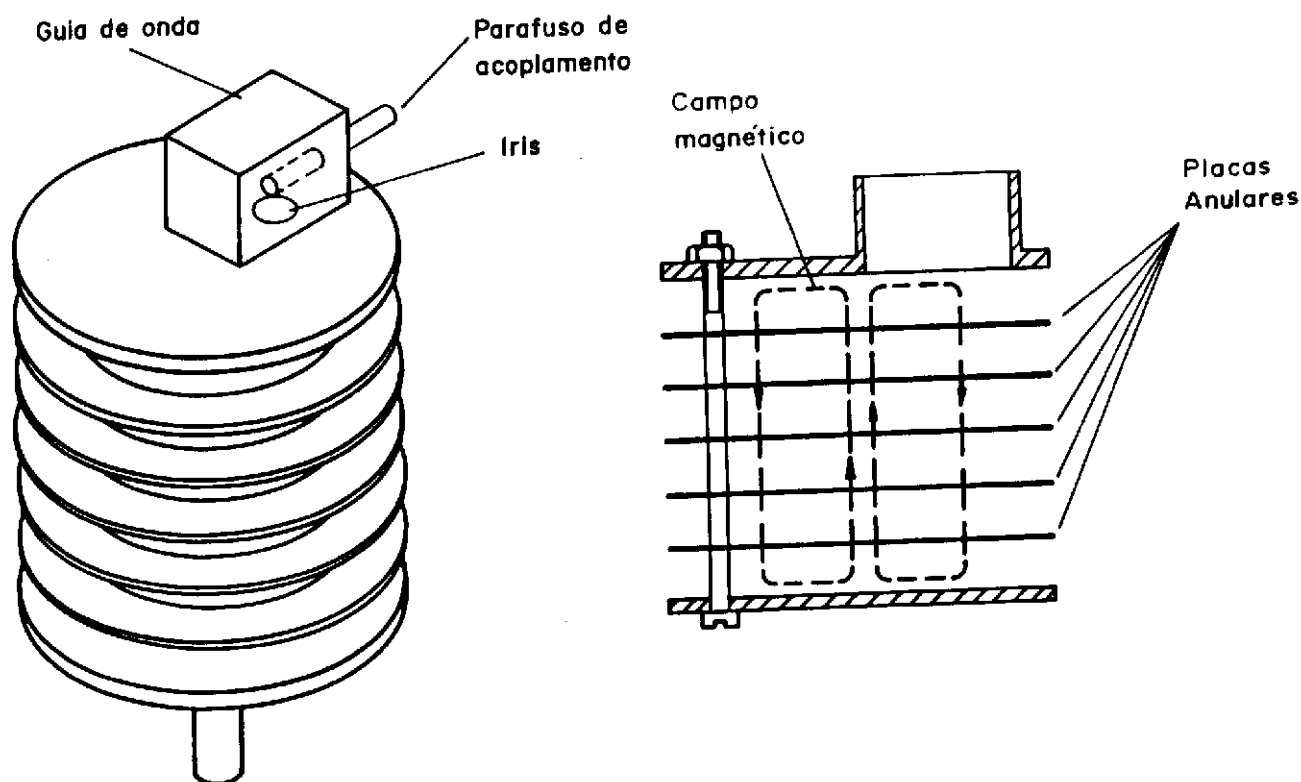


Figura 2.4: Cavidade cilíndrica sem paredes laterais. Visão em perspectiva e lateral.

2.2.3 GERAÇÃO DO SINAL

Como consequência do aquecimento periódico da amostra, a parte absorptiva da susceptibilidade, χ'' , que é função da temperatura, irá oscilar em torno do seu valor estacionário [6]:

$$\chi''(T) = \chi''(T_0) + \left[\frac{\partial \chi''}{\partial T} \right]_{T_0} \vartheta \exp(i\omega_M t + \varphi) \quad (2.4)$$

onde ϑ é a amplitude da temperatura ac da amostra modulada pela frequência do feixe incidente ω_M . O segundo termo à direita da Eq.(2.4) é quem vai dar origem ao sinal refletido pela cavidade que é detectado pelo cristal e é proveniente da parte da amostra que é aquecida periodicamente. Esta parte da amostra é determinada pelo seu comprimento de difusão térmica μ :

$$\mu = \sqrt{\frac{2\alpha}{\omega_M}} \quad (2.5)$$

onde a difusividade térmica α , é um parâmetro que descreve a propagação de ondas térmicas no material. Variando-se a frequência de modulação, ω_M , pode-se variar a penetração do calor e consequentemente a camada da amostra que contribui para o sinal da PM-FMR. Assim, pode-se obter um perfil de profundidade do material. Mostraremos isto no capítulo 3 com amostras de fitas magnéticas de gravação.

O comportamento de χ'' , na Eq.(2.4), terá contribuições que dependem da temperatura, da magnetização espontânea, da anisotropia magnetocristalina e da magnetostrição.

2.3 MÉTODO DE SEPARAÇÃO DOS ESPECTROS NA FASE

Como mencionado anteriormente, a parte da amostra que contribui para o sinal é aquela compreendida pelo comprimento de difusão térmica μ . Esta é uma das vantagens desta técnica, pois permite fazer uma análise de profundidade do material, variando-se a frequência de modulação do feixe incidente. No caso de uma amostra constituída de duas camadas com propriedades magnéticas diferentes, aumentando-se a frequência de modulação, diminui-se o comprimento de difusão térmica, Eq.(2.5). Consequentemente, o sinal proveniente da camada mais interna diminui. Assim, é possível isolar a contribuição da camada mais interna; porém o inverso não é possível.

Com o método de separação na fase, é possível isolar o sinal de ambas as camadas. Isto será mostrado no capítulo 3. Este método foi desenvolvido pelo laboratório de fototérmica da UNICAMP em 1984 [6] e tem sido amplamente utilizado em espectroscopia fotoacústica na região do visível [7][8], como também na detecção fotoacústica da ressonância magnética [9]. Este método só é aplicado no caso em que a fase do sinal proveniente de cada um das camadas permaneça constante ao longo do espectro.

Seja o sinal S , proveniente da absorção de microondas por uma amostra constituída de duas camadas. Este sinal é então amplificado por um Lock-in com dois canais de saída defasados de 90° , Fig 2.5a. S é gerado pela contribuição de dois sinais S_A e S_B à diferentes profundidades. Esses dois sinais apresentam uma diferença de fase entre si, pois há uma diferença de caminho que o calor gerado na superfície da amostra precisa percorrer até chegar na camada mais interna.

Apesar das fases de S_A e S_B não variarem, suas intensidades variam de maneira diferente, pois os picos de absorção se localizam em regiões distintas, acarretando assim numa variação na fase φ de S . Na Fig. 2.5b é mostrada a projeção do sinal no ângulo de fase θ . Seja esta projeção S_θ , pode-se escrever então:

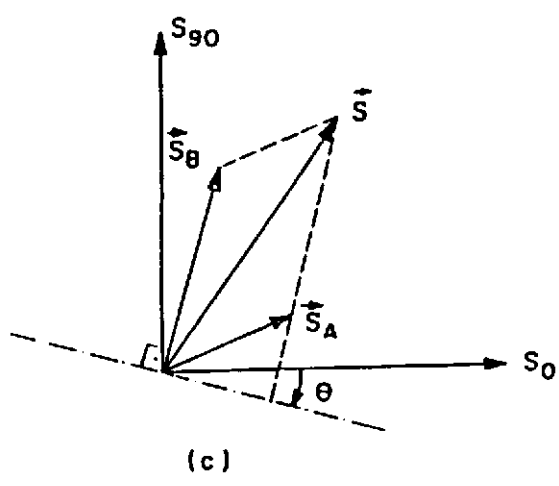
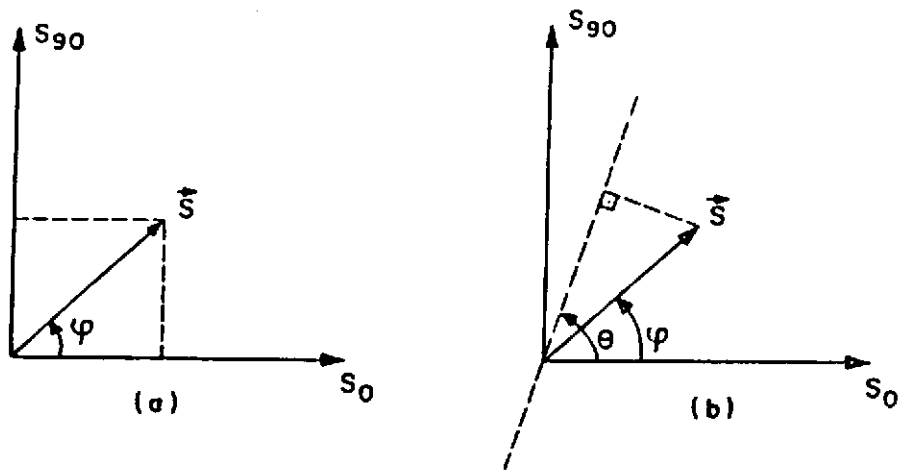


Figura 2.5: Sinal S proveniente da amostra com uma amplitude e uma fase (a); S projetado num ângulo de fase θ (b); projeção do sinal S proveniente da contribuição de S_A e S_B .

$$S_{\theta} = S \cos(\theta - \varphi)$$

$$S_{\theta} = S_0 \cos\theta + S_{90} \sin\theta \quad (2.6)$$

Na Fig. 2.5c é mostrado um sinal S , para um dado campo magnético, resultante da contribuição S_A e S_B das duas camadas.

Para separar o espectro resultante de uma das camadas, projeta-se o sinal resultante em diferentes ângulos de fase θ . Quando o ângulo θ está a 90° do ângulo de fase de uma das contribuições, a projeção do sinal resultante será igual à projeção da outra contribuição. Isto é mostrado na Fig. 2.5c, onde S_A é isolado. Num outro ângulo θ podemos isolar o espectro proveniente de S_B .

Como, a princípio, não conhecemos o ângulo que isola uma contribuição da outra, isto deve ser feito por tentativas, com o auxílio de um microcomputador, utilizando a Eq.(2.6).

BIBLIOGRAFIA

- [1] H.Vargas, *Photoacoustic Effect: Principles and Applications*, editado por E.Lüscher, P.Korpiun, H.Coufal, R.Tilgner, Vieweg, Braunschweig, 1982.
- [2] U.Netzmann, J.Pelzl, D.Fournier e A.C.Boccara, *Can. J. Phys.* **64** (1985) 1307.
- [3] J.Pelzl, U.Netzmann, *Topics in Current Physics*, vol.47, Springer-Verlag, Heidelberg (1989).
- [4] J.D.Jackson, *Classical Eletrodynamics*, John Wiley & Sons, Inc., New York 1962;
- [5] M.Chamel, R.Chicault e Y Merle d' Aubigné, *J. Phys. E.* **9** (1976)87.
- [6] C.L.Cesar, H.Vargas, J.Pelzl, L.C.M.Miranda, *J. Appl. Phys.* **55** (1984) 3460;
- [7] J.W.Nery, O.Pessoa Jr., H.Vargas, F.A.M.Reis, A.C.Gabrielli, L.C.M.Miranda, C.A.Vinha, *Analyst* **112** (1987) 1487;
- [8] G.A.R.Lima, M.L.Baesso, Z.P.Arguello, E.C.da Silva, H.Vargas, L.C.M.Miranda, *Phys. Rev. B.* **36** (18) 9812;
- [9] C.L.Cesar, H.Vargas e L.C.Miranda, *J. Phys. D.*, **18** (1985) 599.

3.1 INTRODUÇÃO

Neste capítulo apresentaremos os resultados obtidos com a ressonância fototermicamente modulada em fitas magnéticas de gravação (*cassete*).

Primeiramente mostraremos os espectros de fitas magnéticas de Cromo e Ferro, obtidos com a PM-FMR, e faremos uma análise qualitativa, de acordo com a referência [1], da forma de linha desses espectros.

Na segunda parte, faremos um estudo da dependência do sinal da ressonância fototermicamente modulada como função da frequência de modulação do feixe incidente usando o modelo de Rosencwaig-Gersho [2] para a difusão do calor em sólidos. Através dessa dependência, determinaremos a espessura da camada de óxido dessas fitas.

Na parte final do capítulo, mostraremos a eficiência da técnica na obtenção de um perfil de profundidade em amostras constituídas de camadas magnéticas.

3.2 ESPECTROS DAS FITAS DE CrO_2 e $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$.

As fitas utilizadas foram fitas comerciais da BASF de Ferro ($\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$) e de Cromo (CrO_2). Essas fitas são constituídas de um substrato de poliéster sobre o qual é depositado um óxido (de ferro ou de cromo), Fig. 3.1. As partículas constituintes do óxido têm formato aproximado de agulhas com cerca de 300 nm de comprimento e 50 nm de espessura e a espessura da camada de óxido é da ordem de 5 μm [1].

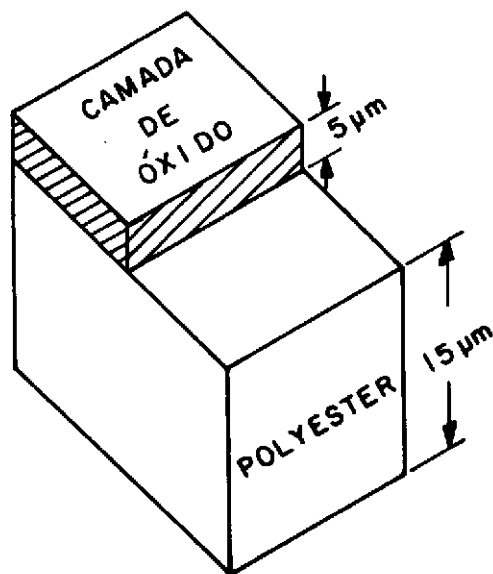


Figura 3.1: *Esquema de uma fita magnética.*

As fitas foram cortadas em pedaços de aproximadamente $4 \times 4\ \text{mm}^2$, depois coladas num suporte de vidro e colocadas na cavidade aberta com a direção de gravação paralela ao campo magnético externo. A face da fita que contém o óxido foi iluminada pelo feixe de laser cujo diâmetro era aproximadamente do tamanho da amostra. Ambas as fitas estavam no estado original, não haviam sido gravadas.

Para a fita de Cromo (CrO_2), as condições experimentais foram as seguintes: frequência de microondas de 9.4465 GHz, potência de microondas de 5.0mW, potência do laser de 120 mW, frequência de modulação do feixe de laser de 2.0 KHz. O espectro obtido é mostrado na Fig 3.2.

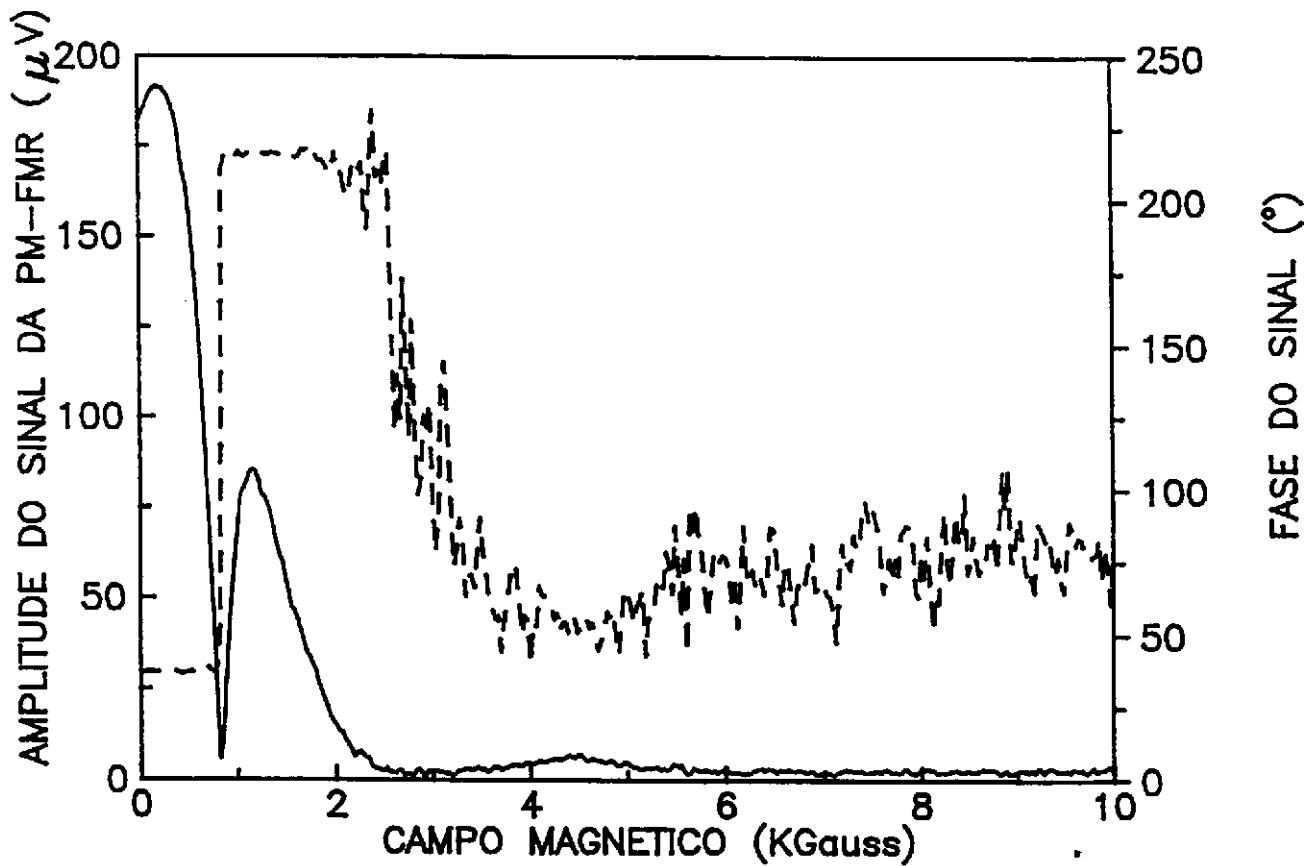


Figura 3.2: Espectro de fita de Cromo mostrando a amplitude (linha cheia) e a fase do sinal (linha pontilhada).

Na Fig. 3.3 mostramos o espectro da PM-FMR para a fita de Ferro. As condições experimentais foram: frequência de microonda de 9.4297 GHz, potência de microonda de 20.0 mW e frequência de modulação do feixe de 150 Hz.

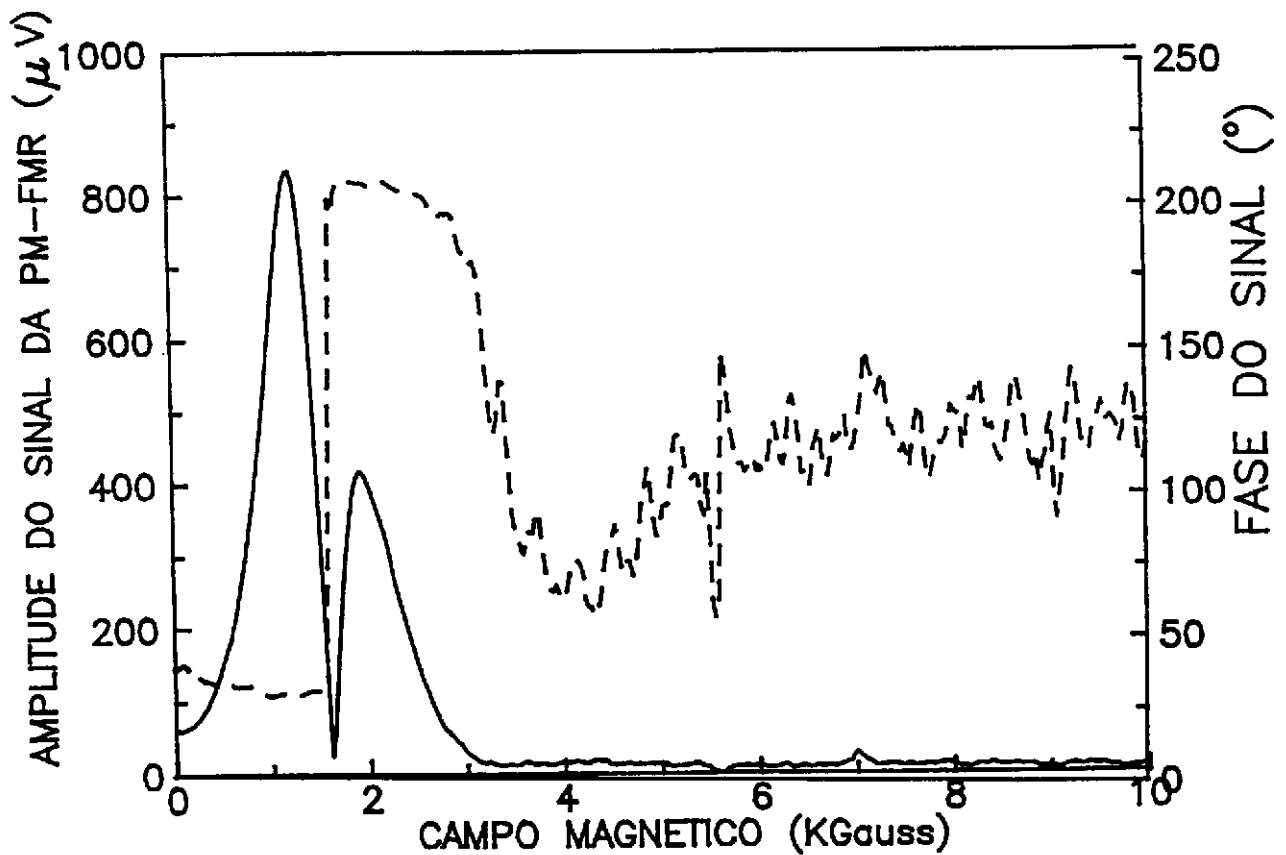


Figura 3.3: Espectro da fita de Ferro mostrando a amplitude (linha cheia) e a fase do sinal (linha pontilhada).

Inicialmente notam-se duas características do sinal da PM-FMR: a existência de uma amplitude finita do sinal para campo externo nulo e a mudança do sinal da derivada da susceptibilidade magnética em relação à temperatura. Esta mudança ocorre para um campo em torno de 0.8 KGauss para a fita de Cromo e 1.6 KGauss para a de Ferro. Esta inversão do sinal pode ser verificada na mudança da fase de 180° . Este mesmo comportamento foi observado por Pelzl e Netzelmann [1].

Da Eq.2.4 observa-se que o sinal da PM-FMR é proporcional à derivada da susceptibilidade em relação à temperatura. O comportamento de χ'' , por sua vez, tem contribuição de $M_s(T)$, cuja derivada em relação à temperatura é negativa. Além disso, como a superfície da amostra é paralela ao campo magnético externo, de acordo com a Eq.1.16 e considerando os fatores de demagnetização nessa configuração ($N_x=N_y=0$ e $N_z=4\pi$), o campo de ressonância será dado por $H_{res} = H_0[H_0 + 4\pi M_s]^{1/2}$. Portanto H_0 decrescerá com o aumento da magnetização de saturação (M_s). Assim, com o aumento da temperatura, a ressonância deve se deslocar para campos altos. Além disso a intensidade deve diminuir, pois $\partial M/\partial T$ é menor que zero. Este comportamento pode ser observado na Fig. 3.4, extraída da referência [3], que mostra a absorção de FMR para o γ -Fe₂O₃ para duas temperaturas.

No caso da PM-FMR, como já mencionamos, a oscilação da temperatura da amostra é a responsável pelo sinal ac detectado pelo cristal detector, proveniente da parte refletida de microonda pela cavidade. Portanto, a forma de linha resultante será obtida subtraindo-se as duas curvas de absorção para temperaturas diferentes quando $\Delta T \rightarrow 0$, já que essa variação na temperatura é muito pequena na frequência de modulação em que trabalhamos. Esta subtração, neste caso limite, é a própria derivada da curva de absorção em relação à temperatura. Com isso, pode-se entender a inversão da fase do sinal observada nos espectros no ponto em que a amplitude se anula.

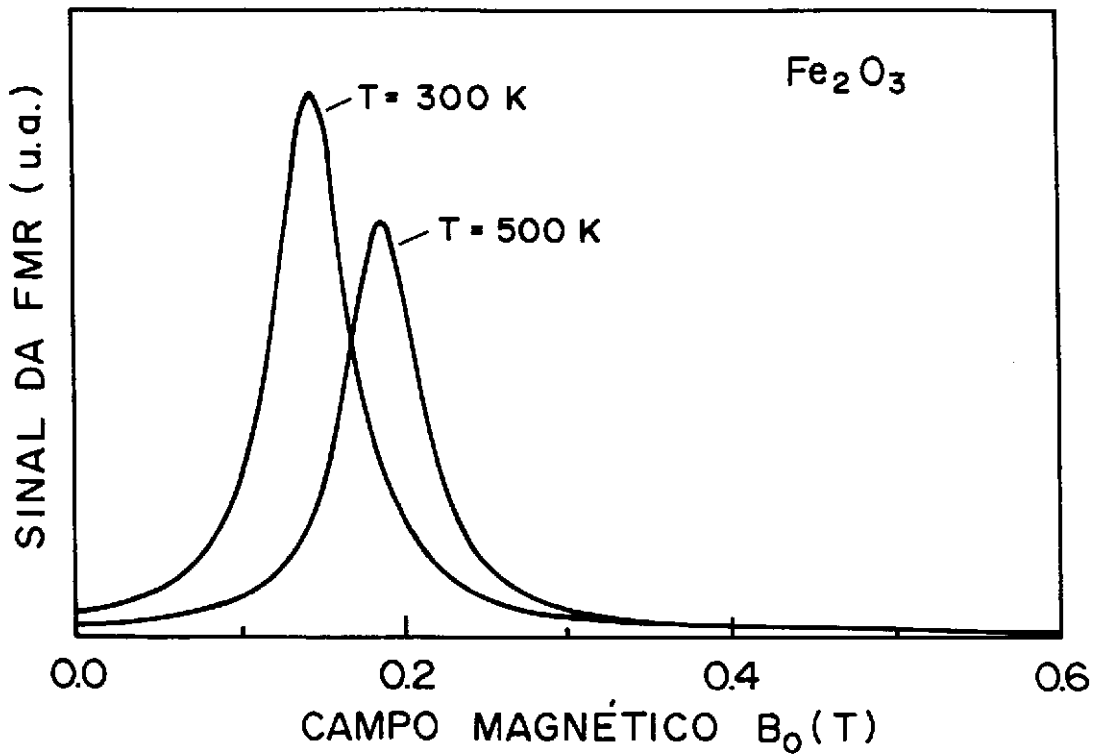


Figura 3.4: Espectro de absorção de FMR para o $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ para duas temperaturas diferentes. Esta figura foi extraída da ref. [3].

3.3 DEPENDÊNCIA DO SINAL DA PM-FMR COM A FREQUÊNCIA DE MODULAÇÃO

O sinal da PM-FMR é proporcional à oscilação da temperatura da amostra na região compreendida pelo comprimento de difusão térmica μ , desde que esta região absorva microondas. Portanto, o sinal também dependerá da frequência de modulação, uma vez que μ depende de ω_M , (Eq. 2.5). Assim sendo, para conhecermos essa dependência é necessário conhecer o comportamento da temperatura na amostra.

Seja a configuração da Fig(3.5):

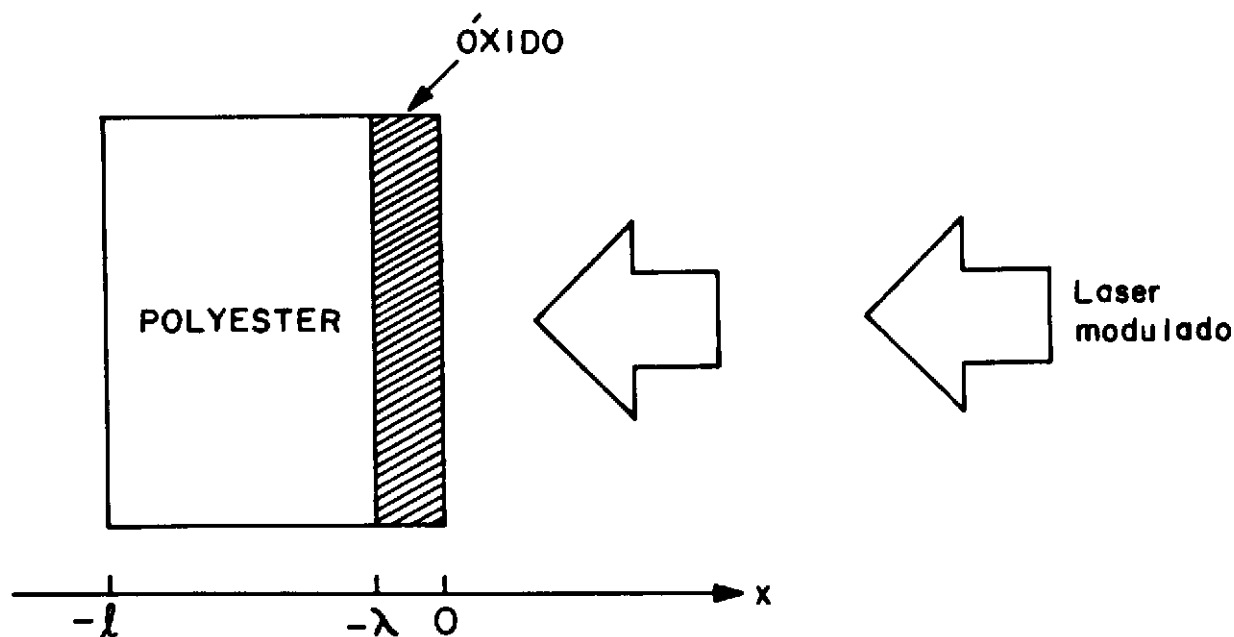


Figura 3.5: Configuração adotada para estudarmos o perfil de temperatura na amostra. l é a espessura da amostra e λ a da camada de óxido.

De acordo com o modelo unidimensional de Rosencwaig-Gersho [2] para o fluxo de calor em sólidos, no caso em que a absorção é localizada numa profundidade x , pode-se escrever para a variação da temperatura na amostra [4]:

$$\theta(x) = \theta(0) \exp(\sigma x) \quad (3.1)$$

onde σ é o coeficiente complexo de difusão térmica definido como $\sigma = (1+i)a$, onde a é o inverso de μ Eq. 2.5; $\theta(0)$ é a temperatura na interface da amostra - gás ($x=0$) e, neste caso, é dada por [4]:

$$\theta(0) = \frac{\beta I}{k\sigma} \frac{\cosh(\sigma l)}{\sinh(\sigma l)} \quad (3.2)$$

onde β é o coeficiente de absorção óptica; k é a condutividade térmica e I a intensidade da luz incidente.

É necessário conhecer o comportamento da temperatura média apenas na camada ferromagnética, pois só aí haverá absorção de microonda. A temperatura média na profundidade λ é dada por:

$$\bar{\theta} = \frac{1}{\lambda} \int_{-\lambda}^0 \theta(x) dx = \frac{1}{\lambda} \frac{\beta I}{k\sigma} \frac{\cosh(\sigma l)}{\sinh(\sigma l)} \int_{-\lambda}^0 e^{\sigma x} dx$$

$$\bar{\theta} = \frac{1}{\lambda} \frac{\beta I}{k\sigma} \frac{\cosh(\sigma l)}{\sinh(\sigma l)} \frac{1 - e^{-\sigma \lambda}}{\sigma}$$

Na região de frequência na qual trabalhamos, a amostra é termicamente grossa ($\mu \ll l$) e portanto $|\sigma l| \ll 1$, e pode-se fazer a aproximação:

$$\frac{\cosh(\sigma l)}{\sinh(\sigma l)} \cong 1$$

logo

$$\bar{\theta} \cong \left(\frac{1}{\lambda} \frac{\beta I_-}{k\sigma} \right) \frac{1 - e^{-\sigma\lambda}}{\sigma}$$

o termo entre parênteses é independente da frequência de modulação e portanto:

$$\bar{\theta} \propto \frac{1 - e^{-\sigma\lambda}}{\sigma} = \frac{1 - \exp[-(1+i)a\lambda]}{(1+i)^2 a^2}$$

$$\bar{\theta} \propto \frac{\sqrt{[1 - e^{-a\lambda} \cos(a\lambda)]^2 + [e^{-a\lambda} \sen(a\lambda)]^2}}{2a^2} \times e^{i(\phi - \pi/2)} \quad (3.3)$$

onde $a = \frac{1}{\mu} = \left[\frac{\pi f}{\alpha} \right]^{1/2}$

e a fase do sinal é dada por $\varphi = \phi - \pi/2$

onde $\phi = \tan^{-1} \left[\frac{e^{-a\lambda} \sen(a\lambda)}{1 - e^{-a\lambda} \cos(a\lambda)} \right] \quad (3.4)$

O sinal da PM-FMR, como já dissemos, é proporcional à temperatura da amostra (Eq.2.4) e portanto terá a amplitude proporcional à Eq.(3.3) sem o termo exponencial que é referente à fase.

A Fig. 3.6 mostra o resultado experimental para a fita de Cromo da dependência da amplitude do sinal em função da frequência de modulação do laser. Para a obtenção desses dados o campo magnético externo foi mantido fixo em zero, onde a amplitude do sinal é máxima. A linha contínua representa a expressão teórica utilizada no ajuste dos dados experimentais a partir da Eq(3.3) multiplicada por um parâmetro de proporcionalidade. A difusividade considerada no ajuste foi a do polyester ($\alpha=0.7 \times 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}$) [5].

O parâmetro λ , que é a espessura da camada de óxido, obtido do ajuste foi $4.6 \pm 0.3 \text{ }\mu\text{m}$. Este valor está de acordo com o valor citado na referência [1] e encontrado em catálogos de fitas cassetes.

As condições experimentais foram: 150mW de potência do laser e 10mW de potência de microondas.

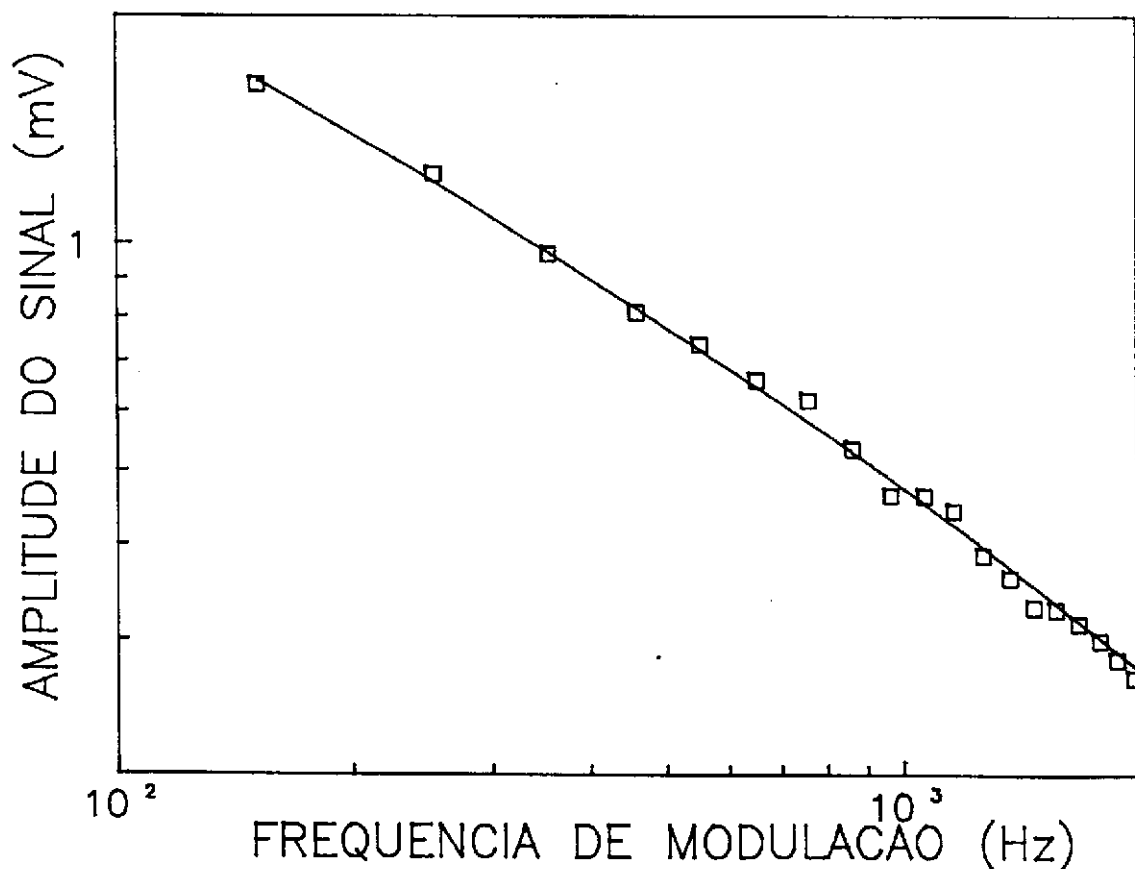


Figura 3.6: Amplitude do sinal da PM-FMR em função da frequência de modulação para a fita de Cromo. A espessura da camada de óxido obtida do ajuste foi de $4.6 \text{ }\mu\text{m}$.

No caso da fita de Ferro, Fig. 3.7, o campo magnético externo foi fixado em 0.9 KGauss, a potência do laser foi de 20 mW e a de micrronda 10 mW. O resultado para a espessura da camada de óxido, λ , obtido do ajuste foi de $5.8 \pm 0.4 \mu\text{m}$.

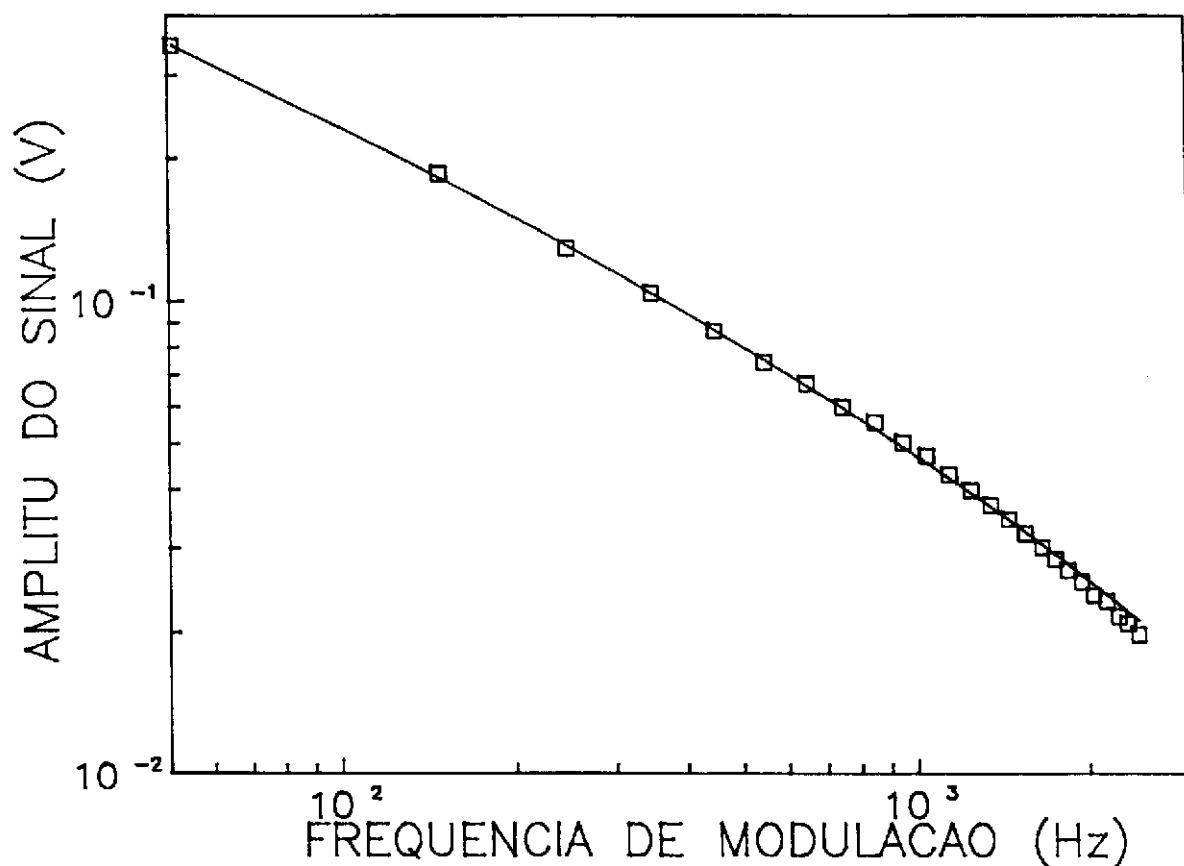


Figura 3.7: Amplitude do sinal da PM-FMR em função da frequência de modulação do feixe incidente para a fita de Ferro. A espessura da camada de óxido obtida do ajuste foi de $5.8 \mu\text{m}$.

O comportamento da fase em função da frequência de modulação do feixe incidente pode ser obtido com a Eq(3.4). De acordo com essa equação, tem-se:

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \phi = -\pi/2$$

e

$$\lim_{\lambda \rightarrow 0} \phi = -\pi/4$$

A Fig 3.8 mostra o comportamento da fase em função da frequência de modulação para várias espessuras da camada absorvedora de óxido λ .

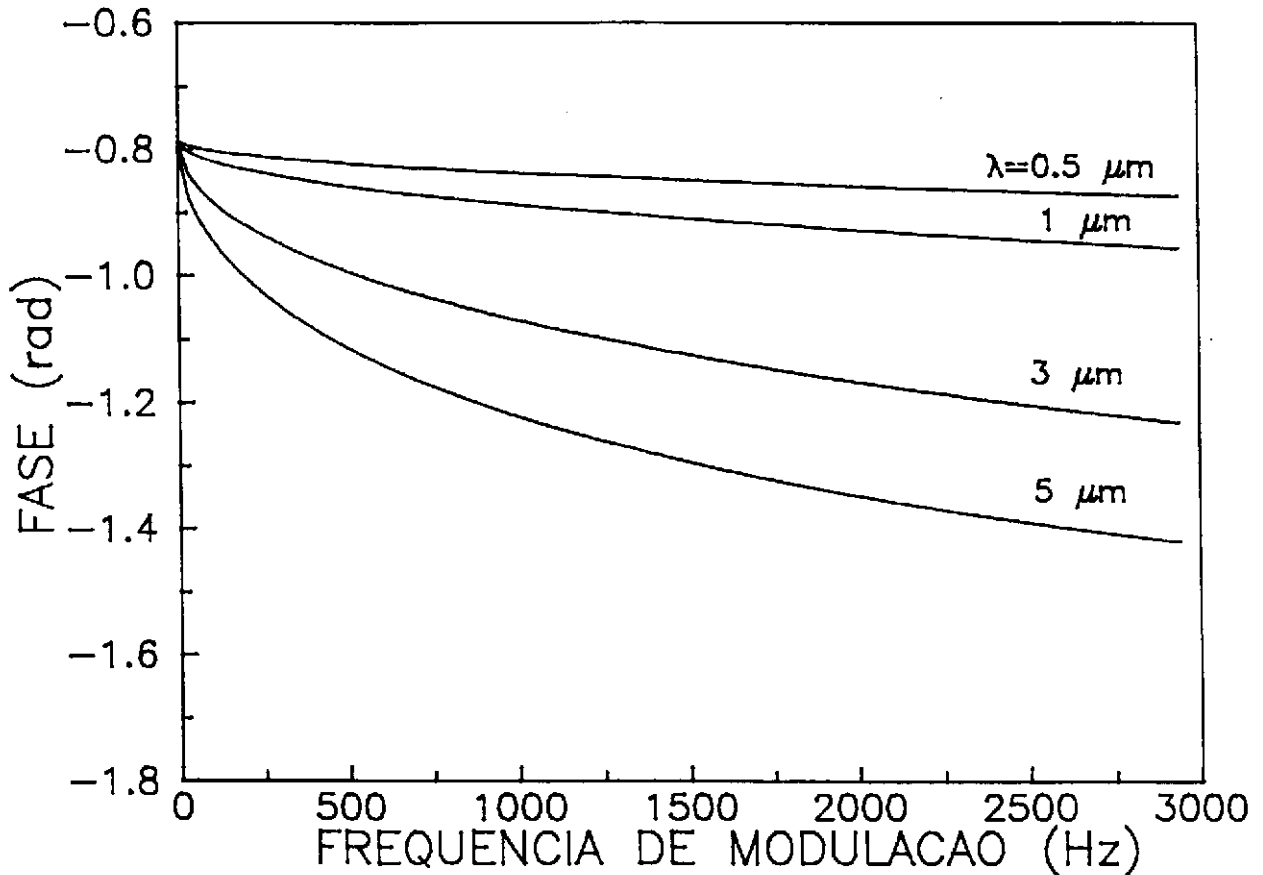


Figura 3.8: Cálculo do comportamento da fase em função da camada absorvedora λ , utilizando a Eq.(3.4).

Esse comportamento é bem semelhante aos dados experimentais obtidos mostrados na Fig 3.9. Esses dados foram ajustados fixando-se o parâmetro λ obtido do ajuste feito com a amplitude do sinal.

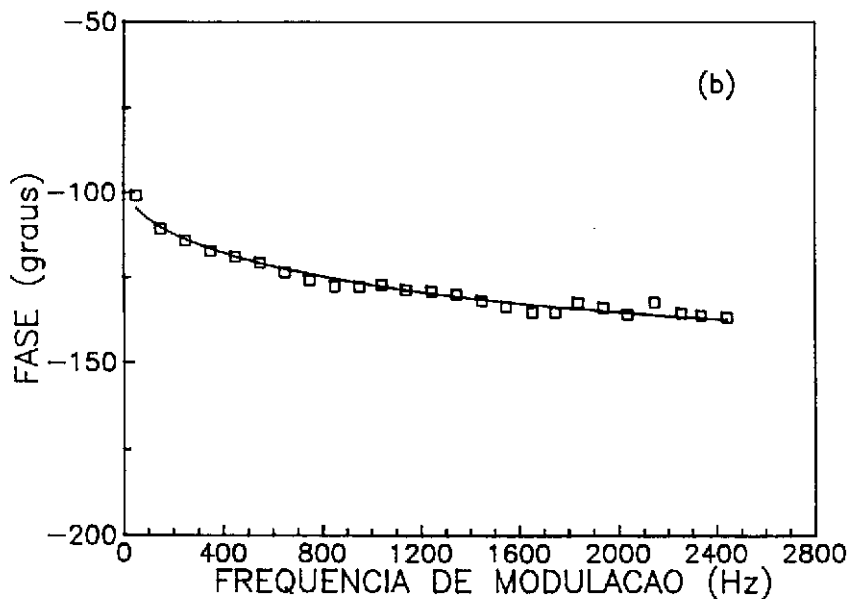
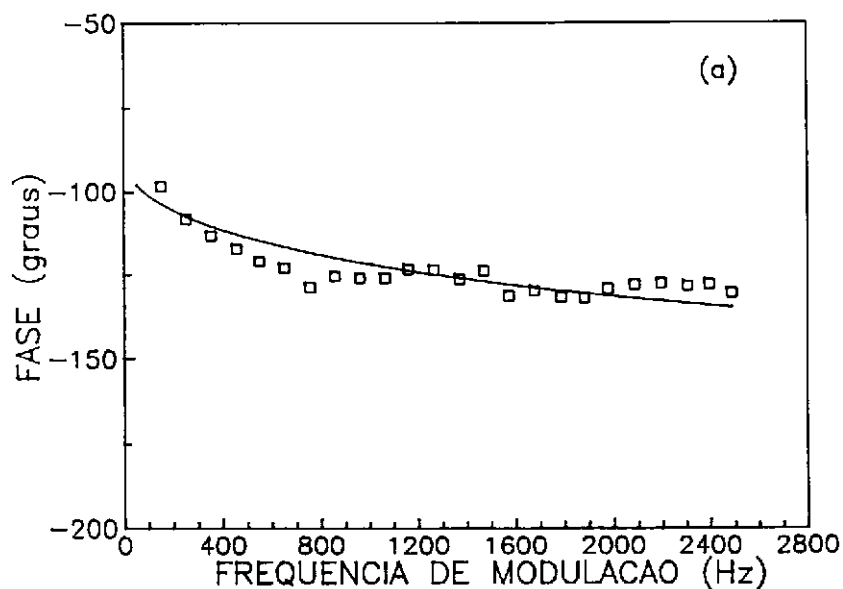


Figura 3.9: Fase do sinal da ressonância fototermicamente modulada em função da frequência de modulação para a fita de Cromo (a) e para a fita de Ferro (b).

3.4 PERFIL DE PROFUNDIDADE EM AMOSTRAS COMPOSTAS

As mesmas fitas magnéticas descritas anteriormente foram colocadas uma sobre a outra de forma a constituir uma amostra com duas camadas magnéticas distintas. A fita de Ferro foi colada sobre a de Cromo de forma que ficasse com a face que contém o óxido para cima, e a base da fita de Cromo foi colada em um papel. Esta configuração está representada na Fig 3.10:

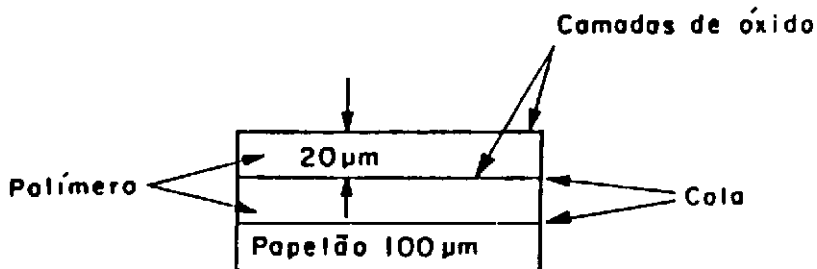


Figura 3.10: Corte transversal da configuração da amostra composta pelas duas fitas.

Considerando-se que a espessura da camada de cola, seja em torno de $5 \mu\text{m}$ e a do poliéster da ordem de $15 \mu\text{m}$, a separação entre as duas camadas de óxido é então cerca de $20 \mu\text{m}$.

A amostra composta resultante foi fixada no suporte de vidro e colocada na cavidade sem paredes. O feixe de laser incidiu sobre a fita de Ferro e ambas estavam com a direção de gravação paralela ao campo magnético externo. As condições experimentais foram: frequência de microondas de 9.4359 GHz , potência de microondas de 10 mW , potência do laser de 350 mW .

Com o objetivo de obtermos um perfil de profundidade dessa amostra, isolando-se a contribuição de cada uma das camadas magnéticas, obtivemos vários espectros variando-se a frequência de modulação do laser. Desta forma, variamos o comprimento de difusão térmica que é dado por $\mu = (\alpha/\pi f)^{1/2}$, onde α é a difusividade térmica do material ($\approx 0.7 \times 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{s}$) e f a frequência de modulação. Para uma frequência de 97 Hz, o comprimento de difusão térmica é de cerca de 16 μm , o que acarretará uma contribuição da camada magnética da fita de Cromo para o sinal da PM-FMR, já que μ é definido como o comprimento onde a amplitude da onda térmica decai a $1/e$ da amplitude original na superfície do material. Na medida em que aumenta-se a frequência de modulação, a parte significativa da onda térmica que contribui para o sinal tende a se restringir à camada mais externa. Isto pode ser visto na Fig.3.11 que mostra a amplitude do sinal em função do campo magnético para várias frequências de modulação. Vemos que para uma frequência de modulação de 510 Hz ($\mu = 7 \mu\text{m}$), conseguimos isolar o sinal proveniente apenas da camada de $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ e o espectro obtido é o mesmo da Fig.3.3. Para a frequência mais baixa (97 Hz), observamos a contribuição das duas camadas, onde os mínimos observados em torno de 0.8 KGauss e 1.6 KGauss são devido à passagem pelo zero do sinal da fita de Cromo e de Ferro respectivamente.

Este método de obtenção de um perfil de profundidade do material, se mostra eficiente apenas na separação da contribuição da camada mais externa. Não é possível obtermos desta forma apenas o espectro da camada mais interna, um vez que a onda térmica está sempre presente na primeira camada.

Para conseguirmos o espectro da camada mais interna, usamos o método de separação dos espectros na fase já discutido no capítulo 2. A Fig. 3.12 mostra a amplitude do sinal a 97 Hz, portanto há contribuição das duas camadas absorvedoras. Com uma projeção do sinal obtido a 180° , isolamos a contribuição da fita de Cromo, e com outra projeção a 274° , isolamos a contribuição da fita de Ferro. Destes dados podemos dizer que fase do sinal da fita de Cromo está a 270° e a fase da fita de Ferro a 184° . Portanto há uma diferença de fase entre o sinal das duas camadas de 86° .

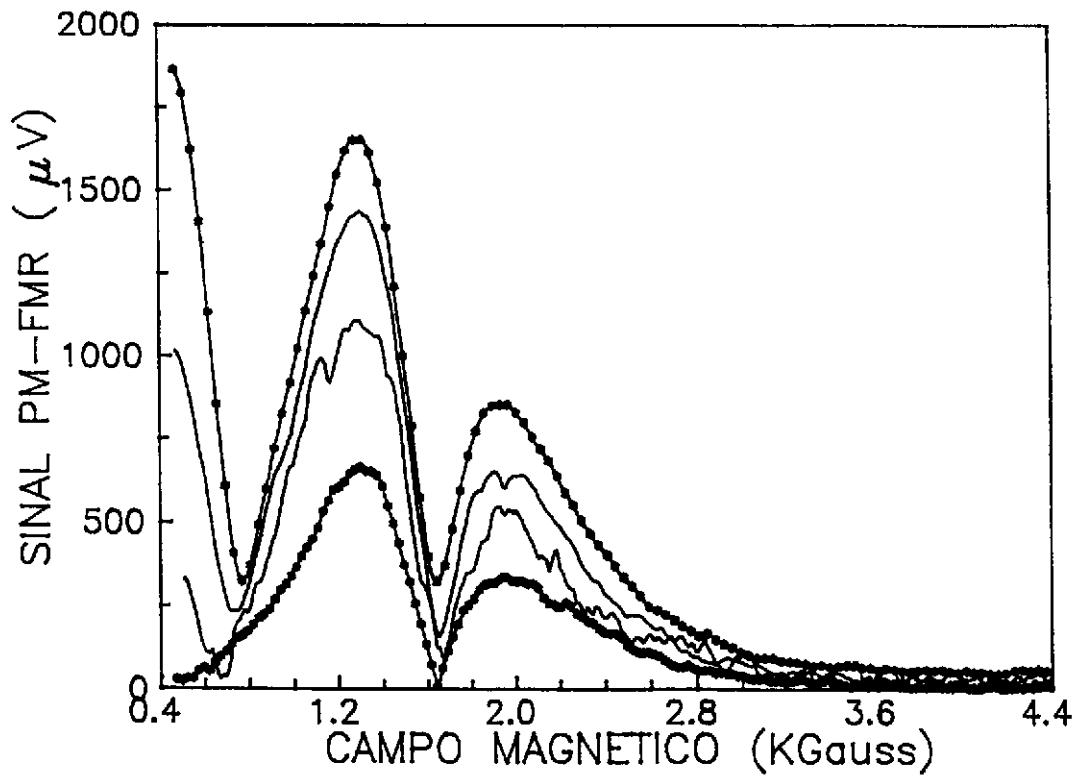


Figura 3.11: Amplitude do Sinal em função do campo magnético para várias frequências de modulação. A partir da curva superior para a inferior as frequências são: 97, 152, 245, 510 Hz.

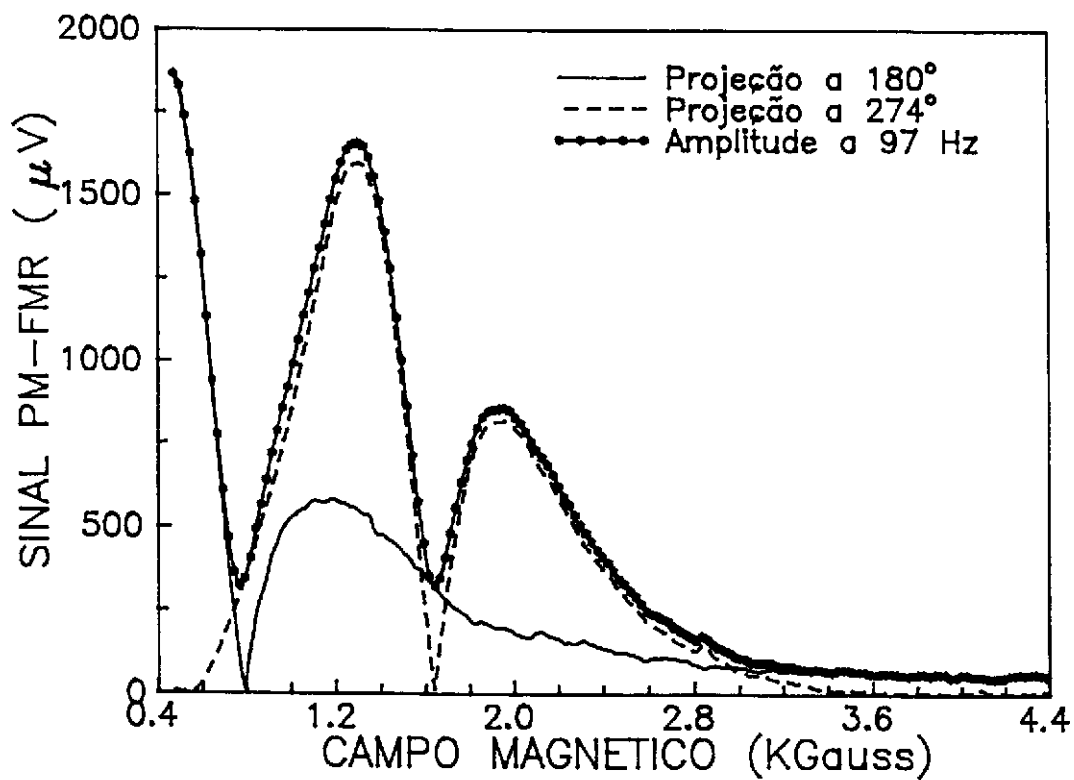


Figura 3.12: Amplitude do sinal a 97 Hz, mostrando a contribuição das duas camadas para o sinal. A projeção do sinal num ângulo de fase de 180° , isola a contribuição da fita de Cromo, enquanto que a 274° , isolamos o sinal proveniente da fita de Ferro.

3.5 CONCLUSÕES

Neste capítulo usamos a técnica da ressonância magnética fototermicamente modulada para amostras de fitas magnéticas e fizemos uma análise qualitativa dos espectros obtidos dessas fitas.

Mostramos também o comportamento do sinal em função da frequência de modulação para este tipo de detecção. A partir disto, determinamos a espessura da camada absorvedora de microondas do material.

Na última parte do capítulo, mostramos a vantagem desta técnica em relação à convencional, na obtenção de um perfil de profundidade em amostras ferromagnéticas compostas, tanto variando-se o comprimento de difusão térmica do material como usando-se o método de separação dos espectros na fase .

BIBLIOGRAFIA

- [1] J.Pelzl, U.Netzelmann, *Topics in Current Physics*, vol.47, Springer-Verlag, Heidelberg (1989);
- [2] A.Rosencwaig e A.Gersho, *J. Appl. Phys.* **47** (1976) 64;
- [3] T.Orth, U.Netzelmann, J.Pelzl, *Appl. Phys. Lett.* **53** (1988) 1979;
- [4] A.M.Mansanares, Tese de Doutorado, Unicamp, 1991;
- [5] Y.S.Touloukian, R.W.Powell, C.Y.Ho, M.C.Nicolau, *Thermal Difusivity*, Plenum, New York.

4.1 INTRODUÇÃO

Amostras ferromagnéticas em pó, contendo partículas com monodomínios têm sido estudadas teórica e experimentalmente [1][2]. Neste capítulo faremos um estudo da ressonância ferromagnética com a detecção convencional e com a detecção fototermicamente modulada, utilizando uma liga de $\text{Nd}_2\text{Fe}_{17}$ na forma de pó. Este material foi escolhido devido sua temperatura de Curie ser relativamente baixa (em torno de 50°C [3]), e por isso, fácil de se obter experimentalmente temperaturas onde dM/dT seja grande, o que é interessante na ressonância fototermicamente modulada. Além disso, este material tem sido estudado como uma possível fase básica no desenvolvimento de ímãs-permanente [3][4]. Esses ímãs-permanente requerem altos valores da magnetização remanente e da coercividade. Isto implica na necessidade de uma alta anisotropia magnetocristalina. Com a ressonância ferromagnética, podemos obter valores da anisotropia e outras características magnéticas.

Primeiramente, relataremos brevemente as medidas de magnetização e os resultados experimentais obtidos com a ressonância ferromagnética convencional (FMR), e com a fototermicamente modulada (PM-FMR).

Em seguida descreveremos um modelo teórico para as formas de linha desse material na forma de pó e compararemos os dados calculados desse modelo com os experimentais.

4.2 PREPARAÇÃO DA AMOSTRA

A amostra foi produzida pelo laboratório de Baixas Temperaturas da UNICAMP com ferro de 99.99 % de pureza e Nd de 99.9 %, que foram fundidos apropriadamente sob uma atmosfera de Argônio, de forma a obter a fase $\text{Nd}_2\text{Fe}_{17}$. O material obtido foi então mantido com Argônio por 7 dias em um forno à uma temperatura de 1100°C . Após isto, o material foi moído e peneirado de forma a selecionar os grãos com

tamanho entre 20-32 μm . Este pó foi prensado na ausência de campo magnético com 10^4 N/m^2 , na forma de um disco de 2.5 mm de diâmetro e 0.14 mm de espessura. A massa desse disco era de 5.3 mg e a densidade assumida para os cálculos foi de 77.7 g/cm^3 .

4.3 MEDIDAS DA MAGNETIZAÇÃO

As medidas da magnetização desse material foram realizadas pelo laboratório de Metais e Ligas da UNICAMP, utilizando-se um magnetômetro de amostra vibrante não comercial. Foram feitas medidas da magnetização em função do campo magnético num intervalo de 0 a 10 KGauss para uma temperatura fixa. Várias curvas de $M(H)$ foram obtidas para várias temperaturas. Na Fig. 4.1 mostramos as curvas para a temperatura de -100 e 21°C nas configurações de campo externo paralelo e perpendicular à superfície da amostra. A magnetização de saturação estimada desses dados foi da ordem de 120 emu/g [6].

Desses resultados, podemos notar que a magnetização não se encontra no regime saturado durante toda o intervalo de campo magnético medido. Isto será levado em conta nos cálculos das curvas na secção 4.6.

Devido a amostra ser policristalina na forma de pó, e este a princípio não estar orientado, fica difícil estimar qual o campo de anisotropia (H_a) do material, desses dados da magnetização. Porém, estimaremos H_a dos dados de ressonância ferromagnética na secção 4.6.2.

Podemos observar ainda da Fig. 4.1, que os dados da magnetização na configuração de H_0 paralelo sugerem o plano fácil de magnetização nessa direção. Como é conhecido da literatura, o $\text{Nd}_2\text{Fe}_{17}$ possui uma estrutura romboedral com eixo fácil de magnetização no plano basal [4][7]. Isto sugere a possibilidade do pó ter assumido um certo grau de orientação no processo de prensagem (secção 4.2).

Foram feitas também, pelo laboratório de Metais e Ligas da UNICAMP, medidas da magnetização em função da temperatura para um campo magnético fixo de 3 KGauss [6]; e a partir desses dados foi estimada uma temperatura de Curie, para esse material, em torno de 52°C [6]. Esses dados também foram utilizados para obter valores de

dM/dT que serão usados nas curvas calculadas de PM-FMR (secção 4.6).

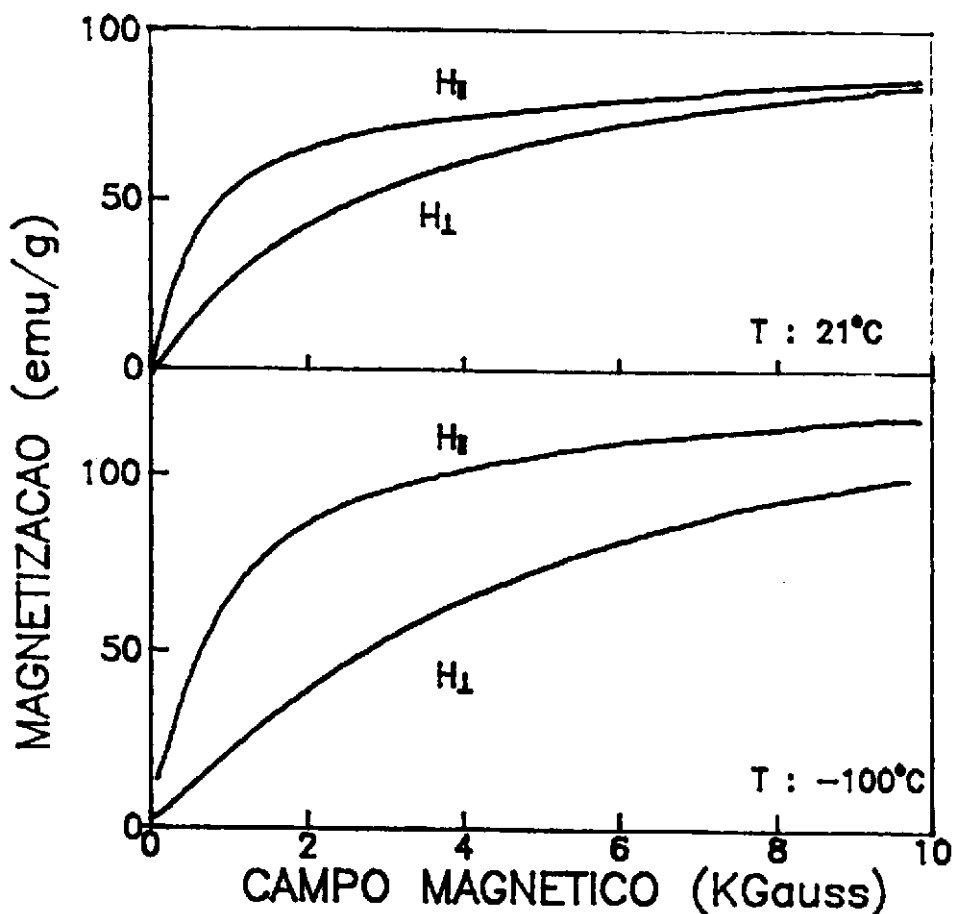


Figura 4.1: Curva da magnetização do Nd_2Fe_{17} na forma de pó para temperaturas de -100 a $21^{\circ}C$ para o campo magnético paralelo e perpendicular à superfície do disco.

4.4 MEDIDAS DE RESSONÂNCIA FERROMAGNÉTICA CONVENCIONAL

O fato da magnetização mudar continuamente na medida que o campo externo aumenta, dificulta o estudo da ressonância ferromagnética para este material. O próprio campo magnético de ressonância muda ao longo do espectro, pois depende da magnetização. Isto faz com que a forma de linha seja bem distorcida e assimétrica, Fig. 4.2. Portanto, assumimos que o campo de ressonância seja dado pelo ponto de máximo da curva de absorção, ou no ponto de inflexão da curva para os espectros experimentais, pois como já dissemos (secção 2.1), o espectro experimental é a derivada da curva de absorção.

A Fig. 4.2 mostra os espectros experimentais para a direção do campo H_0 paralelo à superfície da amostra para várias temperaturas. Podemos notar a distorção e assimetria dessas linhas além de uma largura relativamente grande. Os cálculos feitos e o modelo teórico utilizado para a obtenção das linhas calculadas serão abordados na secção 4.6. Para esses cálculos foram utilizados os valores experimentais de $M(H_0)$ ao invés de M_s na fórmula obtida do modelo teórico.

A Fig.(4.3) mostra os espectros de FMR para H_0 perpendicular à superfície do disco.

Nessas figuras(4.2 e 4.3) as linhas teóricas foram transladadas em relação as experimentais para podermos compará-las.

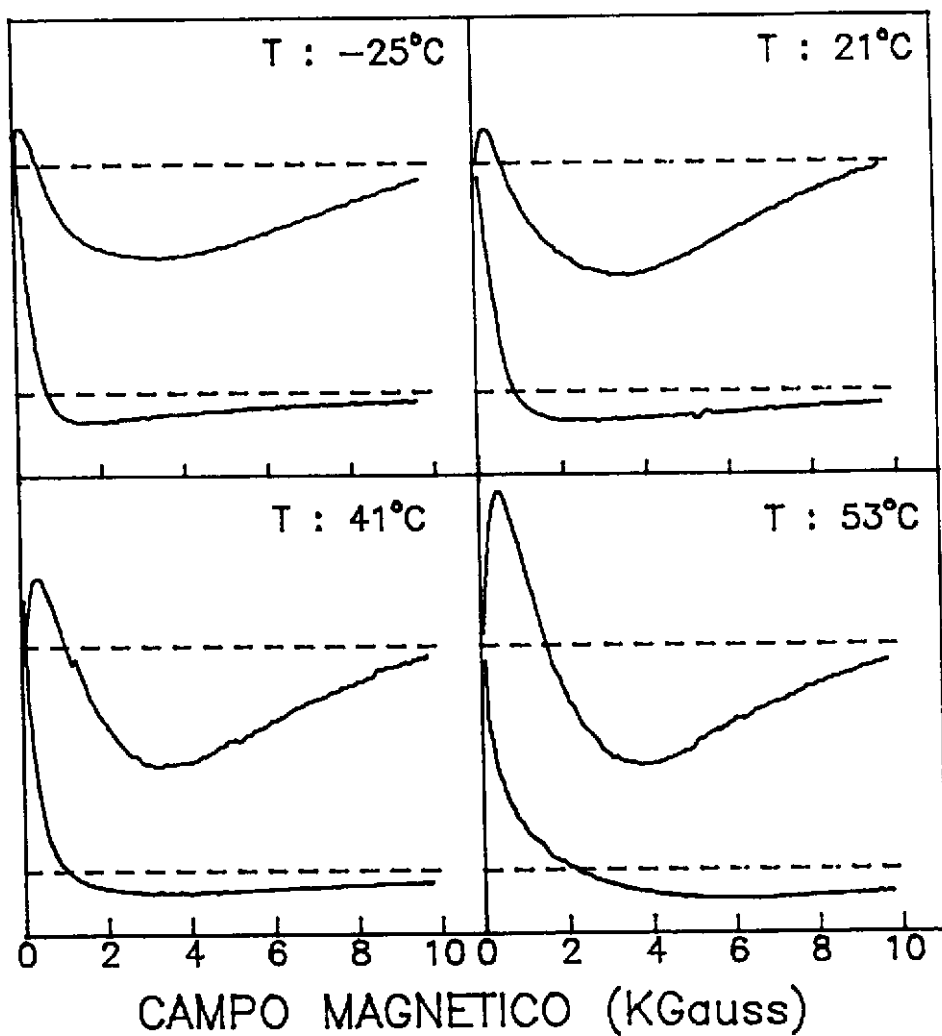


Figura 4.2: Derivadas das curvas de absorção experimental (curvas superiores) e calculada (curvas inferiores) para H_0 paralelo e para diferentes temperaturas.

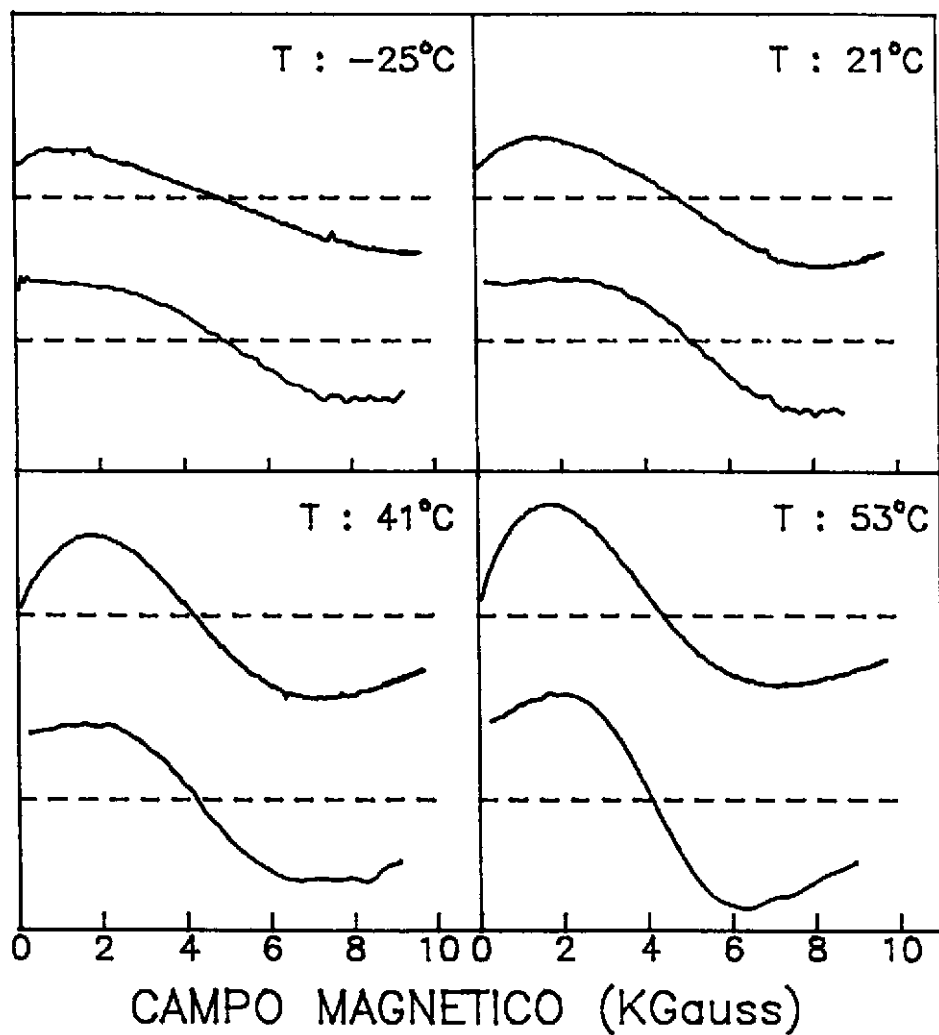


Figura 4.3: O mesmo que a figura 4.2, mas para um campo magnético perpendicular. A linha pontilhada é a linha de base.

Na tabela 4.1 mostramos, para H_0 paralelo à superfície do disco, o campo de ressonância, a largura de linha e estimativas numéricas para a derivada da magnetização em relação à temperatura para várias temperaturas. Essas últimas foram obtidas da ref.[6].

Tabela 4.1: Campo de ressonância de FMR, largura de linha e estimativa numérica de $(\partial M/\partial T)T_C$ para H_0 paralelo à superfície do disco para diversas temperaturas.

Temperatura (°C)	H_{res} (KGauss)	ΔH (KGauss)	$(\partial M/\partial T) \cdot T_C$ (emu/g)
9	—	6.0 ± 0.5	-0.8
21	0.7	7.0	-1.9
31	0.95	—	—
41	1.0 ± 0.2	7.0	-2.7
48	1.25	7.5 ± 0.5	—
53	1.5	—	—

Para H_0 perpendicular, o campo de ressonância é praticamente constante ($H_{res} = 4.5 \pm 0.3$ KGauss). O erro na determinação de H_{res} e ΔH é grande porque a linha é bem distorcida e além disso, H_{res} depende da escolha da linha de base. Como no intervalo de campo em que trabalhamos, a magnetização estava no regime não saturado, não é fácil identificarmos a posição da linha de base. Além disso, essa posição depende da potência, do ganho e do acoplamento da cavidade, os quais é muito difícil controlarmos quantitativamente.

As condições experimentais para essas medidas foram: frequência de microondas de 9.3 GHz e potência de microonda de 1mW.

4.5 MEDIDAS DE PM-FMR

As medidas de PM-FMR foram feitas apenas para a configuração de campo magnético externo paralelo à superfície do disco. Os espectros são mostrados na Fig. 4.4 para as temperaturas de 9, 21 e 41°C. Novamente notamos a amplitude finita do sinal para $H_0=0$ e, para a temperatura mais baixa, há um mínimo na amplitude em torno de 2 KGauss. Resultados semelhantes, porém com um mínimo mais pronunciado, foram mostrados no capítulo 3 para as fitas *cassetes* de gravação.

As condições experimentais foram: 5 mW de potência de microondas, frequência de microondas de 9.45 GHz, potência do laser de 200 mW e frequência de modulação de 100 Hz.

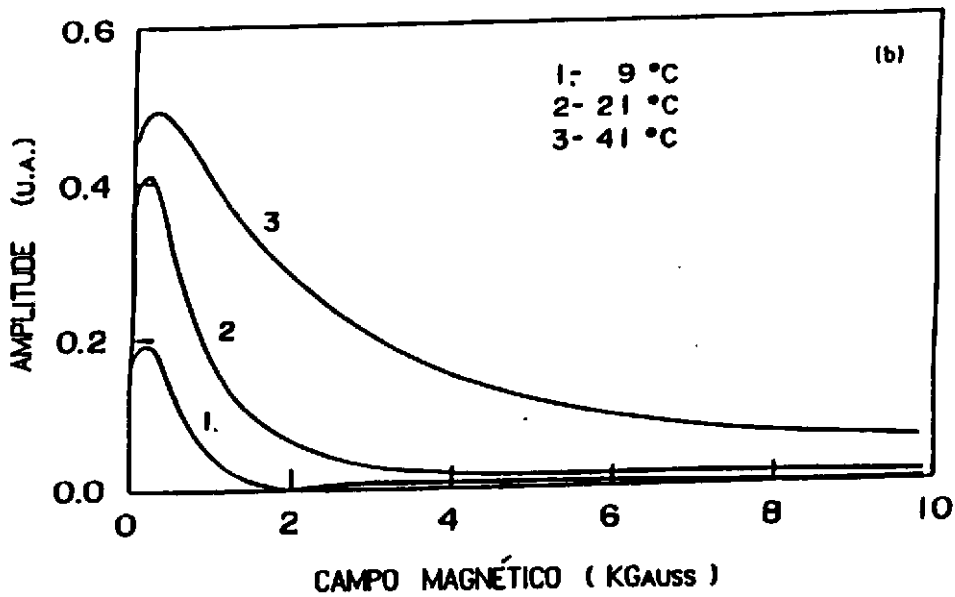
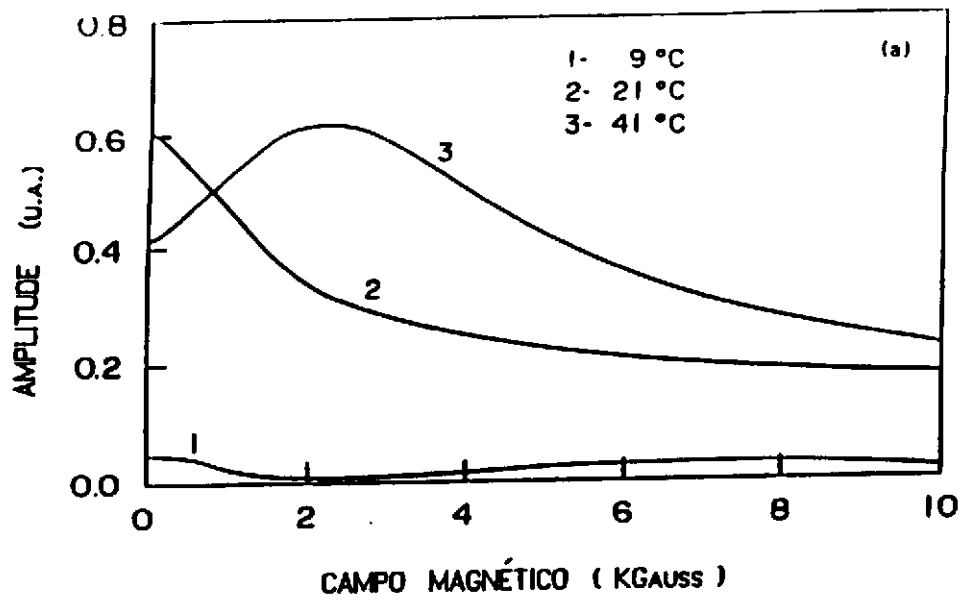


Figura 4.4: Espectro experimental (a) e calculado (b) da amplitude do sinal da PM-FMR para diferentes temperaturas.

4.6 DISCUSSÃO

4.6.1 O MODELO TEÓRICO

Considerando-se uma partícula na presença de um campo magnético externo H_0 e de um campo oscilante $h(t)$ (campo de microondas) como definido na Fig. 4.5, e fazendo-se as seguintes aproximações: (i) o eixo cristalino da partícula coincidente com o eixo da partícula, (ii) cada partícula constituindo-se em um monodomínio [2]; pode-se escrever para a susceptibilidade escalar [8]:

$$\chi = \frac{\gamma^2}{(\omega_0^2 - \omega^2) + i\omega\Delta\omega} \left[l^2 \left(F_{\vartheta\vartheta} + \frac{i\omega\alpha M}{\gamma} \right) + m^2 \left(\frac{F_{\varphi\varphi}}{\text{sen}^2\vartheta_0} + \frac{i\omega\alpha M}{\gamma} \right) + 2lm \frac{F_{\varphi\vartheta}}{\text{sen}\vartheta_0} \right] \quad (4.1)$$

onde

$$\begin{aligned} l &= \text{sen}\delta \text{sen}(\varphi_0 - \lambda) \\ m &= \text{cos}\vartheta_0 \text{sen}\delta \text{cos}(\varphi_0 - \lambda) - \text{cos}\delta \text{sen}\vartheta_0 \end{aligned} \quad (4.2)$$

Na Eq.(4.1) consideramos o parâmetro α pequeno e desprezamos os termos com α^2 . Os ângulos estão definidos na Fig. 4.5 e φ_0 , ϑ_0 são os ângulos da posição de equilíbrio da magnetização. Esta posição corresponde ao mínimo da energia livre e é encontrada fazendo-se $F_\varphi = 0$ e $F_\vartheta = 0$ (secção 1.2.2).

Primeiramente vamos encontrar a energia da partícula no pó considerando três partes para essa energia: a energia Zeemann (F_1) devido a interação da partícula com o campo magnético externo; a energia devido a anisotropia magnetocristalina (F_2); e a energia demagnetizante (F_3) devido a anisotropia da forma das partículas e devido ao disco formado por essas partículas. Não consideraremos os efeitos de magnetostricção devido as tensões no material e a energia de estrutura dos domínios, pois estamos considerando que cada partícula seja um monodomínio.

A energia Zeemann é dada por:

$$F_1 = - \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_0 = -MH_0 [\text{sen}\vartheta \text{ sen}\vartheta \cos(\varphi - \phi) + \text{cos}\vartheta \text{ cos}\vartheta] \quad (4.3)$$

e como é conhecido, o $\text{Nd}_2\text{Fe}_{17}$ possui uma estrutura romboedral com eixo magnético fácil no plano basal [7], portanto a energia de anisotropia uniaxial (secção 1.2.3.2) pode ser escrita como:

$$F_2 \cong k_1 \text{sen}^2\psi$$

onde não estamos considerando os termos de ordem superior da anisotropia. O ângulo ψ é definido como o ângulo entre o vetor de magnetização e o plano basal e de acordo com a Fig. 4.5 é dado por:

$$\text{cos}\psi = \text{sen}\varphi \text{ sen}\alpha (\text{cos}\varphi \text{ cos}\beta + \text{sen}\varphi \text{ sen}\beta) + \text{cos}\vartheta \text{ cos}\xi$$

por comodidade, escreveremos:

$$F_2 = K_1 (1 - \text{cos}^2\psi) \quad (4.4)$$

A energia demagnetizante consiste de duas partes, F_{3a} e F_{3b} . A primeira parte é devida a forma de disco da amostra. Assim, podemos escrever para os fatores de demagnetização da amostra (secção 1.2.3.1), considerando um disco fino (secção 4.2), $N_x = N_z = 0$, $N_y = 4\pi$.

Logo, da Eq.(1.15):

$$F_{3a} = \frac{1}{2} M^2 N_y \operatorname{sen}^2 \vartheta \operatorname{cos}^2 \varphi = 2\pi M^2 \operatorname{sen}^2 \vartheta \operatorname{cos}^2 \varphi \quad (4.5)$$

Para a segunda parte, a energia demagnetizante da partícula pode ser escrita como [8]:

$$F_{3b} = \frac{1}{2} M^2 N_{tp} - \frac{1}{2} M^2 \eta \left[\operatorname{sen}^2 \beta \operatorname{sen}^2 \vartheta \operatorname{cos}^2 (\varphi - \alpha) + \operatorname{cos}^2 \beta \operatorname{cos}^2 \vartheta + \frac{1}{2} \operatorname{sen} 2\beta \operatorname{sen} 2\vartheta \operatorname{cos} (\varphi - \alpha) \right] \quad (4.6)$$

onde $\eta = N_{tp} - N_{ap}$. E N_{tp} e N_{ap} são os fatores de demagnetização transversal e axial de um elipsóide de rotação, respectivamente.

Agora, considerando a energia livre dada por $F = F_1 + F_2 + F_3$, e o caso particular onde o campo externo H_0 é paralelo à superfície do disco ($\phi = \theta = \pi/2$ e $\lambda = \delta = 0$), e fazendo-se a aproximação na qual as partículas estão com seus eixos principais no plano do disco, encontramos a posição de equilíbrio (ϑ_0, φ_0) fazendo $F_{\vartheta} = 0$ e $F_{\varphi} = 0$:

$$\vartheta_0 = \pi/2 \quad \text{e} \quad \operatorname{sen} \varphi_0 = \frac{H_0}{4\pi M}$$

Nesta configuração, de H_0 paralelo, temos da Eq.(4.2) que $l=0$ e $m = -1$. Então teremos da Eq.(4.1), considerando somente a parte imaginária e levando em conta que $\vartheta_0 = \pi/2$:

$$\chi'' = \frac{\gamma^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \Delta\omega^2} \left[(\omega_0^2 - \omega^2) \frac{\omega \alpha M}{\gamma} - \omega \Delta\omega F_{\varphi\varphi} \right] \quad (4.7)$$

Fazendo-se então as segundas derivadas da energia livre,

encontra-se [9][10]:

$$\begin{aligned}
 F_{\varphi\varphi} &= MH + 4\pi M^2 + M^2\eta + 2k_1/M \\
 F_{\vartheta\vartheta} &= MH + M^2\eta + 2k_1/M \\
 F_{\varphi\vartheta} &= 0
 \end{aligned}
 \tag{4.8}$$

No caso de H_0 perpendicular, encontra-se:

$$\begin{aligned}
 F_{\varphi\varphi} &= MH - 4\pi M^2 + M^2\eta + 2k_1/M \\
 F_{\vartheta\vartheta} &= MH - 4\pi M^2 + M^2\eta + 2k_1/M \\
 F_{\varphi\vartheta} &= 0
 \end{aligned}
 \tag{4.9}$$

Das Eqs.(1.8) e (1.9):

$$\omega_0^2 = \frac{\gamma^2}{M^2 \text{sen}^2 \vartheta_0} \left[F_{\vartheta\vartheta} F_{\varphi\varphi} - F_{\vartheta\varphi}^2 \right]$$

e

$$\Delta\omega = \frac{\gamma\alpha}{M} \left[F_{\vartheta\vartheta} + F_{\varphi\varphi} (\text{sen}^2 \vartheta_0)^{-1} \right]$$

A Eq.(4.7) foi utilizada para os espectros calculados, levando-se em conta a Eq.(4.8) para H_0 paralelo e a Eq.(4.9) para H_0 perpendicular. Na Eq.(4.7), ω_0 e $\Delta\omega$ foram substituídos pelas equações acima. Consideramos ainda, nesta equação, que o formato das partículas que constituem o pó, possui uma distribuição Gaussiana descrita pela função abaixo:

$$\phi(\eta) = \exp[-\eta^2/(2\pi)^2]$$

4.6.2 DISCUSSÃO DOS DADOS EXPERIMENTAIS E CALCULADOS

Como já dissemos, nossos dados experimentais de FMR e PM-FMR foram obtidos para uma amostra ferromagnética que se encontrava não saturada em todo o intervalo de campo magnético. Por essa razão, ao invés de usarmos a magnetização de saturação ou a magnetização espontânea em nossos cálculos, utilizamos os valores experimentais medidos de M em função de H_0 .

Nas Figs. 4.3 e 4.4, mostramos as curvas calculadas de FMR para a direção paralela e perpendicular. Os cálculos foram feitos utilizando-se a Eq.(4.7) e em seguida derivamos em relação a H_0 para compararmos com os espectros experimentais. Podemos observar que, exceto para a parte inicial dos espectros de H_0 paralelo, os dados calculados concordam qualitativamente com os experimentais.

Na Fig. 4.3, uma possível razão para o pico inicial dos espectros experimentais não ter aparecido em nossas curvas calculadas, é o fato de termos assumido em nosso modelo que as partículas são monodomínios.

Os parâmetros utilizados para os cálculos nessas figuras foram: fator $g=2.1$; tempo de relaxação $(\alpha\omega)^{-1} = 5.3 \times 10^{-11}$ s; e a constante de anisotropia $k_1 = 6.8 \times 10^5$ J/m³.

Na Fig. 4.6 mostramos as curvas de absorção de FMR calculadas para H_0 paralelo para diferentes campos de anisotropia (a) e para diferentes tipos de anisotropia de forma (b). As curvas da figura (a) foram obtidas para $\eta=7.2$ e as da figura (b), para um campo de anisotropia $H_a = 1.8$ KGauss.

Podemos observar da Fig. 4.6(a) que o campo de ressonância correspondente aos obtidos nos espectros experimentais ocorre para H_a entre 1 e 2 KGauss. Da mesma forma, vemos da Fig. 4.6(b), que o η correspondente está entre 6.3 e 10.0.

Na Fig. 4.7, mostramos esses cálculos para a configuração de campo perpendicular. Da figura (a), podemos ver que o campo de ressonância mais próximo do experimental (4.5 ± 0.3 KGauss), ocorre para H_a próximo de 2 KGauss. Da mesma forma, na figura (b), vemos que o η mais próximo corresponde a um valor um pouco superior a 6.3. Nas curvas calculadas das Figs. 4.3 e 4.4, consideramos $\eta=7.2$.

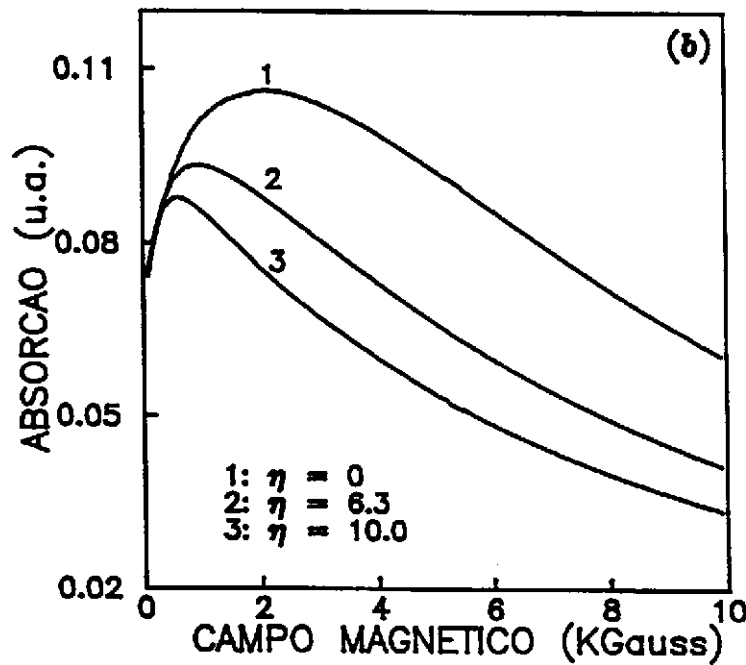
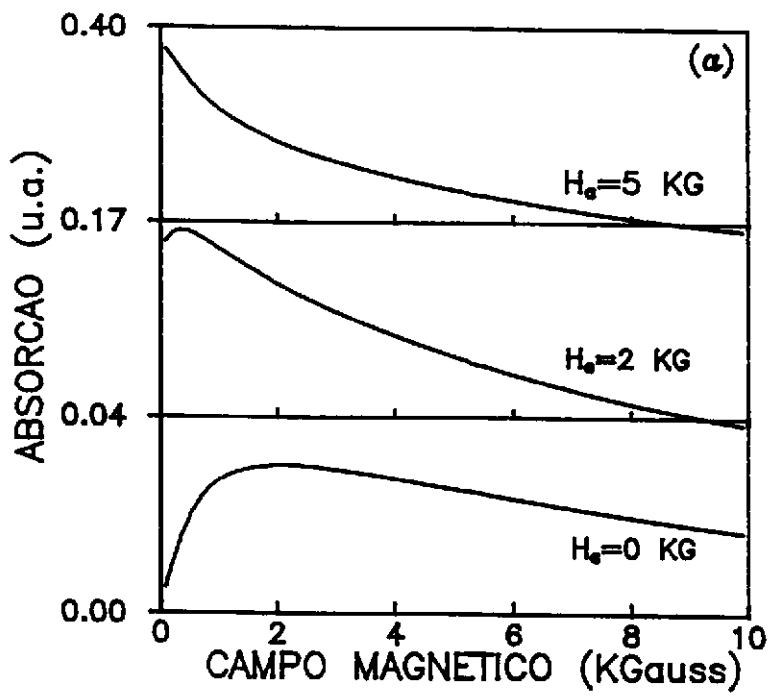


Figura 4.6: Curvas de absorção de FMR calculadas para campo paralelo para diferentes valores de campo de anisotropia (a) e para diferentes tipos de distribuição de forma da partícula (b).

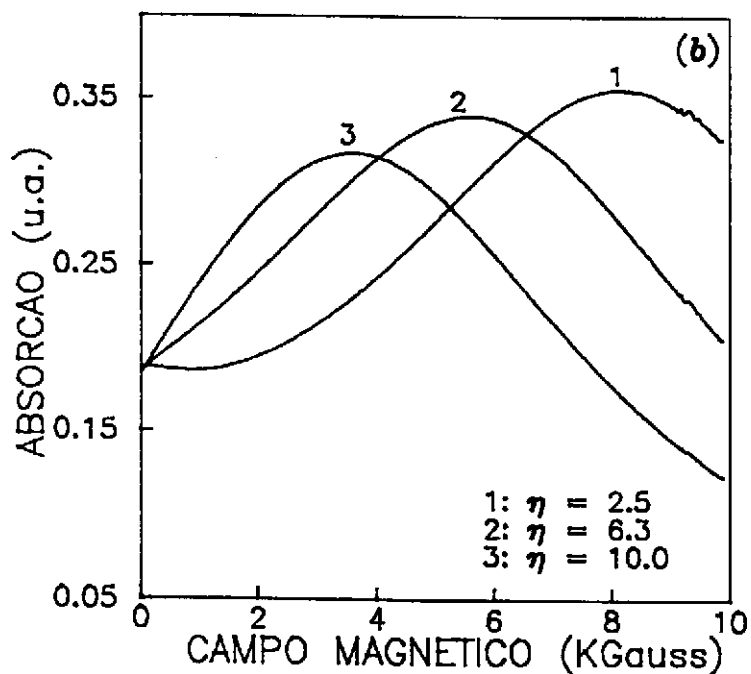
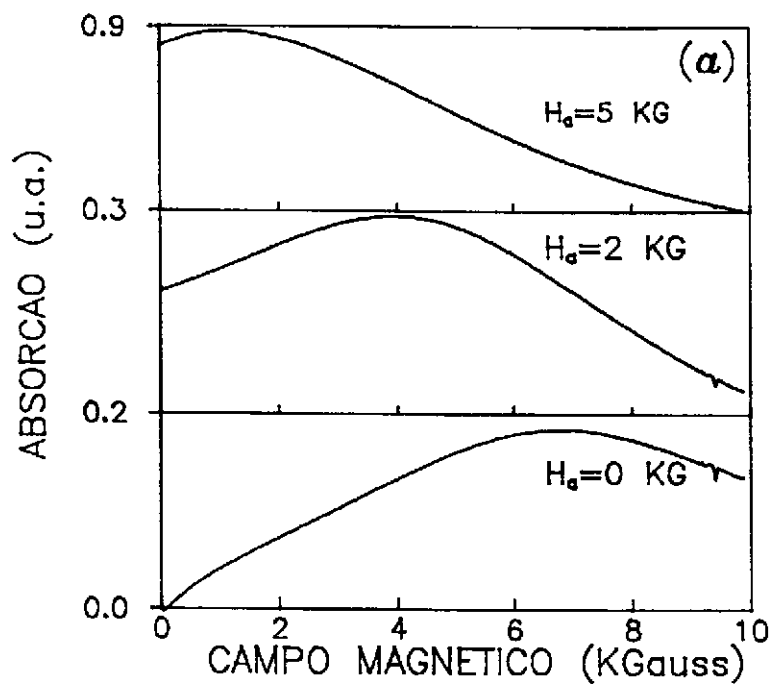


Figura 4.7: O mesmo que a Fig. 4.6 mas para a configuração de campo perpendicular.

Considerando-se agora a Eq.(4.7) e por simplificação desprezando-se o termo em α (do tempo de relaxação citado acima, este parâmetro de amortecimento é $\cong 0.3$), temos:

$$\chi'' = \frac{\gamma^2 \omega \Delta \omega F_{\varphi\varphi}}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega \Delta \omega} \quad (4.10)$$

onde $\Delta \omega = \gamma \Delta H / 2$.

Fazendo-se a aproximação que ΔH não dependa da temperatura (o que é razoável, no intervalo de temperatura que consideraremos, como pode ser observado da tabela 4.1), assim o único parâmetro dependente da temperatura é M , e usando-se $F_{\varphi\varphi}$ da Eq.(4.8), derivamos a Eq.(4.10) com relação à temperatura e obtemos:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \chi''}{\partial T} \cong & \left\{ \gamma^3 \left[\frac{\Delta H}{2} \right] \left[\frac{\partial M}{\partial T} \right] \omega (MH + 4\pi M^2 + M^2 \eta) \right. \\ & \times \left[(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \gamma (\Delta H / 2)^2 \right] + \gamma^2 \omega \Delta \omega F_{\varphi\varphi} 4\omega_0 (\omega_0^2 - \omega^2) \frac{\partial \omega}{\partial T} \left. \right\} \\ & \times \left[(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \gamma (\Delta H / 2)^2 \right]^{-2} \end{aligned} \quad (4.11)$$

Com a Eq. (4.11), e tomando os mesmos parâmetros que foram considerados para as curvas calculadas de FMR e os valores de $\partial M / \partial T$ apresentados na tabela 4.1, calculamos as curvas de PM-FMR que são mostradas na Fig. 4.4b. Podemos observar dessa figura, que para a temperatura mais baixa (9°C), a posição do mínimo da amplitude do sinal da PM-FMR coincide com o experimental (em torno de 2 KGauss). Quando aumentamos a temperatura, a amplitude do sinal também aumenta, pois é proporcional à $\partial M / \partial T$. Isto também está de acordo com as curvas calculadas. Enfatizamos aqui que essas curvas foram calculadas usando-se os valores medidos da magnetização $M(H_0)$.

4.7 CONCLUSÕES

Neste capítulo foram feitas medidas de FMR e PM-FMR em uma amostra de $\text{Nd}_2\text{Fe}_{17}$ na forma de pó. Os espectros de FMR foram obtidos para a configuração de campo magnético externo paralelo e perpendicular à superfície da amostra para diferentes temperaturas. Um modelo teórico foi proposto e uma boa concordância entre os dados experimentais e calculados foi observada. Em todo o intervalo de campo em que foi medida a ressonância, a magnetização do ferromagneto estava não saturada. Dos dados obtidos, a constante de anisotropia magnetocristalina do material foi estimada em $6.8 \times 10^5 \text{ J/m}^3$ e o tempo de relaxação em $5.3 \times 10^{-11} \text{ s}$. No modelo teórico utilizado consideramos as partículas constituintes do pó como monodomínios [2][8], o que não foi uma boa aproximação, devido ao tamanho relativamente grande dos grãos (20 - 30 μm) e também devido ao regime não saturado em que estava o material durante as medidas. Sem essa consideração, porém, a solução do problema seria dificultada.

BIBLIOGRAFIA

- [1] J.B.Birks, Proc. Phys. Soc. B **63** (1950) 65;
- [2] E.P.Valstyn, J.P.Hanton e A.H.Morrish, Phys. Rev. **128** (1962) 2078;
- [3] C.C.Colucci, S.Gama, A.O.Cabral, IEEE Trans. Magn. **28** (1992) 2578;
- [4] K.H.J.Buschow, Rep. Prog. Phys. **40** (1977) 1179;
- [5] W.E.Wallace, Prog. Solid State Chem. **16** (1985) 127;
- [6] A.Medina Neto, L.S.Azechi, V.S.Oliveira, F.G.Gandra, C.C.Colluci, S.Gama, Anais do 10^oCongresso Brasileiro de Engenharia e Ciência dos Materiais, vol.2, pag.701 (1992).
- [7] S.Miraglia, J.L.Soubeyroux, C.Kolbeck, O.Isnard, D.Fruchart e M.Guillot, J. Less-Common Metal **171** (1991) 51;
- [8] U.Netzelmann, J. Appl. Phys. **68** (1990) 1803;
- [9] A.C.R.M.Cortez, Tese de Mestrado, UNICAMP (1993);
- [10] A.Medina Neto, F.G.Gandra, J.A.Romano, A.C.R.M.Cortez, E.C.Silva, S.Gama, F.Galembeck, H.Vargas e S.A.Nikitov, J. Magn. Magn. Mater. **127** (1993).

Neste trabalho, utilizamos a técnica da ressonância magnética fototermicamente modulada em amostras ferromagnéticas. Analisamos qualitativamente as formas de linhas obtidas de fitas *cassete* de gravação e mostramos a conveniência desta técnica em relação à convencional no caso de amostras magnéticas compostas. Foi possível obter uma análise de profundidade para uma amostra composta de duas fitas magnéticas distintas.

Conseguimos ainda, explorar um pouco a influência das propriedades térmicas do material neste tipo de detecção, e através disto, extrair a espessura da camada absorvedora de microondas nessas fitas magnéticas.

Também utilizamos a técnica da PM-FMR associada à FMR na análise de uma liga de $\text{Nd}_2\text{Fe}_{17}$ na forma de pó. Um modelo teórico foi proposto para a ressonância nesse material e uma boa concordância entre os dados experimentais, tanto de PM-FMR quanto de FMR, e os dados obtidos com o modelo teórico, foi observada.

Como perspectivas, pretendemos implementar um sistema de transladores xy na cavidade utilizada na PM-FMR e um sistema óptico para conseguirmos um foco em torno de 20 μm para o feixe incidente no material. Assim, poderemos ter uma resolução tanto ponto a ponto na superfície do material (com o sistema de transladores), como também em profundidade, variando-se a frequência de modulação do feixe. Com essas modificações poderemos obter experimentalmente uma "imagem", isto é, uma distribuição espacial das propriedades magnéticas da amostra. Em particular, uma análise mais completa das propriedades de filmes finos magnéticos, bem como uma verificação da qualidade da sua produção, poderão ser realizadas com o auxílio da nova configuração experimental.

Finalmente, pretendemos aprofundar o entendimento teórico do comportamento das linhas para podermos incluir, se necessário, mais termos na energia livre magnética.