



**UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA MARIA
CENTRO DE CIÊNCIAS NATURAIS E EXATAS
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA**

**RELAXAÇÃO DE SPIN: PRINCIPAIS MECANISMOS
EM MICROFIOS E EM FILMES MULTICAMADAS**

TESE DE DOUTORADO

Kelly Daiane Sossmeier

Santa Maria, RS, Brasil

2010

RELAXAÇÃO DE SPIN: PRINCIPAIS MECANISMOS EM MICROFIOS E EM FILMES MULTICAMADAS*

por

Kelly Daiane Sossmeier

Tese apresentada ao curso de Doutorado do Programa de Pós-Graduação em Física, Área de Concentração em Física da Matéria Condensada, da Universidade Federal de Santa Maria (UFSM, RS), como requisito parcial para obtenção do grau de **Doutor em Física**.

Orientador: Prof. Marcos Carara

Santa Maria, RS, Brasil

2010

* Trabalho Parcialmente financiado pela FAPERGS/CNPq/CAPES

**Universidade Federal de Santa Maria
Centro de Ciências Naturais e Exatas
Programa de Pós-Graduação em Física**

A Comissão Examinadora, abaixo assinada,
aprova a Tese de Doutorado

**RELAXAÇÃO DE SPIN: PRINCIPAIS MECANISMOS
EM MICROFIOS E EM FILMES MULTICAMADAS**

elaborada por
Kelly Daiane Sossmeier

como requisito parcial para obtenção do grau de
Doutor em Física

COMISSÃO EXAMINADORA:

Marcos Carara, Dr. (UFSM)
(Presidente/Orientador)

Julian Penkov Geshev, Dr. (UFRGS)

Alexandre Da Cas Viegas, Dr. (UFSC)

Fábio Mallmann Zimmer, Dr. (UFSM)

Rogemar Riffel, Dr. (UFSM)

Santa Maria, 16 de julho de 2010.

Ao Paulo, com carinho.

AGRADECIMENTOS

Embora esta tese de doutorado seja apresentada individualmente, por sua finalidade acadêmica, ela é o resultado de diversas colaborações. Todos aqueles que contribuíram, de forma direta ou indireta, para a realização deste trabalho merecem um agradecimento especial.

Ao professor Marcos Carara, pela orientação, amizade, incentivo, e ensinamentos durante todos estes anos de trabalho.

Aos Professores Schelp, Lucio e Rubem Sommer por suas contribuições ao trabalho e pela amizade.

Aos professores Horia Chiriac e Antônio Marcos (Teco), pelas amostras e medidas cedidas ao trabalho.

Ao Marcelo, pela ajuda na montagem e manutenção de equipamentos e também pela amizade.

Aos colegas Fábio e Rafael Cabreira, que uniram-se ao “grupo” e acreditaram nele.

Aos ex-colegas do LMMM: Felipe, João, Claudiosir, Ricardo e Marcio que contribuíram com sua amizade e com sugestões para a realização deste trabalho.

Aos colegas do LMMM: Matheus, Callegari, Thiago, Lu, Rafael, Josué (Monge), Dieivasse, Vivian, Luis, Jaguari, Paloma, Diego, Danusa e Paula que participaram de alguma forma nesta caminhada, seja no laboratório, na oficina ou na parceria de café ou de bar.

À Saionara e ao Fred, sempre dispostos a ajudar.

Ao Paulo pelo incentivo, pelo carinho e pela coragem de seguir comigo.

Ao Ervino e a Luiza por acreditarem e torcerem por mim.

Aos meus irmãos: Magnus e Thaís pelas alegrias e preocupações divididas.

Aos meus pais, por seus bons (e também maus) exemplos. Sou o resultado de vossa educação e influência. Obrigada.

RESUMO

Tese de Doutorado
Programa de Pós-Graduação em Física
Universidade Federal de Santa Maria

RELAXAÇÃO DE SPIN: PRINCIPAIS MECANISMOS EM MICROFIOS E EM FILMES MULTICAMADAS

AUTORA: KELLY DAIANE SOSSMEIER

ORIENTADOR: MARCOS A. CARARA

Santa Maria, 16 de julho de 2010.

Este trabalho é dedicado ao estudo da relaxação de spin em microfios amorfos recobertos por vidro com composição nominal de CoFeSiB e em filmes multicamadas de Permalloy/Cu. Nos microfios, avaliamos o efeito da indução de anisotropia pela aplicação de tensão mecânica e o efeito do alívio de tensões internas promovido por tratamento térmico aos mecanismos de amortecimento responsáveis pela relaxação de spin. Nos filmes, avaliamos as modificações impostas aos mecanismos de amortecimento quando variamos o número de bicamadas. Identificamos e quantificamos os principais mecanismos responsáveis pela relaxação magnética, através da investigação da largura de linha de ressonância ferromagnética. Para explicar as larguras de linha de ressonância ferromagnética observadas consideramos como mecanismo intrínseco o mecanismo de amortecimento de Gilbert. Como mecanismos extrínsecos consideramos o alargamento da linha de ressonância devido a inhomogeneidades magnéticas, consistente com o modelo de espalhamento de mágnons e com a presença de dispersões na anisotropia. O termo intrínseco de relaxação é constante em ambos os conjuntos de amostras estudados, não variando com o tratamento térmico ou tensão aplicada, no caso dos microfios, nem com o aumento do número de bicamadas, no caso dos filmes. A contribuição extrínseca de amortecimento mostrou-se bastante sensível à indução de anisotropias e é uma assinatura das inhomogeneidades estruturais e magnéticas presentes nas amostras.

Palavras-chaves: microfios amorfos, filmes multicamadas, impedância, ressonância ferromagnética, mecanismos de amortecimento, relaxação de spin.

ABSTRACT

Tese de Doutorado
Programa de Pós-Graduação em Física
Universidade Federal de Santa Maria

SPIN RELAXATION: DAMPING MECHANISMS IN GLASS-COVERED MICROWIRES AND MULTILAYERED FILMS

AUTORA: KELLY DAIANE SOSSMEIER

ORIENTADOR: MARCOS A. CARARA

Santa Maria, 16 de julho de 2010.

This work is dedicated to investigate the spin relaxation in amorphous CoFeSiB glass-covered microwires and multilayered films of Permalloy/Cu. The microwires samples were Joule annealed and axially stressed in order to evaluate the modifications in the damping mechanisms due to the stress induced anisotropy. In the films we were interested in the observation of the modifications in the damping mechanisms imposed by the number of interfaces in the samples. We were able to identify the main damping mechanisms responsible for the spin relaxation in these materials by ferromagnetic resonance experiments. In order to explain the ferromagnetic resonance linewidth, we considered the extrinsic magnetic relaxation mechanisms in addition to the intrinsic Gilbert damping term, the intrinsic one. The extrinsic magnetic relaxation takes in to account the broadening induced by the magnetic inhomogeneities and is consistent with the two-magnon scattering model and anisotropy dispersions. The contribution from the intrinsic magnetization relaxation is constant in both systems of samples and is not sensible neither to Joule annealing and applied stress in microwires, nor to the increasing of the bilayers number in the films. The extrinsic contribution is very sensible to the anisotropy induction and is a signature of magnetic and structural inhomogeneities.

Keywords: amorphous microwires, films, impedance, ferromagnetic resonance, damping mechanisms, spin relaxation.

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO.....	8
2	DINÂMICA DA MAGNETIZAÇÃO.	10
2.1	PRECESSÃO DA MAGNETIZAÇÃO - FMR.....	18
2.1.1	Ressonância ferromagnética e susceptibilidade dinâmica.....	19
2.1.2	Equação da ressonância em termos da energia magnética livre.....	25
2.2	AMORTECIMENTO DA PRECESSÃO DA MAGNETIZAÇÃO.....	28
2.2.1	Mecanismos de amortecimento intrínsecos.....	30
2.2.1.1	Termo de amortecimento de Gilbert.....	31
2.2.1.2	Correntes parasitas.....	32
2.2.2	Mecanismos de amortecimento extrínsecos.....	32
2.2.2.1	Ressonâncias locais.....	33
2.2.2.2	Espalhamento de mágnons.....	35
3	MAGNETOIMPEDÂNCIA E LARGURA DE LINHA.....	46
4	AMOSTRAS.....	53
4.1	MICROFIOS AMORFOS.....	53
4.1.1	Técnica de fabricação de microfios recobertos por vidro.....	54
4.2	FILMES FINOS.....	57
4.2.1	Deposição de filmes finos.....	58
5	APARATO EXPERIMENTAL.....	62
5.1	TRATAMENTO TÉRMICO.....	62
5.2	SISTEMA EXPERIMENTAL PARA MEDIDAS DE MAGNETIZAÇÃO.....	68
5.3	SISTEMA EXPERIMENTAL PARA MEDIDAS DE IMPEDÂNCIA.....	69
5.3.1	Calibração e compensação do sistema.....	71
5.3.2	Porta-amostra.....	72
6	RESULTADOS.....	74
6.1	CARACTERIZAÇÃO MAGNÉTICA DOS MICROFIOS.....	74
6.2	CARACTERIZAÇÃO MAGNÉTICA DOS FILMES.....	87
6.3	LARGURA DE LINHA E RELAXAÇÃO DE SPIN.....	93
6.3.1	Resultados obtidos para microfios.....	93
6.3.2	Resultados obtidos para filmes.....	100
7	CONCLUSÕES.....	107
	REFERÊNCIAS.....	109

1 INTRODUÇÃO

A aplicação do magnetismo em dispositivos tecnológicos para o armazenamento de informação tem se tornado uma das principais abordagens desta área nos últimos anos. A spintrônica, associação de processos de transporte dependente de spin com eletrônica convencional, tem determinado o atual progresso no magnetismo [1]. Dispositivos eletrônicos de alto desempenho, tais como sensores de campo magnético e meios de gravação magnética, requerem a habilidade de controlar a dinâmica da magnetização em materiais magnéticos. Entretanto, controlar a dinâmica da magnetização não é tarefa fácil. A reversão da magnetização, que está associada aos meios de escrita e leitura magnéticos, deve ocorrer em nanosegundos ou mesmo em escalas de tempo ainda menores e a minimização de erros de escrita e leitura requer que a dinâmica da magnetização seja criticamente amortecida [2, 3]. No caso de sensores de campo magnético, aumentar a sensibilidade é equivalente a reduzir o amortecimento nestes sistemas. Portanto, estudar a dinâmica da magnetização e entender a forma como se dá a sua precessão, os efeitos que promovem o seu amortecimento, são os primeiros passos para o desenvolvimento e aperfeiçoamento de muitos dispositivos tecnológicos.

A ressonância ferromagnética (FMR) é a técnica experimental mais utilizada no estudo da dinâmica da magnetização pois os processos responsáveis pela relaxação magnética estão associados à largura de linha de ressonância. Para melhor entender os processos físicos que governam os efeitos associados ao amortecimento da precessão da magnetização é necessária uma precisa caracterização magnética do material estudado. A FMR (Ferromagnetic Resonance) é uma técnica bem estabelecida e que proporciona uma caracterização precisa das amostras magnéticas. Outro aspecto desta técnica é a observação da evolução da magnetização em altas frequências. A aplicação da técnica de FMR em conjunto com um analisador de rede permite observar o comportamento da magnetização variando frequência e campo magnético de forma independente, favorecendo o estudo dos mecanismos responsáveis pelo amortecimento da precessão da magnetização.

O que se propõe neste trabalho é estudar a relaxação da magnetização em microfios amorfos e em filmes multicamadas. A idéia principal é mapear os principais mecanismos responsáveis pelo amortecimento da precessão da magnetização e verificar como estes mecanis-

mos de amortecimento evoluem, no caso dos microfios, com a tensão e o tratamento térmico, e, no caso dos filmes, com a variação do número de bicamadas que compõem a amostra.

A tese está dividida em capítulos que tratam da teoria necessária para o entendimento e interpretação dos resultados, das amostras, do aparato experimental e sistemas de medidas, da apresentação e discussão dos resultados e conclusão do trabalho. No capítulo 1 é feita uma introdução ao tema, situando o assunto a ser discutido e sua importância para o desenvolvimento científico e tecnológico. O capítulo 2 é dedicado à revisão teórica necessária para o entendimento da dinâmica da magnetização e seu amortecimento. Neste capítulo a equação que descreve a dinâmica da magnetização é apresentada e os mecanismos de amortecimento que devem ser incluídos são discutidos individualmente. O capítulo 3 introduz a técnica experimental conhecida por magnetoimpedância (MI), que é a técnica aqui utilizada para obter os dados de ressonância ferromagnética e sua largura de linha e assim dirigir o estudo ao assunto principal, ou seja, mecanismos de amortecimento associados a precessão da magnetização. O capítulo 4 é dedicado às amostras estudadas. Neste capítulo são apresentados os processos de fabricação dos microfios amorfos recobertos por vidro e dos filmes multicamadas. Discute-se também a distribuição de tensões nos microfios e a respectiva indução de anisotropias. O aparato experimental utilizado para a realização das medidas é descrito no capítulo 5, com suas particularidades para as diferentes geometrias das amostras estudadas. É apresentada uma descrição do sistema utilizado para a realização dos tratamentos térmicos nos microfios, os sistemas de medidas de magnetização e impedância, bem como a calibração e as compensações necessárias ao sistema de MI. Os resultados obtidos tanto para os microfios quanto para os filmes são apresentados no capítulo 6. Estes resultados são apresentados em duas etapas. A primeira é dedicada à caracterização magnética das amostras estudadas. Esta seção é importante pois o conhecimento da estrutura magnética das amostras estudadas se faz necessário para a correta interpretação dos mecanismos de amortecimento da precessão da magnetização. A segunda seção do capítulo 6 traz a principal contribuição científica deste trabalho: os resultados obtidos da largura de linha de FMR. São apresentados e quantificados os principais mecanismos de amortecimento que contribuem para a relaxação da magnetização nos microfios e nos filmes multicamadas estudados, bem como a evolução destes mecanismos quando propriedades estruturais ou magnéticas das amostras são modificadas.

2 DINÂMICA DA MAGNETIZAÇÃO.

O papel do magnetismo e da dinâmica da magnetização no desenvolvimento de tecnologias modernas teve destaque recentemente devido ao prêmio Nobel de física de 2007 que reconheceu a importância da descoberta do efeito magnetoresistência gigante, que permitiu a mais recente revolução no desenvolvimento de discos rígidos de computadores. Esses dispositivos são elementos dinâmicos que operam tipicamente em escalas de tempo de nanosegundos. Um ponto crítico nesse tipo de dispositivos é a taxa com que ocorre a dissipação da energia associada a dinâmica da magnetização e os seus respectivos mecanismos.

Materiais magnéticos são úteis para dispositivos de armazenamento de informação pois eles podem ser fabricados com duas configurações estáveis que podem ser facilmente distinguidas. Uma observação empírica de uma destas configurações é que custa menos energia apontar a magnetização na direção de um eixo do cristal do que para outras direções. Este fato se deve em parte à forma do material, que afeta a interação dipolar, e também à anisotropia magnetocristalina, que se origina da interação spin órbita. Armazenar informação requer a reversão de bits, isto é, a rotação da magnetização de uma direção ao longo do eixo fácil, através de uma barreira de energia, para uma direção oposta ao longo do mesmo eixo. Esta reversão é tipicamente acompanhada pela aplicação de um campo magnético externo. Este campo externo adiciona uma energia (Zeeman) tal que a direção da magnetização inicial passa a ser um estado de mais alta energia e a direção final da magnetização passa a representar um estado de menor energia. Qualquer desalinhamento entre a direção da magnetização e o campo aplicado resulta em um torque na magnetização, que causa sua precessão em torno de um campo efetivo. Esta precessão não causará a reversão da magnetização. É o fato de esta precessão ser amortecida que permite a troca da magnetização da direção de alta energia para a direção de baixa energia.

A dinâmica da magnetização envolve excitações do sistema magnético que podem ser tanto excitações coletivas (mágnons) quanto excitações de partícula única (Stoner). As excitações coletivas ocorrem, geralmente, em escalas de menores energias e são dominantes para a maioria dos sistemas até temperaturas na ordem da temperatura de Curie. As excitações de partícula única tornam-se importantes em altas temperaturas com energia de excitação correspondendo a trocas intra-atômicas. A Figura 2-1 apresenta a energia de uma excitação coletiva,

que corresponde a um comprimento de onda dependente da dissipação. Para baixas energias os mágnons são dominados por interação dipolar e para altas energias eles são dominados por interação de troca.

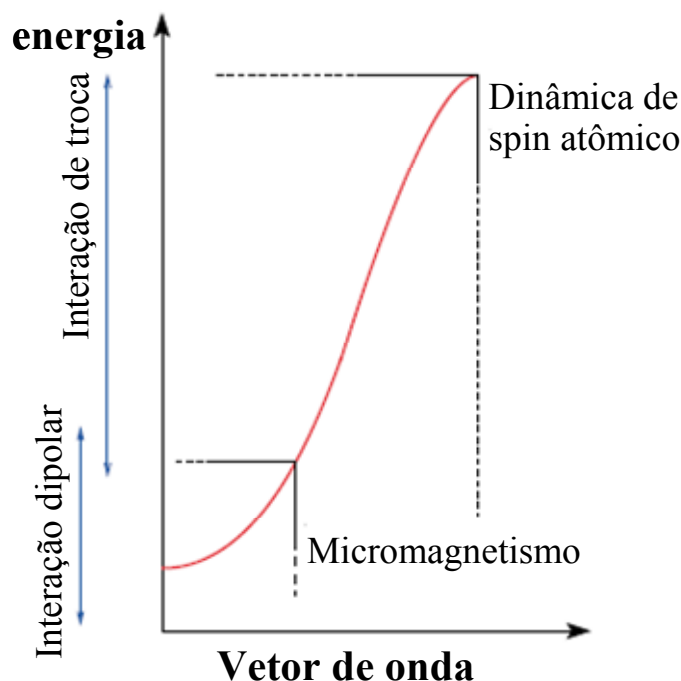


Figura 2-1: Espectro de excitações de um sistema magnético. A região de longos comprimentos de ondas (vetor de onda pequeno) é dominada por interação dipolar e a região de curtos comprimentos de ondas (vetor de onda grande) é dominada por interações de troca [4].

Mágnons abrangem um intervalo de comprimentos de ondas que se estende por várias ordens de magnitude. Isto torna difícil tratar todos os mágnons dentro de um único modelo teórico. Na prática, uma visão completa da dinâmica da magnetização de um sistema requer uma modelagem multi-escala onde haja uma ligação entre as diferentes escalas de comprimento. O entendimento completo da dinâmica de spin atômico deve considerar três níveis, que são ilustrados na Figura 2-2: (i) nível de estrutura eletrônica (ii) nível atômico e (iii) nível micrométrico.

No nível de estrutura eletrônica, a dinâmica da magnetização é essencialmente um resultado da interação coletiva entre os elétrons. Um momento atômico é formado em um sólido magnético quando o critério de Stoner é satisfeito localmente, originando um spin líquido (\mathbf{S})

e um momento angular orbital (\mathbf{L}). O momento magnético é dado por $\boldsymbol{\mu} = -\frac{e}{2m}(\mathbf{L} + g_e\mathbf{S})$

onde $g_e \approx 2$ é o fator giromagnético, m é a massa do elétron e e é a sua carga. Tanto a teoria

do funcional da densidade de spin dependente do tempo (TD-SDFT – Time-Dependent Spin Density Functional Theory [5]) quanto a teoria do funcional da densidade de corrente dependente do tempo (TD-CDFT – Time-Dependent Current Density Functional Theory [6]) são promissoras como esquemas computacionais para a descrição da dinâmica de spin no nível eletrônico, mas, elas são computacionalmente muito complicadas para simular sistemas.

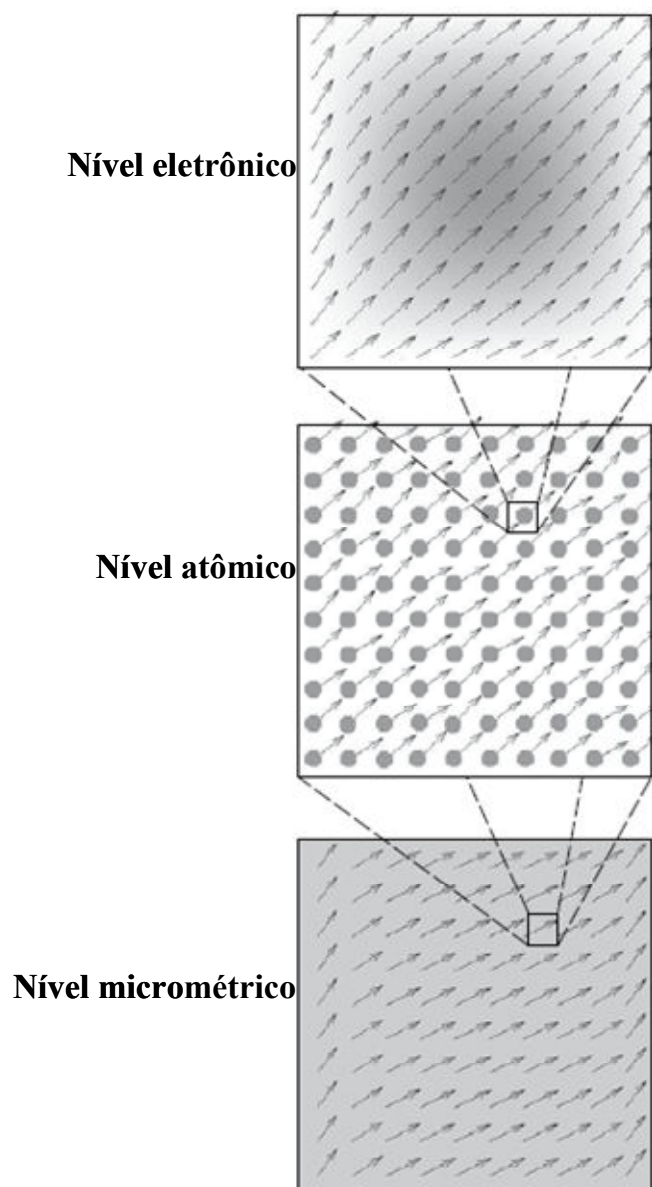


Figura 2-2: Dinâmica da magnetização em diferentes escalas de comprimento: nível eletrônico, nível atômico e nível micrométrico [4].

No nível atômico, a magnetização é descrita em termos de uma representação discreta, com variações na orientação dos momentos. As interações intra-atômicas são em geral muito mais fortes que as interações interatômicas, levando a um momento atômico estável. Nesta representação, as excitações magnéticas consistem em flutuações da magnitude dos momentos atômicos e flutuações da orientação dos momentos atômicos com relação a suas posições no estado fundamental.

Neste trabalho o estudo da dinâmica da magnetização se dá em escala micrométrica. Nesta escala a dinâmica da magnetização pode ser entendida em termos de uma magnetização contínua, $\mathbf{M}(\mathbf{r},t)$, descrita pela equação de movimento de Landau-Lifshitz (LL), que será introduzida em detalhes.

É sabido, da mecânica quântica, que existe uma relação de proporcionalidade entre o momento magnético de spin $\boldsymbol{\mu}$ e o momento angular do elétron \mathbf{L} . Esta relação pode ser expressa por:

$$\boldsymbol{\mu} = -\gamma \mathbf{L} \quad 2-1$$

onde $\gamma = 2.21 \times 10^5 \text{ mA}^{-1} \text{ s}^{-1}$ é o valor absoluto do fator giromagnético, que é dado por:

$$\gamma = \frac{g|e|}{2m_e c}, \quad 2-2$$

onde $g \cong 2$ é o fator de Landé, $e = -1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$ é a carga do elétron, $m_e = 9.1 \times 10^{-31} \text{ kg}$ é a massa do elétron e $c = 3 \times 10^8 \text{ m/s}$ é a velocidade da luz no vácuo. Pode-se relacionar a taxa de variação do momento angular com o torque exercido na partícula pelo campo magnético \mathbf{H} :

$$\frac{d\mathbf{L}}{dt} = \boldsymbol{\mu} \times \mathbf{H}. \quad 2-3$$

Usando-se a equação 2-1 obtém-se uma expressão que descreve a precessão do momento magnético de spin em torno do campo magnético:

$$\frac{d\boldsymbol{\mu}}{dt} = -\gamma \boldsymbol{\mu} \times \mathbf{H}. \quad 2-4$$

A frequência de precessão é a frequência de Larmor, $\omega_0 = \frac{\gamma H}{2\pi}$.

A equação 2-4 pode ser escrita para cada momento magnético de spin dentro de um volume elementar $dV_{\mathbf{r}}$:

$$\frac{d\boldsymbol{\mu}_j}{dt} = -\gamma \boldsymbol{\mu}_j \times \mathbf{H} \quad 2-5$$

sendo o campo magnético \mathbf{H} espacialmente uniforme. Tomando-se o volume médio em ambos os lados da última equação tem-se:

$$\frac{1}{dV_r} \frac{d \sum_j \boldsymbol{\mu}_j}{dt} = -\gamma \frac{\sum_j \boldsymbol{\mu}_j}{dV_r} \times \mathbf{H}. \quad 2-6$$

Sendo o vetor magnetização $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ definido tal que o produto $\mathbf{M}(\mathbf{r}) dV(\mathbf{r})$ represente o momento magnético líquido do volume elementar $dV(\mathbf{r})$:

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}) = \frac{\sum_j^N \boldsymbol{\mu}_j}{dV_r} \quad 2-7$$

pode-se então expressar a precessão giromagnética contínua:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\mu_0 \mathbf{M} \times \mathbf{H}. \quad 2-8$$

O primeiro modelo dinâmico para o movimento precessional da magnetização foi proposto por Landau e Lifshitz em 1935 [7]. Basicamente, este modelo é composto por uma equação para a precessão contínua, 2-8. A densidade de energia total f_{tot} nos permite introduzir o campo magnético efetivo \mathbf{H}_{ef} , que é definido como a derivada funcional de f_{tot} com relação a magnetização:

$$\mathbf{H}_{\text{ef}} = -\frac{1}{\mu_0} \nabla_{\mathbf{M}} f_{\text{tot}}, \quad 2-9$$

onde a densidade de energia f_{tot} inclui todas as diferentes interações que ocorrem dentro de um corpo ferromagnético. As energias que devem ser consideradas por terem contribuições relevantes, no caso das amostras estudadas neste trabalho, são: energia de Zeeman, energia magnetostática, energia de anisotropia, energia de superfície e energia da troca. Assim, a equação de LL é:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\mu_0 \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{ef}}. \quad 2-10$$

Pode-se observar que a equação de LL é uma equação conservativa e a equação 2-10 descreve a precessão da magnetização em torno do campo efetivo, conforme ilustrado na Figura 2-3. No entanto, processos dissipativos também estão presentes na precessão. A natureza microscópica desta dissipação ainda não está clara e é objeto de estudo em várias pesquisas. A abordagem de LL para melhor descrever a precessão consistiu em introduzir a dissipação de forma fenomenológica. De fato, Landau e Lifshitz introduziram um termo adicional de torque, responsável pela orientação da magnetização na direção do campo efetivo, ilustrado na Figura 2-4.

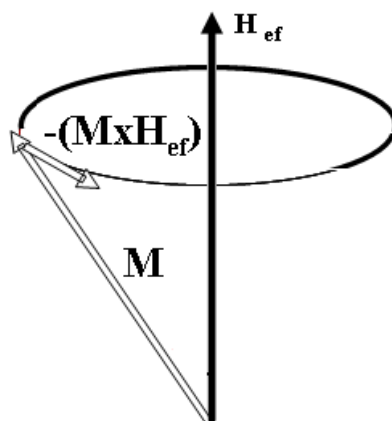


Figura 2-3: Precessão contínua da magnetização, conforme equação 2-10.

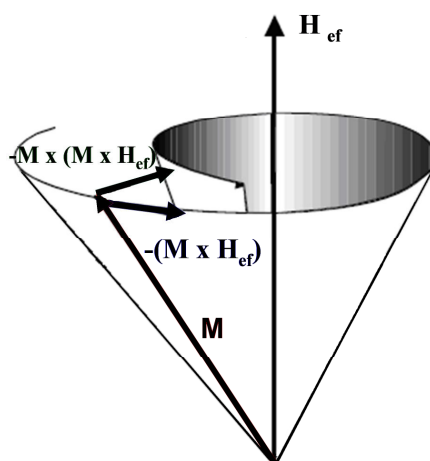


Figura 2-4: Precessão amortecida do vetor magnetização em torno do campo efetivo, conforme equação 2-11.

Assim, a equação de LL se torna:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{ef}} - \frac{\lambda}{M_s^2} \mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{ef}}) \quad 2-11$$

onde $\lambda > 0$ é uma constante fenomenológica característica do material. É importante observar que o termo adicional é tal que a magnitude da magnetização é preservada.

Uma abordagem mais realista foi proposta por Gilbert em 1955 [8]. Ele observou que a equação conservativa 2-10 pode ser derivada de uma formulação lagrangiana onde o papel das coordenadas generalizadas é desempenhado pelas componentes do vetor magnetização M_x, M_y, M_z . Neste sistema, a forma mais natural de introduzir a dissipação fenomenológica é

considerar uma espécie de força viscosa cujas componentes são proporcionais às derivadas temporais das coordenadas generalizadas. Mais especificamente, Gilbert introduziu o seguinte termo adicional de torque:

$$\frac{\alpha}{M_s} \mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \quad 2-12$$

onde $\alpha > 0$ é a constante de amortecimento de Gilbert, que depende do material. Pode-se observar que, da mesma forma que na equação de LL, o termo adicional introduzido por Gilbert preserva a magnitude da magnetização. A equação 2-11, modificada de acordo com o trabalho de Gilbert e conhecida por equação de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG), é:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\mu_0 \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{ef}} + \frac{\alpha}{M_s} \mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt}. \quad 2-13$$

Apesar das equações de LL e LLG serem similares do ponto de vista matemático, há diferenças entre elas. A equação de LL 2-11 pode ser facilmente obtida da equação de LLG 2-13, como mostra-se abaixo. Multiplicando-se ambos os lados da equação 2-13 pelo vetor magnetização, obtém-se:

$$\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\mu_0 \mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{ef}}) + \mathbf{M} \times \left(\frac{\alpha}{M_s} \mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right). \quad 2-14$$

Usando-se a identidade vetorial $\mathbf{a} \times (\mathbf{b} \times \mathbf{c}) = \mathbf{b}(\mathbf{a} \cdot \mathbf{c}) - \mathbf{c}(\mathbf{a} \cdot \mathbf{b})$ e sabendo-se que $\mathbf{M} \cdot \frac{d\mathbf{M}}{dt} = 0$, tem-se:

$$\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\mu_0 \mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{ef}}) - \alpha M_s \frac{d\mathbf{M}}{dt}. \quad 2-15$$

Substituindo 2-15 no lado direito da equação de LLG tem-se:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\mu_0 \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{ef}} - \frac{\gamma\mu_0\alpha}{M_s} \mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{ef}}) - \alpha^2 \frac{d\mathbf{M}}{dt}. \quad 2-16$$

Reescrevendo 2-16 de forma mais adequada, tem-se:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\frac{\gamma\mu_0}{1+\alpha^2} \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{ef}} - \frac{\gamma\mu_0\alpha}{(1+\alpha^2)M_s} \mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{ef}}) \quad 2-17$$

que é comumente chamada de equação de Landau-Lifshitz na forma de Gilbert. Pode-se observar que 2-11 e 2-13 são iguais desde que se faça a seguinte consideração:

$$\gamma = \frac{\gamma}{1+\alpha^2} \quad \text{e} \quad \lambda = \frac{\gamma\alpha M_s}{1+\alpha^2}.$$

Pode-se dizer que as equações de LL e LLG são iguais apenas no limite de amortecimento tendendo a zero. Trabalhos como o de Kikuchi [9] e Mallinson [10] mostram que, no

limite de amortecimento muito forte ($\lambda \rightarrow \infty$ em 2-11 e $\alpha \rightarrow \infty$ em 2-17) as equações de LL e LLG resultam, respectivamente, em:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} \rightarrow \infty \quad \text{e} \quad \frac{d\mathbf{M}}{dt} \rightarrow 0.$$

Uma vez que o segundo resultado apresentado acima está de acordo com o fato de que um amortecimento muito intenso produz um movimento muito lento e o primeiro resultado não está de acordo com isso, pode-se concluir que a equação de LLG é mais apropriada para descrever a dinâmica da magnetização.

É importante ter sempre em mente que o termo de amortecimento é fenomenológico, isto é, ele foi especificamente introduzido para reproduzir da melhor forma possível as observações experimentais. No entanto, os processos de dissipação de energia em materiais ferromagnéticos são numerosos e complicados, podendo ser apenas aproximadamente descritos por um parâmetro de amortecimento único.

A equação de LLG é a mais apropriada para descrever processos em que a magnitude da magnetização é conservada. Caso a magnitude da magnetização não seja conservada, a equação dinâmica que melhor descreverá o processo é a equação de Bloch-Bloembergen [11], que segue:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\mu_0\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{ef}} - \frac{(\mathbf{e}_x \cdot \mathbf{M})}{T_2}\mathbf{e}_x - \frac{(\mathbf{e}_y \cdot \mathbf{M})}{T_2}\mathbf{e}_y - \frac{(\mathbf{e}_z \cdot \mathbf{M} - M_s)}{T_1}\mathbf{e}_z, \quad 2-18$$

onde o eixo z está alinhado com a direção de equilíbrio da magnetização. Ao invés de um único parâmetro de relaxação, dois tempos de relaxação independentes são utilizados: o tempo de relaxação transversal T_2 , que descreve a relaxação da magnetização na direção de equilíbrio e que reduz a magnitude de \mathbf{M} , e o tempo de relaxação longitudinal T_1 , que descreve a relaxação ao longo das direções de equilíbrio da magnitude total da magnetização M_s .

De forma sumarizada pode-se dizer que o amortecimento da precessão da magnetização é um processo complicado e irreversível que é análogo ao amortecimento viscoso do momento linear. Da mesma forma que o amortecimento do momento linear é tipicamente descrito por algum termo de amortecimento fenomenológico, expressões fenomenológicas tem sido usadas para descrever a dinâmica da magnetização. Estas expressões possuem um termo que descreve a precessão não amortecida da magnetização em torno do campo efetivo somado a um termo que descreve seu amortecimento. A precessão da magnetização quando analisada através de experimentos de ressonância ferromagnética apresenta a sua ressonância caracterizada por uma linha de absorção, cuja largura carrega informações sobre os mecanis-

mos microscópios de relaxação. A Tabela 1 descreve as expressões mais comuns para o termo de amortecimento e a largura de linha, ΔH , que elas predizem:

Tabela 1: Expressões mais comuns para o termo de amortecimento e a largura de linha ΔH encontrada utilizando-se estes termos de amortecimento na equação dinâmica da magnetização.

Pesquisadores	Termo de amortecimento	ΔH
Landau - Lifshitz	$-\frac{\lambda}{M_s^2} \mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H})$	$\frac{2H_0}{ \gamma M_s} \lambda$
Landau - Lifshitz -Gilbert	$\frac{\alpha}{M_s} \mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t}$	$2H_0 \alpha$
Bloch - Bloembergen	$-M_{x,y}/T_2 \mathbf{e} - (M_z - M_s)/T_1$	$\frac{2}{ \gamma T_2}$

Historicamente, a dinâmica da magnetização tem sido observada no domínio de frequência através da técnica da ressonância ferromagnética.

2.1 PRECESSÃO DA MAGNETIZAÇÃO - FMR

A ressonância ferromagnética é uma das técnicas experimentais mais antigas e mais bem entendidas para estudar e caracterizar a dinâmica da magnetização. As primeiras observações de FMR foram apresentadas por Griffiths em 1946 [12] mas seu correto entendimento só foi possível em 1948 quando Kittel [13] considerou a importância dos campos desmagnetizantes na determinação da condição de ressonância.

Entende-se por ressonância ferromagnética a absorção de radiação eletromagnética por um material ferromagnético. Esta absorção ocorre na presença de um campo magnético em torno do qual o momento magnético total do material precessiona. A absorção ressonante ocorre quando a frequência desta precessão coincide com a frequência do campo de radiação eletromagnética. Em um experimento típico de FMR, a amostra é colocada em um campo magnético, estático e uniforme, intenso o suficiente para magnetizar a amostra na direção paralela a este campo. Um campo de radiação de micro-ondas, νf , é aplicado perpendicularmente

ao campo estático, de modo que ele tende a perturbar os spins e desviá-los da posição de equilíbrio. Se a magnetização é ligeiramente perturbada de sua posição de equilíbrio, ela não retorna diretamente, mas, precessa em torno da direção do campo. Perdas de energia associadas ao movimento da magnetização fazem a precessão da magnetização ser amortecida, com o alinhamento final ao longo da direção do campo. A fim de estudar este fenômeno, um pequeno campo senoidal é aplicado perpendicular ao campo estático. Este campo excita o movimento de precessão da magnetização, mas, a menos que a frequência deste campo, ω , seja próxima ou igual a frequência da precessão dos momentos magnéticos, ω_0 , a energia de acoplamento será pequena. No entanto, se $\omega \cong \omega_0$ o acoplamento é grande e limitado somente pelo sistema de amortecimento. Em geral, ω_0 está na faixa de *rf* e perdas energéticas estão associadas à precessão da magnetização. Quando a frequência da radiação está próxima da frequência do modo uniforme, a amostra absorve energia da radiação e o campo *rf* realimenta o movimento de precessão dos spins. A ressonância é caracterizada por uma linha de absorção, cuja largura traz informações sobre mecanismos microscópicos associados à relaxação.

2.1.1 RESSONÂNCIA FERROMAGNÉTICA E SUSCEPTIBILIDADE DINÂMICA

Nesta seção são apresentadas as expressões para obter a susceptibilidade dinâmica e a ressonância através desta última. Na Figura 2-5 está representado um material ferromagnético na presença de um campo externo \mathbf{H}_0 . Os momentos magnéticos, $\boldsymbol{\mu}$, sofrem um torque devido a presença do campo e passam a precessionar em torno de H_0 , de acordo com a equação:

$$\frac{d\boldsymbol{\mu}}{dt} = -\gamma[\boldsymbol{\mu} \times \mathbf{H}_0]. \quad 2-19$$

Se o material for homogeneamente magnetizado pela ação do campo externo, até um estado de saturação magnética, a estrutura de domínios magnéticos deste material é quebrada e toda a amostra comporta-se como um monodomínio. Assim, o problema pode ser tratado como a precessão da magnetização total do material, \mathbf{M} , que é a soma de todos os momentos magnéticos dos elétrons do material por unidade de volume.

O elétron, em um material ferromagnético, pode assumir uma órbita preferencial, ocasionando assim uma direção preferencial para seu momento magnético. Se esta direção de alguma forma for perturbada, um torque age no momento magnético de forma a trazê-lo à sua

posição original de mínima energia. Este torque, da mesma forma que o campo magnético externo, produz um movimento de precessão do momento magnético. Assim, as diferentes interações no material ferromagnético podem ser tratadas assumindo-se que os spins, responsáveis pelo ferromagnetismo, precessionam com frequência ω_0 não em torno do campo externo, \mathbf{H}_0 , mas sim em torno de um campo efetivo, \mathbf{H}_{ef} , conforme foi mostrado por Landau e Lifshitz.

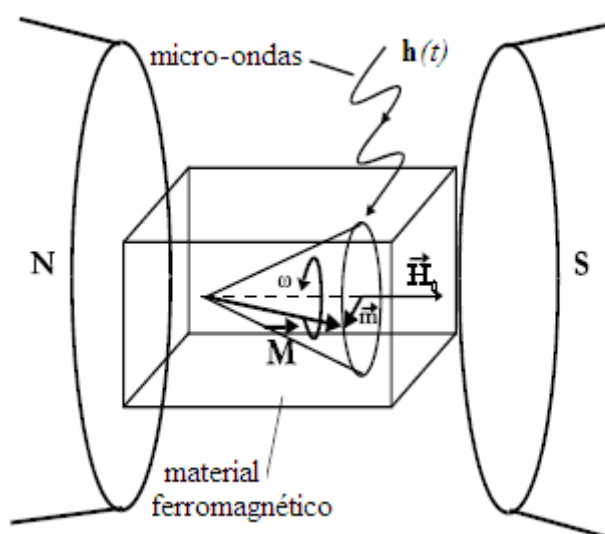


Figura 2-5: Material ferromagnético na presença de um campo externo \mathbf{H}_0 e de um campo oscilante $\mathbf{h}(t)$. A magnetização precessiona em torno de \mathbf{H}_0 com uma frequência ω .

Se o material estiver na presença de um campo oscilante fraco $\mathbf{h}(t)$, de alta frequência e muito menor que o campo externo, a magnetização terá então uma componente oscilante podendo ser expressa por $\mathbf{M} = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m}(t)$ com $|\mathbf{m}(t)| \ll \mathbf{M}_0$. Isto está representado graficamente na Figura 2-6. A ressonância poderá ocorrer quando a frequência deste campo oscilante for igual à frequência de precessão de Larmor, ω_0 .

A magnetização, com uma componente estática e outra dinâmica, pode ser escrita da seguinte forma:

$$\mathbf{M} = M_s \mathbf{e}_x + \mathbf{m} \approx M_s \mathbf{e}_x + m_y \mathbf{e}_y + m_z \mathbf{e}_z, \quad 2-20$$

onde M_s é a magnetização de saturação e m_y e m_z são as componentes oscilantes da magnetização em alta frequência. Deve-se enfatizar que m_y e m_z e h tem dimensões de campo (A/m).

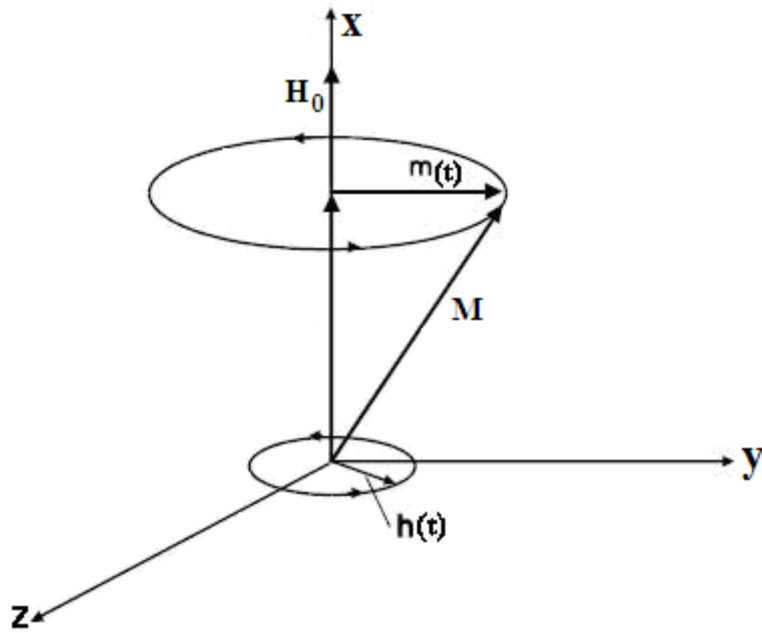


Figura 2-6: Precessão do vetor magnetização em torno do campo estático \mathbf{H}_0 e do campo magnético de alta frequência $\mathbf{h}(t)$.

Considerando a energia de Zeeman, energia magnetostática, energia de anisotropia e energia de superfície, a densidade total de energia pode ser escrita como:

$$f_{tot} = -\mu_0 \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_0 + \frac{\mu_0}{2} (\mathbf{e}_z \cdot \mathbf{M})^2 - K_u (\mathbf{e}_x \cdot \mathbf{m})^2 - \frac{K_{\perp}}{d} (\mathbf{e}_z \cdot \mathbf{m})^2, \quad 2-21$$

onde d é a espessura da amostra. Incluindo um pequeno campo oscilante, o campo efetivo obtido pela equação 2-9 é:

$$\mathbf{H}_{ef} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{h} - \mathbf{e}_z (\mathbf{e}_z \cdot \mathbf{M}) + \frac{2K_{\perp}}{d\mu_0 M_s} \mathbf{e}_z (\mathbf{e}_z \cdot \mathbf{m}) + \frac{2K_u}{\mu_0 M_s} \mathbf{e}_x (\mathbf{e}_x \cdot \mathbf{m}). \quad 2-22$$

Pode-se definir um campo de anisotropia, H_K , que contém a anisotropia uniaxial, e uma magnetização efetiva, M_{ef} , que contém o termo desmagnetizante e a contribuição de anisotropia perpendicular, da seguinte forma:

$$H_K = \frac{2K_u}{\mu_0 M_s} \quad \text{e} \quad M_{ef} = M_s - \frac{2K_{\perp}}{d\mu_0 M_s}. \quad 2-23$$

Assim, o campo efetivo pode ser reescrito como:

$$\mathbf{H}_{ef} = (\mathbf{H}_0 + H_K) \mathbf{e}_x + \mathbf{h} \mathbf{e}_y - \frac{M_{ef}}{M_s} m_z \mathbf{e}_z. \quad 2-24$$

Inserindo a equação 2-24 na equação de LLG 2-17, encontra-se o seguinte conjunto de equações:

$$\begin{aligned}
0 &= -\gamma\mu_0 \left(-m_y \frac{M_{ef}}{M_s} m_z - m_z h \right) + \frac{\alpha}{M_s} \left(m_y \frac{dm_z}{dt} - m_z \frac{dm_y}{dt} \right) \\
\frac{dm_y}{dt} &= -\gamma\mu_0 (m_z (H_{ext} + H_K) + M_{ef} m_z) - \alpha \frac{dm_z}{dt} \\
\frac{dm_z}{dt} &= -\gamma\mu_0 (M_s h - m_y (H_{ext} + H_K)) + \alpha \frac{dm_y}{dt}.
\end{aligned} \tag{2-25}$$

Este conjunto de equações foi linearizado em \mathbf{h} e m_i desconsiderando-se os termos que contém o produto destas quantidades. Feito isto, é preciso introduzir a dependência temporal do movimento oscilatório $m_i = \text{Re}(\tilde{m}_i e^{i\omega t})$, de acordo com o campo de excitação $h = \text{Re}(\tilde{h} e^{i\omega t})$. Enquanto \tilde{h} é real, os valores de \tilde{m}_i são complexos, sendo que $\text{Re}(\tilde{m}_i)$ está no plano com \tilde{h} . Usando-se a notação exponencial para eliminar a dependência temporal, as duas equações remanescentes são:

$$\begin{aligned}
0 &= \tilde{m}_y (i\omega) + \tilde{m}_z (\omega_H + \omega_{ef} + i\omega\alpha) \\
\omega_M \tilde{h} &= \tilde{m}_y (i\omega\alpha + \omega_H) + \tilde{m}_z (-i\omega)
\end{aligned} \tag{2-26}$$

onde as seguintes abreviações foram feitas, por conveniência:

$$\omega_H = \gamma\mu_0 (H_{ext} + H_K); \quad \omega_M = \gamma\mu_0 M_s \quad \text{e} \quad \omega_{ef} = \gamma\mu_0 M_{ef}. \tag{2-27}$$

Pode-se reescrever as equações como uma relação entre $\mathbf{h} = (\tilde{h}, 0)$ e $\mathbf{m} = (\tilde{m}_y, \tilde{m}_z)$ da seguinte forma matricial:

$$\begin{pmatrix} \tilde{h} \\ 0 \end{pmatrix} \omega_M = \begin{bmatrix} \omega_H + i\omega\alpha & -i\omega \\ i\omega & \omega_H + \omega_{ef} + i\omega\alpha \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{m}_y \\ \tilde{m}_z \end{pmatrix}. \tag{2-28}$$

O tensor susceptibilidade, $\bar{\chi}$, é obtido invertendo-se a matriz acima, de modo que:

$$\begin{pmatrix} \tilde{m}_y \\ \tilde{m}_z \end{pmatrix} = \mathbf{m} = \bar{\chi} \mathbf{h} = \begin{bmatrix} \chi_{yy} & \chi_{yz} \\ \chi_{zy} & \chi_{zz} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{h} \\ 0 \end{pmatrix} \tag{2-29}$$

de onde obtém-se:

$$\begin{pmatrix} \tilde{m}_y \\ \tilde{m}_z \end{pmatrix} = \frac{\omega_M}{\omega_H (\omega_{ef} + \omega_H) - \omega^2 + i\omega\alpha (2\omega_H + \omega_{ef})} \begin{bmatrix} \omega_H + \omega_{ef} + i\omega\alpha & i\omega \\ -i\omega & \omega_H + i\omega\alpha \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{h} \\ 0 \end{pmatrix}. \tag{2-30}$$

Nos cálculos acima, supôs-se $\alpha \ll 1$ e portanto $1 + \alpha^2 \approx 1$. No laboratório, mede-se a componente χ_{yy} do tensor susceptibilidade cujas componentes real e imaginária são, respectivamente:

$$\chi'_{yy} = \frac{\omega_M (\omega_H + \omega_{ef}) (\omega_{res}^2 - \omega^2)}{(\omega_{res}^2 - \omega^2)^2 + \alpha^2 \omega^2 (2\omega_H + \omega_{ef})^2} \quad 2-31$$

e

$$\chi''_{yy} = \frac{\alpha \omega \omega_M [\omega^2 + (\omega_H + \omega_{ef})^2]}{(\omega_{res}^2 - \omega^2)^2 + \alpha^2 \omega^2 (2\omega_H + \omega_{ef})^2}. \quad 2-32$$

A frequência de ressonância ω_{res} é dada por:

$$\omega_{res}^2 = \omega_H (\omega_{ef} + \omega_H). \quad 2-33$$

A parte real χ'_{yy} expressa a componente de \tilde{m}_y que está no mesmo plano de \tilde{h} e em fase com ele, enquanto que a parte imaginária χ''_{yy} expressa a componente que está defasada de \tilde{h} por um ângulo de 90°. Então, ω_{res} marca a frequência onde \tilde{m}_y e \tilde{h} estão defasados por 90°, uma vez que $\chi'_{yy}(\omega_{res}) = 0$. Na ausência de perdas $\chi_{yy} = \chi'_{yy}$. A presença da componente χ''_{yy} requer um suplemento de energia para manter a alternância da magnetização [14]. As demais componentes do tensor susceptibilidade são:

$$\begin{aligned} \chi'_{yz} = -\chi'_{zy} &= \frac{\alpha \omega \omega_M (2\omega_H + \omega_{ef})}{(\omega_{res}^2 - \omega^2)^2 + \alpha^2 \omega^2 (2\omega_H + \omega_{ef})^2} \\ \chi''_{yz} = -\chi''_{zy} &= \frac{\omega (\omega_{res}^2 - \omega^2)}{(\omega_{res}^2 - \omega^2)^2 + \alpha^2 \omega^2 (2\omega_H + \omega_{ef})^2} \\ \chi'_{zz} &= \frac{\omega_M \omega_H (\omega_{res}^2 - \omega^2)}{(\omega_{res}^2 - \omega^2)^2 + \alpha^2 \omega^2 (2\omega_H + \omega_{ef})^2} \\ \chi''_{zz} &= \frac{\alpha \omega \omega_M (\omega^2 + \omega_H)}{(\omega_{res}^2 - \omega^2)^2 + \alpha^2 \omega^2 (2\omega_H + \omega_{ef})^2}. \end{aligned} \quad 2-34$$

Um exemplo de χ_{yy} calculado é apresentado na Figura 2-7 que apresenta a componente real (linha vermelha) e a componente imaginária (linha preta) de χ_{yy} . A linha tracejada na Figura 2-7 indica a correspondente frequência de ressonância do sistema.

Para estar certo de que a suposição $\alpha \ll 1$ leva a uma boa aproximação, pode-se calcular também a frequência de ressonância ω_{res} sem negligenciar os termos correspondentes, o que leva a:

$$\omega_{res}^2 = \frac{\omega_H (\omega_{ef} + \omega_H)^2}{\omega_{ef} + \omega_H - \alpha^2 \omega_H}. \quad 2-35$$

A expressão 2-35 é equivalente a expressão para a frequência de ressonância obtida anteriormente, 2-33, para o caso em que $\alpha \ll 1$. A parte imaginária da susceptibilidade χ''_{yy} representa a absorção da energia eletromagnética gerada pelo pequeno campo de excitação $\mathbf{h}(t)$.

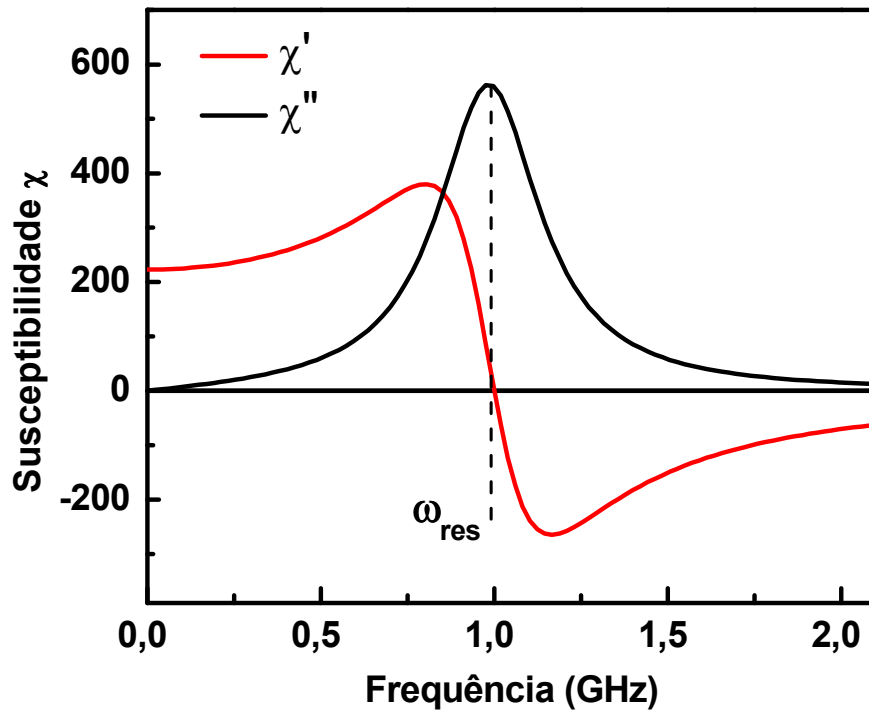


Figura 2-7: Componentes real e imaginária de χ_{yy} , conforme expressões em 2-32. Os seguintes valores foram utilizados nos cálculos: $\gamma = 35 \text{ kHz / (A/m)}$, $\mu_0 M_s \approx \mu_0 M_{ef} \approx 1 \text{ T}$, $\mu_0 (H_{ext} + H_K) = 0.01 \text{ T}$ e $\alpha = 0,02$.

A componente imaginária, χ''_{yy} , tem linha com forma lorentziana e alcança um máximo na frequência de ressonância ω_{res} , que é dada por:

$$\text{Max}(\chi''_{yy}) = \frac{\omega_M}{\alpha} \frac{\sqrt{\omega_{ef} + \omega_H}}{(\omega_{ef} + 2\omega_H)\sqrt{\omega_H}} \approx \frac{\omega_M}{\alpha \omega_{res}}. \quad 2-36$$

A parte real, χ'_{yy} , representa a dispersão de micro-ondas e é antissimétrica em torno de ω_{res} sendo nula nesta frequência particular. É devido à presença do amortecimento que o efeito “skin”, a profundidade de penetração de um campo alternado em um condutor, permanece finito. Sem o amortecimento χ_{yy} seria puramente real e o efeito “skin” divergiria, tornando a amostra magnética completamente transparente para as micro-ondas. Assumindo-se que as correntes parasitas, correntes induzidas no condutor quando o fluxo magnético através da a-

mostra varia, não interferem nas medidas do amortecimento intrínseco, a largura de linha em frequência $\Delta\omega$ pode ser descrita por:

$$\Delta\omega = \alpha(2\omega_H + \omega_{ef}). \quad 2-37$$

É importante ter em mente que χ''_{yy} não é precisamente simétrico em torno de ω_{res} e esta é uma aproximação. $\Delta\omega$ pode ser obtido também calculando-se a separação em frequência entre o máximo e o mínimo da parte real da susceptibilidade. Esta pode ser uma alternativa conveniente, uma vez que é mais fácil obter as frequências de dois extremos do que fazer um ajuste utilizando as expressões de 2-32. A posição destes extremos pode ser facilmente obtida das raízes da derivada de χ'_{yy} . Encontra-se:

$$\begin{aligned} \omega_{\max} &= \omega_{res} \sqrt{1 - \frac{\alpha(2\omega_H + \omega_{ef})}{\omega_{res}}} \\ \omega_{\min} &= \omega_{res} \sqrt{1 + \frac{\alpha(2\omega_H + \omega_{ef})}{\omega_{res}}}, \end{aligned} \quad 2-38$$

onde $\Delta\omega = \omega_{\min} - \omega_{\max}$.

2.1.2 EQUAÇÃO DA RESSONÂNCIA EM TERMOS DA ENERGIA MAGNÉTICA LIVRE

Na seção anterior, a frequência de ressonância foi derivada da susceptibilidade magnética. É possível também se deduzir a frequência de ressonância diretamente da densidade total de energia, f_{tot} , como sugerido por Smit e Beljers [15]. A equação de LL na aproximação macrospin é:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\mu_0 \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{ef} \quad 2-39$$

e pode ser trabalhada em coordenadas esféricas, representadas na Figura 2-8.

Uma pequena variação infinitesimal do vetor magnetização pode ser expressa, neste sistema de coordenadas, por:

$$d\mathbf{M} = M_s dr \mathbf{e}_r + M_s d\theta \mathbf{e}_\theta + M_s \sin\theta d\varphi \mathbf{e}_\varphi \quad 2-40$$

onde M_s denota a magnetização de saturação, θ e φ são, respectivamente, os ângulos polar e azimutal da magnetização no sistema de coordenadas esféricas.

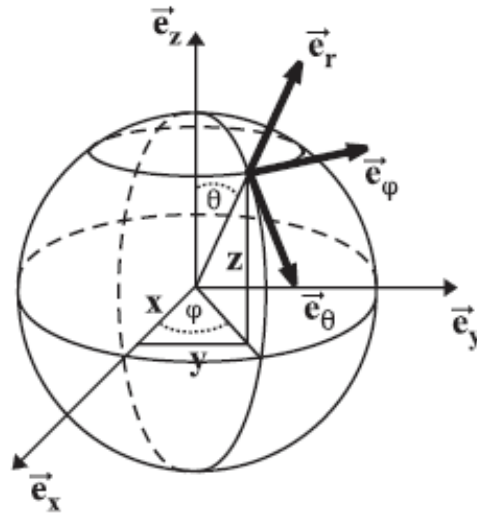


Figura 2-8: Sistema de coordenadas esféricas.

O campo magnético efetivo apresentado na expressão 2-9, em coordenadas esféricas, pode ser expresso por:

$$\mathbf{H}_{\text{ef}} = -\frac{1}{\mu_0 M_s} \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial m} = -\frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial F}{\partial r} \mathbf{e}_r + \frac{1}{M_s} \frac{\partial F}{\partial \theta} \mathbf{e}_\theta + \frac{1}{M_s \sin \theta} \frac{\partial F}{\partial \varphi} \mathbf{e}_\varphi \right). \quad 2-41$$

Na equação acima F representa a energia livre do sistema e os termos da equação de LL podem então ser escritos como:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = M_s \frac{d\theta}{dt} \mathbf{e}_\theta + M_s \sin \theta \frac{d\varphi}{dt} \mathbf{e}_\varphi \quad \text{e} \quad \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{ef}} = \frac{1}{\mu_0 \sin \theta} \frac{\partial F}{\partial \varphi} \mathbf{e}_\theta - \frac{1}{\mu_0} \frac{\partial F}{\partial \theta} \mathbf{e}_\varphi \quad 2-42$$

o que leva às equações de LL em coordenadas esféricas:

$$\begin{aligned} \frac{d\theta}{dt} &= -\frac{\gamma}{M_s \sin \theta} \frac{\partial F}{\partial \varphi} \\ \frac{d\varphi}{dt} &= \frac{\gamma}{M_s \sin \theta} \frac{\partial F}{\partial \theta}. \end{aligned} \quad 2-43$$

Para pequenas variações em torno da posição de equilíbrio, a energia livre F expandida em uma série de Taylor, em primeira aproximação, é dada por:

$$F = F_0 + \frac{1}{2} (F_{\theta\theta} \theta^2 + 2F_{\theta\varphi} \theta\varphi + F_{\varphi\varphi} \varphi^2), \quad 2-44$$

onde $F_{\theta\theta}$, $F_{\theta\varphi}$ e $F_{\varphi\varphi}$ são as segundas derivadas da energia livre com relação aos ângulos citados. As equações de movimento são:

$$\begin{aligned}\frac{d\theta}{dt} &= -\frac{\gamma}{M_s \text{sen}\theta} (F_{\theta\varphi}\theta + F_{\varphi\varphi}\varphi) \\ \frac{d\varphi}{dt} &= \frac{\gamma}{M_s \text{sen}\theta} (F_{\theta\theta}\theta + F_{\theta\varphi}\varphi).\end{aligned}\quad 2-45$$

Os ângulos θ e φ , que satisfazem o conjunto de equações acima, são dados por uma pequena oscilação harmônica em torno dos valores de equilíbrio θ_0 e φ_0 :

$$\begin{aligned}\theta - \theta_0 &= \theta_A e^{-i\omega t}, \\ \varphi - \varphi_0 &= \varphi_A e^{-i\omega t},\end{aligned}\quad 2-46$$

onde θ_A e φ_A são as amplitudes destas precessões. Incluindo estes pequenos desvios da posição de equilíbrio considerados no conjunto 2-46 nas equações apresentadas em 2-45, o seguinte conjunto de equações é obtido:

$$\begin{aligned}\left(\frac{\gamma F_{\theta\varphi}}{M_s \text{sen}\theta} - i\omega\right)\theta + \frac{\gamma F_{\varphi\varphi}}{M_s \text{sen}\theta}\varphi &= 0 \\ \frac{\gamma F_{\theta\theta}}{M_s \text{sen}\theta}\theta + \left(\frac{\gamma F_{\theta\varphi}}{M_s \text{sen}\theta} + i\omega\right)\varphi &= 0.\end{aligned}\quad 2-47$$

O conjunto de equações acima possui solução não trivial apenas quando a equação secular $\omega^2 - i\omega\Delta\omega - (\omega_{res})^2 = 0$ é satisfeita. Assim,

$$\omega_{res} = \frac{\gamma}{M_s \text{sen}\theta} \sqrt{\frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} \frac{\partial^2 F}{\partial \varphi^2} - \left(\frac{\partial^2 F}{\partial \theta \partial \varphi}\right)^2} \Bigg|_{\theta=\theta_0, \varphi=\varphi_0} \quad 2-48$$

e

$$\Delta\omega = \frac{\gamma}{M_s} \left(\frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial \varphi^2} \frac{1}{\text{sen}\theta} \right) \Bigg|_{\theta=\theta_0, \varphi=\varphi_0} . \quad 2-49$$

A expressão 2-48, conhecida por fórmula de Smit e Beljers, relaciona a frequência de ressonância com a energia total do sistema e seus mínimos. É importante notar que a expressão de Smit e Beljers foi obtida da equação de LL sem levar em consideração o termo de amortecimento.

2.2 AMORTECIMENTO DA PRECESSÃO DA MAGNETIZAÇÃO

Um importante aspecto da dinâmica da magnetização é a taxa com que a energia é dissipada. No experimento de FMR a amplitude da precessão da magnetização será determinada pela taxa de perdas e pela energia absorvida do campo rf . Fora da ressonância, no entanto, a excitação rf não tem uma relação de fase fixa com a precessão e então a absorção de energia é pequena. Isso implica que, se não houvesse perdas, a curva de absorção de ressonância (energia absorvida *versus* campo aplicado) poderia ser descrita por uma função delta centrada no valor de campo aplicado para o qual o campo interno satisfaz a condição de ressonância. Quando as perdas estão presentes, a amplitude da curva de absorção é finita e sua largura é diferente de zero. A linha alarga com o aumento das perdas energéticas, portanto, a medida da largura de linha é uma medida direta das perdas associadas à ressonância.

O ponto de partida para o cálculo das perdas energéticas na ressonância é a precessão de um sistema de spin. A situação mais simples possível é aquela em que o campo de ressonância está aplicado sobre a amostra e o campo de excitação rf é uniforme em amplitude e fase. Assim, a precessão da magnetização também será uniforme em amplitude e fase sobre todo o volume da amostra. Este modo de ressonância é apropriadamente chamado de modo uniforme.

Uma vez que o modo uniforme é excitado, a amplitude da precessão e a susceptibilidade são determinadas por processos pelos quais a energia pode ser transferida do sistema de spin em precessão para a rede. O modo uniforme não é o único modo normal do sistema magnético. Outros modos de ondas de spin são possíveis para os quais o ângulo de precessão e a fase variam periodicamente através da rede. O modo uniforme pode ser tratado como modo de onda de spin com número de onda k igual a zero, ou seja, comprimento de onda infinito e sem variação espacial na magnetização. Da mesma forma que os modos normais para vibrações da rede podem ser quantizados em estados de fônons e tratados como partículas, os modos normais dos sistemas magnéticos podem ser quantizados em estados de mágnons com propriedades de partícula.

O amortecimento magnético ocorre porque os modos magnéticos de um sistema, predominantemente spin eletrônico, se acoplam aos modos não magnéticos, elétrons orbitais e vibrações da rede, permitindo que energia seja transferida. Uma vez que os modos magnéticos são excitados a temperatura mais alta que os outros modos do sistema, a energia flui predominantemente dos modos magnéticos para os modos não magnéticos. Os processos de relaxação

associados ao modo uniforme podem ser vistos como interações e espalhamentos entre modos magnéticos, ondas de spin, e os outros modos do sistema, elétrons, fônons, etc. Existem muitos canais físicos de relaxação pelos quais a energia gerada pela precessão do sistema de spin, modo uniforme de mágnons, pode ser dissipada [16].

A presença de perdas energéticas faz com que o modo uniforme de mágnons se difunda em estados de fônons, aquecimento da rede, de alguma maneira. O modo uniforme de mágnons pode difundir-se diretamente em fônons ou espalhar-se em outros estados de mágnons que eventualmente relaxam em vibrações da rede. Qualquer reação de espalhamento individual pode ser caracterizada por um tempo de relaxação que é uma medida do tempo de vida médio do estado inicial antes de sofrer a transição para o estado final. Se o tempo de relaxação total para o modo uniforme de mágnons é longo, eles decaem lentamente em outros estados e a taxa de relaxação e a largura de linha são pequenas. A largura de linha é inversamente proporcional ao tempo de relaxação total para o modo uniforme de mágnons. Os espalhamentos individuais que podem contribuir ao tempo de relaxação total estão representados no diagrama apresentado na Figura 2-9. Neste diagrama de blocos pode-se observar que o modo uniforme de ressonância é excitado pelo campo rf e o modo uniforme de mágnons eventualmente relaxa em fônons da rede por diferentes canais.

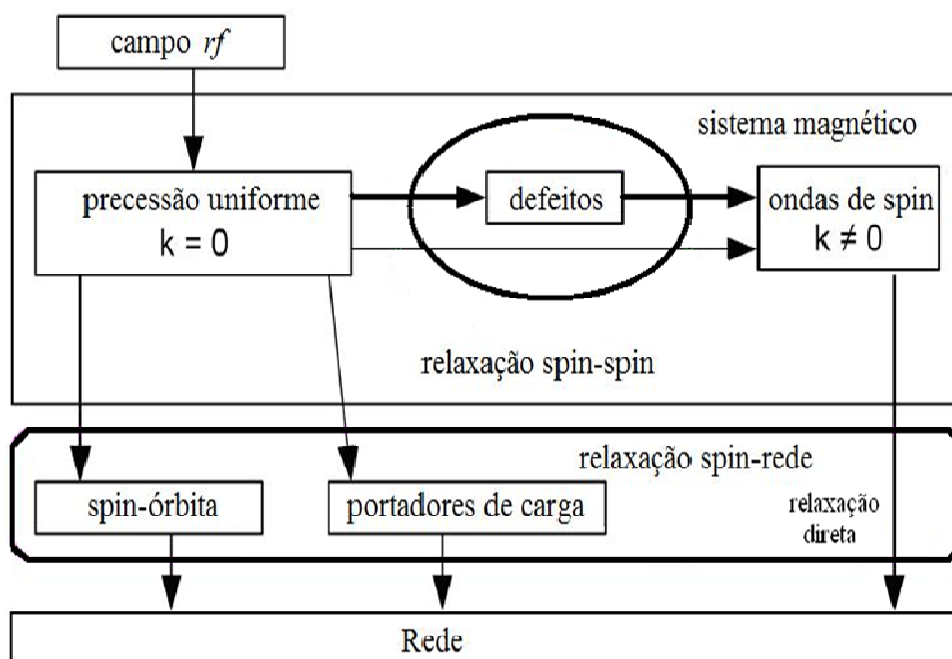


Figura 2-9: Canais de relaxação para o modo uniforme de ressonância [17].

Pesquisadores tem trabalhado neste problema de identificação dos canais de relaxação e processos de perda energética na dinâmica da magnetização desde que Landau e Lifshitz publicaram o trabalho onde apresentaram a equação fenomenológica do movimento [7] em 1935. A FMR é uma técnica apropriada para a abordagem deste problema pois permite quantificar a taxa de amortecimento do modo uniforme de um material, através da medida da largura de linha de ressonância.

As contribuições à largura de linha são decompostas em duas classes de efeitos de amortecimento: efeitos *extrínsecos*, que são devidos a imperfeições e inomogeneidades da amostra, e efeitos *intrínsecos*, que se originam das interações entre os modos magnéticos e não magnéticos de um sistema e que são intrínsecos ao material. Os efeitos extrínsecos são evitáveis e poderiam estar ausentes em uma amostra perfeita, mas os efeitos intrínsecos não são contornáveis e estariam presentes mesmo em uma amostra perfeita.

Os efeitos de amortecimento extrínsecos surgem de inomogeneidades e podem levar ao alargamento da linha de ressonância por diferentes formas, inclusive produzindo uma distribuição de campos de ressonância locais na amostra e o acoplamento do modo uniforme com o modo não-uniforme de mágnons. Os efeitos de amortecimento intrínsecos originam-se principalmente de interações fundamentais e inevitáveis entre mágnons e elétrons orbitais. Estas interações incluem a geração de correntes parasitas e acoplamento spin-órbita. Ainda, o amortecimento também pode ocorrer pelo espalhamento direto mágnon-fônon ou então uma pequena contribuição ao amortecimento intrínseco é dada pelo acoplamento do modo uniforme de precessão com o campo de radiação. A largura de linha medida reflete tanto a contribuição intrínseca quanto a contribuição extrínseca. Entender os mecanismos básicos do amortecimento e saber separar experimentalmente estas contribuições é de fundamental importância e um dos objetivos deste trabalho.

2.2.1 MECANISMOS DE AMORTECIMENTO INTRÍNSECOS

Os mecanismos de amortecimento intrínsecos estão presentes mesmo em amostras consideradas cristalograficamente perfeitas, pois a magnetização, mesmo em um cristal perfeito, não está isolada das demais partes da amostra. Existem interações inevitáveis entre a

magnetização e outros graus de liberdade que permitem que a energia se dissipe de um sistema magnético para outro.

2.2.1.1 Termo de amortecimento de Gilbert

Este termo de amortecimento, aqui chamado de amortecimento de Gilbert, é um efeito de amortecimento intrínseco que está sempre presente na relaxação da magnetização. É o termo de amortecimento obtido diretamente da minimização da energia livre do sistema magnético [18]. Consideremos o caso estudado neste trabalho, exemplificado por um filme com anisotropia uniaxial, K_u , no plano do filme e o sistema de coordenadas conforme especificado na Figura 2-10. A direção do campo de anisotropia, \mathbf{H}_K , coincide com o eixo x. A orientação da magnetização de saturação, M_s , é definida pelos ângulos θ e φ e o campo externo \mathbf{H}_0 pelo ângulo ψ . A energia livre do sistema aqui representado é dada por:

$$F = -M_s H_0 (\sin\theta \cos(\psi - \varphi) + \cos\theta) + 2\pi M_s^2 \cos^2\theta + K_u (1 - \sin^2\theta \cos^2\varphi), \quad 2-50$$

onde o primeiro, segundo e terceiro termo são, respectivamente, a energia de Zeeman, magnetostática e de anisotropia.

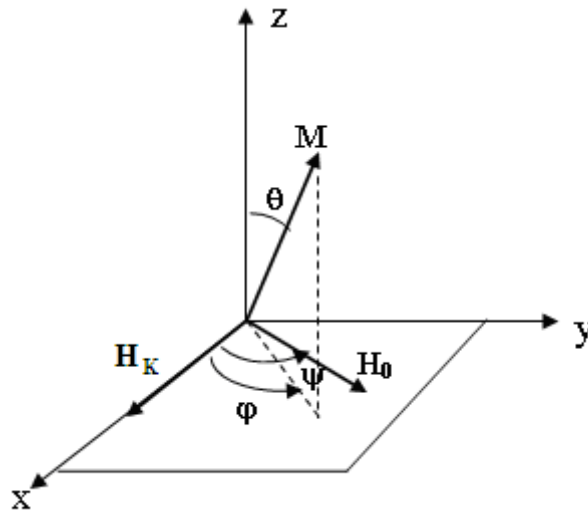


Figura 2-10: Sistema de coordenadas considerando-se um filme com anisotropia no plano xy.

Dada a energia do sistema, a largura de linha pode ser obtida conforme demonstrado em 2-49, mas agora considerando o termo fenomenológico de amortecimento. Sendo:

$$\left. \frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} \right|_{\theta_{eq}, \varphi_{eq}} = M_s H_0 + 4\pi M_s^2 \quad \text{e} \quad \left. \frac{\partial^2 F}{\partial \varphi^2} \right|_{\theta_{eq}, \varphi_{eq}} = M_s H_0 - 2K_u,$$

quando $\mathbf{H}_0 > \mathbf{H}_K$ a largura de linha em frequência será:

$$\Delta\omega^G = \frac{\gamma\alpha}{M_s} (2M_s H_0 + 4\pi M_s^2 - 2K_u) = \gamma\alpha(2H_0 + 4\pi M_s - H_K). \quad 2-51$$

2.2.1.2 Correntes parasitas

Durante um experimento de FMR, a magnetização precessa a frequências na ordem de gigahertz. Pela lei de Faraday, a rápida rotação do campo magnético induz um campo elétrico: $\nabla \times \mathbf{E} = -\partial\mathbf{B}/\partial t$. Este campo elétrico circular conduz os elétrons em correntes parasitas. Este processo retira energia do modo uniforme e a coloca nas órbitas dos elétrons, amortecendo a precessão da magnetização.

As correntes parasitas estão relacionadas ao efeito “skin”, δ , que é definido como a profundidade abaixo da superfície do condutor na qual a densidade de corrente decai em $1/e$ da densidade de corrente na superfície:

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\sigma\mu_r\mu_0}} \quad 2-52$$

onde σ é a condutividade e μ_r é a permeabilidade relativa, $\mu_r = \mu/\mu_0 = 1+\chi$. As correntes parasitas tornam-se importantes quando a espessura do material estudado é comparável ou maior que o efeito “skin”. Deve-se levar em conta que a permeabilidade μ pode aumentar consideravelmente em frequências próximas a frequência de ressonância ferromagnética, reduzindo a profundidade de penetração. Ament e Rado publicaram um dos primeiros trabalhos em que se calcula a contribuição das correntes parasitas para a relaxação da magnetização [19] em filmes magnéticos. Neste trabalho os autores mostraram que, para um filme magnético espesso, as correntes parasitas levam a uma largura de linha de FMR finita, mesmo na ausência de outros mecanismos de amortecimento. Este efeito foi chamado de mecanismo de condutividade de troca pois o alargamento é proporcional a $\sqrt{A\sigma}$, onde A é a constante de troca.

2.2.2 MECANISMOS DE AMORTECIMENTO EXTRÍNSECOS

Os mecanismos de amortecimento extrínsecos resultam de inhomogeneidades presentes na amostra. Estas inhomogeneidades incluem diferenças na energia magnetocristalina, varia-

ções na anisotropia de superfície, defeitos locais e desvios na espessura da amostra, magnetotricção associada a imperfeições do substrato, entre outras possibilidades. A presença de inhomogeneidades nos microfios e nos filmes finos reais torna difícil a tarefa de quantificar os mecanismos responsáveis pela dissipação da energia nestes materiais. As inhomogeneidades alargam a linha de ressonância obtida através de medidas de FMR e fazem com que os valores dos termos de amortecimento sejam superestimados. Identificar os fatores associados à inhomogeneidades presentes no material e que alargam a linha de ressonância é essencial para a determinação dos mecanismos responsáveis pela relaxação da magnetização.

Uma abordagem exata dos efeitos de inhomogeneidades é um problema bastante complicado, mas, é possível fazer uma abordagem mais ampla, considerando os casos de inhomogeneidades fortes e inhomogeneidades fracas. Inhomogeneidades são consideradas fortes quando os campos inomogêneos são intensos se comparados com o campo de troca intrínseco e com o campo de dipolo. Inhomogeneidades são consideradas fracas quando os campos inomogêneos são fracos se comparados com os campos de troca e de dipolo. No limite de inhomogeneidade forte diferentes áreas da amostra interagem pouco uma com a outra e a amostra aparenta ter um grande número de campos de *ressonâncias locais*. Por outro lado, quando as inhomogeneidades são fracas a magnetização da amostra mantém a ordem de longo alcance e precessa quase uniformemente. As inhomogeneidades induzem uma mistura do modo uniforme de precessão com modos não uniformes causando uma falta de coerência do modo uniforme. Este limite é tratado como *espalhamento de mágnons* porque o modo uniforme de mágnons decai num modo não uniforme [20].

2.2.2.1 Ressonâncias locais

O alargamento da linha de ressonância de FMR devido a ressonâncias locais pode ser causado por variações espaciais na amplitude da anisotropia ou ainda por variações na distribuição angular da anisotropia de grão para grão.

O caso limite para o qual o modelo de ressonâncias locais é aplicado é um conjunto de grãos magnéticos não interagentes que são medidos simultaneamente. Cada grão prova o mesmo campo externo aplicado. No entanto, cada grão está sujeito a um campo efetivo ligeiramente diferente devido a variações em seus eixos de orientação cristalográficos, variações em suas anisotropias cristalinas, diferenças na estrutura de defeitos e interações de superfície, entre outros efeitos. Essencialmente, cada grão magnético experimenta uma contribuição randômica do campo efetivo e, portanto, tem um campo de ressonância próprio. Então, mesmo se cada ressonância for perfeita, isto é, uma função delta com relação a frequência aplicada, estas

ressonâncias locais continuarão dispersas em torno de algum campo de ressonância médio, produzindo um alargamento efetivo da ressonância medida.

De forma simples, quando o campo aplicado está alinhado com a direção de equilíbrio da magnetização, o efeito destas ressonâncias locais na largura de linha medida é dado por:

$$\Delta H = \Delta H_0 + \frac{2\alpha\omega_0}{\sqrt{3}|\gamma|}. \quad 2-53$$

Espera-se então que a largura de linha varie linearmente com a frequência e tenha uma intercepção em um valor diferente de zero [21]. Para frequência zero a intercepção se dá em ΔH_0 , o que não está associado ao amortecimento do modo uniforme de precessão, mas sim a uma medida do espalhamento dos campos de ressonâncias locais devido a qualquer das inhomogeneidades presentes no sistema. O aumento linear da largura de linha com a frequência de ressonância daria um alargamento adicional devido ao amortecimento real. Há dois efeitos a serem avaliados, que promovem ressonâncias locais no material.

(i) *Variações espaciais na amplitude da anisotropia*

A não uniformidade da magnetização, conhecida na literatura como “*ripple*” na magnetização, pode se manifestar como um fenômeno caracterizado por dispersões espaciais na amplitude da anisotropia. O modelo a ser considerado para quantificar o amortecimento da precessão da magnetização devido a ressonâncias locais geradas por dispersões espaciais na amplitude da anisotropia é baseado em trabalhos que consideram diferentes distribuições de campos de anisotropias para modelar as inhomogeneidades [21, 22, 23]. Diferentes porções da amostra apresentam diferentes campos de anisotropia e então estas diferentes porções podem ressonar a frequências diferentes. O alargamento da linha de FMR associado a variações locais da anisotropia pode ser quantificado medindo-se sua influência na própria frequência de ressonância ferromagnética:

$$\Delta\omega^K = \Delta H_K \frac{\partial\omega_{res}}{\partial H_K} \quad 2-54$$

Assumindo que a relação de dispersão de FMR é a relação de dispersão dada por Kittel [24] para um material com anisotropia uniaxial:

$$\omega_{res} = \mu_0\gamma\sqrt{(H + H_u)(H + H_K + M_s)} \quad 2-55$$

onde γ é o fator giromagnético, H_K é o campo de anisotropia e M_s a magnetização de saturação. Aqui, $H_K > 0$ se H e H_K forem paralelos e $H_K < 0$ se H e H_K forem ortogonais. A largura de linha em frequência será [25]:

$$\Delta\omega^K = \frac{\mu_0^2 \gamma^2}{2} \Delta H_K \frac{2(H + H_K) + M_s}{\omega_{res}}, \quad 2-56$$

onde ΔH_K representa a amplitude do alargamento da linha.

(ii) *Variações na distribuição angular da anisotropia*

A não uniformidade da magnetização, “ripple” na magnetização, pode se manifestar também como um fenômeno pelo qual a direção da magnetização varia localmente em relação a sua direção angular média. Esta variação é uma consequência da distribuição dos eixos de anisotropia em grãos cristalinos individuais. Os primeiros trabalhos a desenvolverem uma teoria que levasse em conta a presença de uma distribuição angular da anisotropia datam de 1968 [26, 27]. De acordo com estes trabalhos, além do campo estático de anisotropia, que é intrínseco, existe um campo desmagnetizante, H_d , que contribui para o campo de anisotropia efetivo. A consideração deste campo desmagnetizante leva a uma modificação na relação de dispersão dada por Kittel, equação 2-55, que passa a descrever o efeito médio destas ondulações na amostra.

$$\omega_{res} = \gamma \sqrt{(M_s + H_K \cos^2 \phi + H + H_d(H))(H_K \cos 2\phi + H + H_d(H))}. \quad 2-57$$

Este termo desmagnetizante pode ser substituído por um parâmetro mensurável conhecido por campo de “ripple”, H_r :

$$H_d(H) = \frac{H_r}{[(H + H_K \cos 2\phi) / H_K]^{1/4}}. \quad 2-58$$

O alargamento da linha de ressonância devido a ondulações na magnetização pode ser obtido em termos do parâmetro de “ripple” e tem a forma:

$$\Delta\omega^{rip} = \gamma(4\pi M_s)^{1/2} \frac{H_K^{1/4} H_r}{(H + H_K)^{3/4}}. \quad 2-59$$

2.2.2.2 Espalhamento de mágnons

Os momentos magnéticos de um sistema ferromagnético interagem fortemente uns com os outros. Em distâncias curtas a interação se dá através da interação de troca, o que origina um alinhamento paralelo dos momentos magnéticos. Em distâncias longas a interação se dá através da interação dipolar, o que resulta no alinhamento antiparalelo dos momentos magnéticos. A competição destas duas interações leva a formação dos domínios magnéticos.

Em distâncias curtas a força de troca é mais significativa e os spins se alinham com seus vizinhos formando um domínio magnético. Em escalas de comprimento mais longas a

interação dipolar é predominante e produz uma parede de domínio entre domínios com diferentes orientações magnéticas. Estas fortes interações levam a correlações e ordem de longo alcance no sistema. Considere-se uma amostra de domínio único, o que pode ser obtido pela aplicação de um intenso campo magnético externo. Devido a forte interação entre os spins, as excitações magnéticas do sistema são coletivas. Estas excitações são os modos normais do sistema magnético e são conhecidas como mágnons.

Em um experimento de FMR, na frequência de ressonância para um dado valor de campo aplicado, assume-se que todos os spins da amostra precessam no modo uniforme, com vetor de onda $\mathbf{k} = 0$. No entanto, inomogeneidades presentes na amostra podem atuar como centros de espalhamento fazendo com que um mágnon de frequência f e vetor de onda $\mathbf{k} = 0$ seja espalhado em outro mágnon com a mesma frequência f mas com vetor de onda $\mathbf{k} \neq 0$, resultando em um alargamento adicional à linha de ressonância. Esta situação está representada na Figura 2-11. O espalhamento de mágnons foi primeiramente proposto como fonte de contribuição extrínseca à largura da linha de FMR num trabalho de Sparks e colaboradores [28]. Nesta seção veremos como se pode considerar este mecanismo de amortecimento.

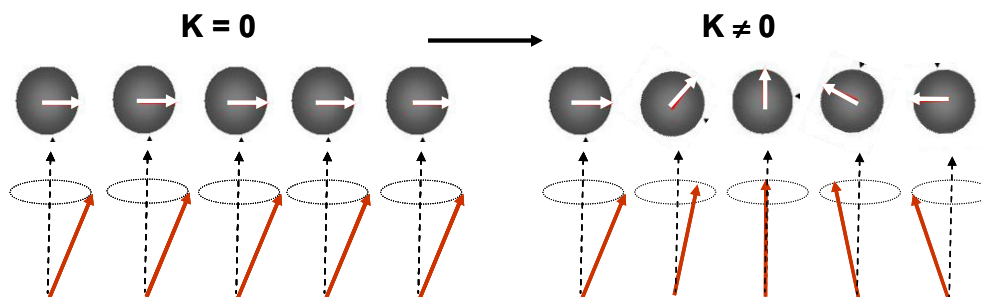


Figura 2-11: Representação do modo uniforme de precessão (esquerda), onde os momentos precessionam em fase, e do modo não-uniforme (direita), onde a precessão é defasada. A frequência de precessão em ambos os modos é a mesma.

Para descrever o alargamento da linha de ressonância devido ao espalhamento de mágnons tomaremos por base o modelo sugerido por Arias e Mills [29]. Considerando-se um experimento idealizado de FMR, onde o modo uniforme excitado é aquele cujo vetor de onda paralelo a superfície, k_{\parallel} , é zero. Para um filme simples com magnetização M_s paralela a superfície, a frequência deste modo normal, na ausência de anisotropia, é $\gamma[H_0(H_0 + 4\pi M_s)]^{1/2}$. Na presença de acoplamento dipolar entre spins tem-se comprimentos de onda de spin curtos, com $k_{\parallel} \approx 10^5 \text{ cm}^{-1}$, degenerados em frequência com o modo excitado por FMR [30]. O aco-

plamento entre os modos degenerados e o modo uniforme é forte, assim, ondas de spin com comprimento de onda da ordem das imperfeições estão presentes no material. Considerando que a dispersão de ondas de spin é tal que o mecanismo de espalhamento de mágnons está presente, busca-se um modelo de defeitos de superfície que possam acoplar o modo de FMR aos modos de onda de spin com comprimentos de onda curtos. Seja um filme fino ferromagnético como ilustrado na Figura 2-12, cuja magnetização está no plano e paralela ao campo magnético \mathbf{H}_0 . A onda de spin considerada propaga-se no plano do filme, com vetor de onda k_{\parallel} formando um ângulo $\phi_{k_{\parallel}}$ com o eixo z . A espessura do filme, d , é suficientemente pequena para que se possa considerar apenas o ramo acústico de ondas de spin.

Primeiramente, é preciso encontrar a relação de dispersão da onda de spin, isto é, a relação entre sua frequência e o vetor de onda. Para descrever as ondas de spin, a magnetização pode ser escrita na forma:

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}, t) = M_s \hat{\mathbf{z}} + \mathbf{m}(\mathbf{r}, t) \quad 2-60$$

onde :

$$\mathbf{m}(\mathbf{r}, t) = m_x(\mathbf{r}, t) \hat{\mathbf{x}} + m_y(\mathbf{r}, t) \hat{\mathbf{y}}. \quad 2-61$$

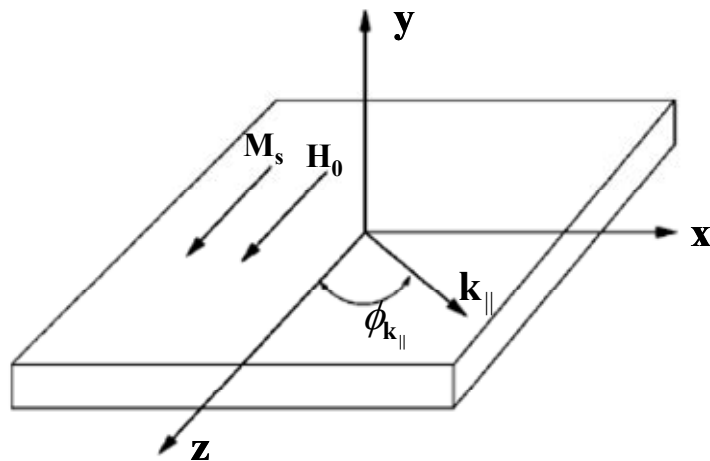


Figura 2-12: Geometria e sistema de coordenadas utilizado em relação a um filme fino com espessura d .

As amplitudes das componentes dinâmicas da magnetização associadas com a onda de spin dada podem ser escritas como:

$$m_{x,y}(x, z; t) = \frac{1}{\sqrt{L^2 d}} \sum_{k_{\parallel}} m_{x,y}(\mathbf{k}_{\parallel}; t) e^{i\mathbf{k}_{\parallel} \cdot \mathbf{r}_{\parallel}}, \quad 2-62$$

onde L^2 é a área do filme e \mathbf{k}_{\parallel} e \mathbf{r}_{\parallel} estão no plano xz .

A relação de dispersão para as ondas de spin pode ser obtida escrevendo-se a energia magnética do sistema por unidade de volume na forma:

$$\mathcal{H} = \frac{1}{2M_s} \sum_{\mathbf{k}_{\parallel}} \left\{ E_x(\mathbf{k}_{\parallel}) m_x^*(\mathbf{k}_{\parallel}) m_x(\mathbf{k}_{\parallel}) + E_y(\mathbf{k}_{\parallel}) m_y^*(\mathbf{k}_{\parallel}) m_y(\mathbf{k}_{\parallel}) \right\}. \quad 2-63$$

Nesta expressão estão incluídas as energias que contribuem para a energia da onda de spin. São elas:

i. Energia gerada pelo campo dipolar:

O movimento das ondas de spin dá origem a campos dipolares \mathbf{H}_d . Estes campos dipolares podem ser representados por:

$$H_d = -\frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{L^2 d}} \times \sum_{\mathbf{k}_{\parallel}} m(\mathbf{k}_{\parallel}; t) \cdot \int e^{i\mathbf{k}_{\parallel} \cdot \mathbf{r}_{\parallel}} \mathbf{E}_{(d)}(x, y, z; t) dx dy dz. \quad 2-64$$

A energia devida ao campo dipolar (\mathbf{E}_d) pode ser decomposta em duas contribuições: uma contribuição de campo dipolar gerado pela densidade superficial de cargas magnéticas $\mathbf{E}_d^{(1)}$, e a outra contribuição devido ao campo dipolar gerado pela densidade volumétrica de cargas magnéticas $\mathbf{E}_d^{(2)}$. Para filmes finos no limite $k_{\parallel} d \ll 1$ tem-se:

$$\mathbf{E}_d^{(1)}(\mathbf{r}) = -\frac{2\pi}{\sqrt{L^2 d}} \sum_{\mathbf{k}_{\parallel}} k_{\parallel} d \sin \phi_{k_{\parallel}} m_x(\mathbf{k}_{\parallel}) e^{i\mathbf{k}_{\parallel} \cdot \mathbf{r}_{\parallel}} \times (\sin \phi_{k_{\parallel}} \hat{x} + \cos \phi_{k_{\parallel}} \hat{z}) \quad 2-65$$

e

$$\mathbf{E}_d^{(2)}(\mathbf{r}) = -\frac{4\pi}{\sqrt{L^2 d}} \hat{y} \sum_{\mathbf{k}_{\parallel}} \left(1 - \frac{k_{\parallel} d}{2} \right) m_y(\mathbf{k}_{\parallel}) e^{i\mathbf{k}_{\parallel} \cdot \mathbf{r}_{\parallel}}. \quad 2-66$$

A variação linear de $\mathbf{E}_d^{(1)}$ com o vetor de onda k_{\parallel} é que determina a existência de modos degenerados com o modo de FMR. Inserindo as expressões 2-65 e 2-66 em 2-64 e resolvendo a integral tem-se que a contribuição da energia devido ao campo dipolar à energia de excitação de onda de spin é:

$$E_d = 2\pi \sum_{\mathbf{k}_{\parallel}} \left(1 - \frac{k_{\parallel} d}{2} \right) m_y^*(\mathbf{k}_{\parallel}) m_y(\mathbf{k}_{\parallel}) + \pi \sum_{\mathbf{k}_{\parallel}} k_{\parallel} d \sin^2 \phi_{k_{\parallel}} m_x^*(\mathbf{k}_{\parallel}) m_x(\mathbf{k}_{\parallel}). \quad 2-67$$

ii. Energia Zeeman:

$$E_z = -H_0 \int_V M_z(x, z) dx dy dz = -H_0 M_s V + \frac{H_0}{2M_s} \int_V [m_x^2(x, z) + m_y^2(x, z)] dx dy dz \quad 2-68$$

onde V é o volume do filme. Descartando o termo constante, a energia de Zeeman do sistema pode ser escrita como:

$$E_z = \frac{H_0}{2M_s} \sum_{\mathbf{k}_{\parallel}} [m_x^*(\mathbf{k}_{\parallel}) m_x(\mathbf{k}_{\parallel}) + m_y^*(\mathbf{k}_{\parallel}) m_y(\mathbf{k}_{\parallel})]. \quad 2-69$$

iii. *Energia de troca:*

$$E_t = \frac{A}{M_s^2} \int_V [|\nabla m_x|^2 + |\nabla m_y|^2] dx dy dz = \frac{1}{2M_s} \sum_{\mathbf{k}_{\parallel}} D \mathbf{k}_{\parallel}^2 [m_x^*(\mathbf{k}_{\parallel}) m_x(\mathbf{k}_{\parallel}) + m_y^*(\mathbf{k}_{\parallel}) m_y(\mathbf{k}_{\parallel})] \quad 2-70$$

onde D é um parâmetro associado a constante de troca, dado por: $D = 2A / M_s$.

iv. *Energia de anisotropia de superfície:*

$$E_A = \frac{K_s}{M_s^2} \int_S m_y^2(x, z) dx dz = \frac{1}{2M_s} H_s \sum_{\mathbf{k}_{\parallel}} m_y^*(\mathbf{k}_{\parallel}) m_y(\mathbf{k}_{\parallel}) \quad 2-71$$

onde $H_s = 2K_s / M_s d$.

Os termos acima citados são as principais contribuições à energia do sistema, mas, para filmes muito finos, outras contribuições também podem ser relevantes. Combinando as contribuições aqui consideradas, o Hamiltoniano da energia pode ser escrito:

$$\mathcal{H} = \frac{1}{2M_s} \sum_{\mathbf{k}_{\parallel}} [E_x(\mathbf{k}_{\parallel}) m_x^*(\mathbf{k}_{\parallel}) m_x(\mathbf{k}_{\parallel}) + E_y(\mathbf{k}_{\parallel}) m_y^*(\mathbf{k}_{\parallel}) m_y(\mathbf{k}_{\parallel})] \quad 2-72$$

onde

$$E_x(\mathbf{k}_{\parallel}) = H_0 + 2\pi M_s k_{\parallel} d \sin^2 \phi_{\mathbf{k}_{\parallel}} + D \mathbf{k}_{\parallel}^2 \quad 2-73$$

e

$$E_y(\mathbf{k}_{\parallel}) = B_0 + H_s - 2\pi M_s k_{\parallel} d + D \mathbf{k}_{\parallel}^2 \quad 2-74$$

com $B_0 = H_0 + 4\pi M_s$.

Deve-se notar que é possível incluir outras formas de anisotropia neste Hamiltoniano, tais como a quadruplicidade no plano de anisotropia, mas as dificuldades aumentam consideravelmente se \mathbf{H}_0 não for paralelo ao eixo fácil. Assim, por simplicidade, assume-se que \mathbf{H}_0 é paralelo ao eixo fácil, o que faz com que a influência da quadruplicidade da anisotropia simplesmente troque \mathbf{H}_0 por $\mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_a$, onde \mathbf{H}_a é o campo efetivo de anisotropia no plano. Caso \mathbf{H}_0 seja aplicado ao longo do eixo duro e sendo \mathbf{H}_0 suficientemente intenso para alinhar a magnetização ao longo do eixo duro, então \mathbf{H}_0 é substituído por $\mathbf{H}_0 - \mathbf{H}_a$. Sendo γ o fator giromagnético, neste modelo de Arias e Mills, a frequência de ondas de spin é dada por:

$$\omega(\mathbf{k}_{\parallel}) = \gamma [E_x(\mathbf{k}_{\parallel})E_y(\mathbf{k}_{\parallel})]^{1/2}, \quad 2-75$$

enquanto num experimento de FMR, onde o modo com vetor de onda $\mathbf{k}_{\parallel} = 0$ é excitado, sua frequência, para um filme com magnetização paralela a superfície, é dada pela expressão:

$$\omega_{FMR} = \gamma \sqrt{H_0(H_0 + H_s + 4\pi M_s)}. \quad 2-76$$

Substituindo-se as equações 2-73 e 2-74 em 2-75 e mantendo-se apenas os termos até segunda ordem no vetor de onda, o que pode ser feito pois para um filme fino a contribuição quadrática da energia dipolar ao vetor de onda é pequena, tem-se:

$$\omega^2(\mathbf{k}_{\parallel}) = \omega_{FMR}^2 - 2\pi\gamma^2 M_s k_{\parallel} d (H_0 - [B_0 + H_s] \text{sen}^2 \phi_{\mathbf{k}_{\parallel}}) + \gamma^2 (B_0 + H_s + H_0) D k_{\parallel}^2. \quad 2-77$$

Na expressão acima nota-se que, no limite para filmes finos, a energia dipolar gera um termo linear com o vetor de onda na relação de dispersão de onda de spin. Já a interação de troca gera um termo quadrático e positivo, o que implica que poderá haver vetores de onda finitos com modos degenerados com o modo de FMR. A partir da equação 2-77 percebe-se que a faixa angular de mágnons que podem ser espalhados, ou, que são degenerados com o modo uniforme, é dada por:

$$\text{sen}^2 \phi_{\mathbf{k}_{\parallel}} < \frac{H_0}{B_0 + H_s}. \quad 2-78$$

A Figura 2-13 apresenta a relação de dispersão para duas situações limites, calculadas a partir de valores típicos para os filmes estudados neste trabalho. Depois que o modo de FMR é excitado, defeitos no material espalham estes modos de FMR com vetor de onda $\mathbf{k}_{\parallel} = 0$ em modos com vetores de onda finitos, diferentes de zero, e com mesma frequência.

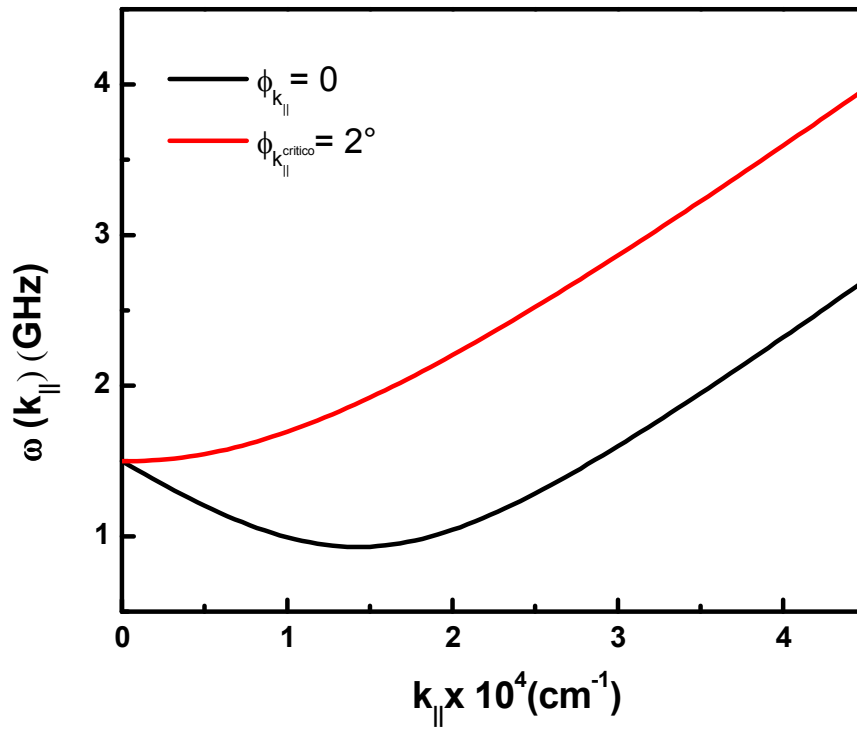


Figura 2-13: Relação de dispersão de onda de spin (2-77). A linha preta mostra que haverão mágnons com vetor de onda finito degenerados em frequência com o modo uniforme. A linha vermelha representa a relação de dispersão calculada para o ângulo crítico a partir do qual não haverão mágnons degenerados em frequência com o modo uniforme. Os parâmetros escolhidos são valores típicos para um filme de Py: $D = 2.5 \times 10^{-17} \text{ T m}^2$, $H_s = 1 \text{ T}$, $4\pi M_s = 1 \text{ T}$, $\gamma/2\pi = 35 \text{ kHz/(A/m)}$, $H_0 = 0.01 \text{ T}$ e $d = 100 \text{ \AA}$. Aqui, o valor considerado para d é relativo a uma camada magnética nos filmes estudados.

Conhecendo a relação de dispersão do modo de FMR, resta ainda escrever uma expressão para a largura de linha devido a contribuição do espalhamento de mágnons. Para isso, vamos tratar o Hamiltoniano em 2-72 como um Hamiltoniano de spin de ordem zero, com $m_{x,y}(\mathbf{k}_{||})$ sendo um operador e trocando $m_{x,y}^*(\mathbf{k}_{||})$ por seu Hermitiano adjunto $m_{x,y}^+(\mathbf{k}_{||})$. Tem-se a seguinte relação de comutação [24]:

$$[m_x(\mathbf{k}_{||}), m_y^+(\mathbf{k}'_{||})] = i\mu_0 M_s \delta_{\mathbf{k}_{||}, \mathbf{k}'_{||}} \quad 2-79$$

onde $\mu_0 = -\gamma\hbar$ e os demais operadores comutam entre si.

O formalismo consiste em examinar a equação de movimento:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} S_{\alpha\beta}(\mathbf{k}_{||}, t) = \delta(t) \langle [m_\beta^+(\mathbf{k}_{||}), m_\alpha(\mathbf{k}_{||})] \rangle + i \frac{\theta(t)}{\hbar} \langle [[m_\alpha(\mathbf{k}_{||}, t), H] m_\beta^+(\mathbf{k}_{||}, 0)] \rangle \quad 2-80$$

cujas funções resposta é:

$$S_{\alpha\beta}(\mathbf{k}_{\parallel}, t) = i \frac{\theta(t)}{\hbar} \left\langle [m_{\alpha}(\mathbf{k}_{\parallel}, t), m_{\beta}^{+}(\mathbf{k}_{\parallel}, 0)] \right\rangle. \quad 2-81$$

Na expressão acima os operadores estão escritos na representação de Heisenberg: α e $\beta = x$ e y enquanto que $\theta(t)$ é a função de Heaviside (igual a 1 para $t > 0$ e igual a 0 para $t < 0$). É interessante fazer uso de uma transformada de Fourier do tipo:

$$S_{\alpha\beta}(\mathbf{k}_{\parallel}, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} S_{\alpha\beta}(\mathbf{k}_{\parallel}, t) e^{i\omega t} dt. \quad 2-82$$

Esta função, quando considerada como uma função da frequência, tem pólos quando ω é igual às frequências das ondas de spin do sistema. Na presença de amortecimento ou espalhamento os pólos são deslocados do eixo real e a parte imaginária da frequência é a largura de linha ou o inverso do tempo de vida do modo.

Para avaliar a contribuição do espalhamento de mágnons é necessário introduzir os termos que representam este espalhamento no Hamiltoniano e avaliar sua influência na estrutura de $S_{\alpha\beta}(\mathbf{k}_{\parallel}, \omega)$. O termo de espalhamento de mágnons a ser introduzido na expressão 2-72 é:

$$\begin{aligned} V_2 = & \frac{1}{2} \sum_{\mathbf{k}_{\parallel}, \mathbf{k}'_{\parallel}} m_x^{+}(\mathbf{k}'_{\parallel}) V_{xx}(\mathbf{k}'_{\parallel}, \mathbf{k}_{\parallel}) m_x(\mathbf{k}_{\parallel}) \\ & + \sum_{\mathbf{k}_{\parallel}, \mathbf{k}'_{\parallel}} m_x^{+}(\mathbf{k}'_{\parallel}) V_{xy}(\mathbf{k}'_{\parallel}, \mathbf{k}_{\parallel}) m_y(\mathbf{k}_{\parallel}) \\ & + \frac{1}{2} \sum_{\mathbf{k}_{\parallel}, \mathbf{k}'_{\parallel}} m_y^{+}(\mathbf{k}'_{\parallel}) V_{yy}(\mathbf{k}'_{\parallel}, \mathbf{k}_{\parallel}) m_y(\mathbf{k}_{\parallel}) \end{aligned} \quad 2-83$$

onde $V_{\alpha\beta}(\mathbf{k}'_{\parallel}, \mathbf{k}_{\parallel})$ são os elementos matriciais da interação de mágnons. Na presença deste termo de interação, a expressão 2-81 pode ser escrita de forma mais geral:

$$S_{\alpha\beta}(\mathbf{k}_{\parallel}, \mathbf{k}'_{\parallel}; t) = i \frac{\theta(t)}{\hbar} \left\langle [m_{\alpha}(\mathbf{k}_{\parallel}, t), m_{\beta}^{+}(\mathbf{k}'_{\parallel}, 0)] \right\rangle. \quad 2-84$$

Considerando que os defeitos responsáveis pelo espalhamento estão arrançados na superfície de forma aleatória pode-se tomar a média de todas as quantidades sobre o ensemble de realizações dos defeitos, de forma que a função de correlação $S_{\alpha\beta}(\mathbf{k}_{\parallel}, \mathbf{k}'_{\parallel}; \omega)$ se torna diagonal no vetor de onda, uma vez que o processo de média restaura a invariância translacional. Denotando a média por brackets, podemos escrever:

$$S_{\alpha\beta}(\mathbf{k}_{\parallel}, \mathbf{k}'_{\parallel}; \omega) = \delta_{\mathbf{k}_{\parallel}, \mathbf{k}'_{\parallel}} \left\langle S_{\alpha\beta}(\mathbf{k}_{\parallel}, \mathbf{k}_{\parallel}; \omega) \right\rangle = \delta_{\mathbf{k}_{\parallel}, \mathbf{k}'_{\parallel}} \bar{S}_{\alpha\beta}(\mathbf{k}_{\parallel}; \omega). \quad 2-85$$

Nosso interesse está no modo de FMR, com vetor de onda $\mathbf{k}_{\parallel} = 0$, então, precisamos escrever $S_{\alpha\beta}(\mathbf{k}_{\parallel} = 0; \omega)$. Assim, tem-se:

$$S_{\alpha\beta}(\mathbf{k}_{\parallel} = 0; \omega) = \frac{\gamma^2 [H_s + B_0] M_s}{\omega_{FMR}^2 - \omega^2 - i\gamma g \omega [B_0 + H_s + H_0] - i\Gamma}, \quad 2-86$$

onde:

$$\Gamma = \frac{\pi\gamma^2 M_s^2}{2\omega_{FMR}} \sum_{\mathbf{k}_{\parallel}''} N(0, \mathbf{k}_{\parallel}'') \delta[\omega(\mathbf{k}_{\parallel}'') - \omega] \quad 2-87$$

e

$$N(0, \mathbf{k}_{\parallel}'') = \gamma^2 \left| (B_0 + H_s) V_{xx}(0, \mathbf{k}_{\parallel}'') + H_0 V_{yy}(0, \mathbf{k}_{\parallel}'') + i[H_0(B_0 + H_s)]^{1/2} [V_{xy}(0, \mathbf{k}_{\parallel}'') - V_{xy}^*(0, \mathbf{k}_{\parallel}'')] \right|^2. \quad 2-88$$

A dependência em campo da largura de linha de FMR pode ser escrita como:

$$\Delta H = \frac{G\omega_{res}}{\gamma^2 M_s} + \Delta H^{2M}. \quad 2-89$$

Em 2-89, o primeiro termo representa a contribuição do processo de relaxação intrínseco à largura de linha, conhecido por amortecimento de Gilbert, e o segundo termo representa a contribuição devido ao espalhamento de mágnons, sendo esta representada por $\Delta H^{2M} = \Gamma / [\gamma^2 (H_0 + B_0 + H_s)]$. Agora, para calcular este termo, faz-se necessário estabelecer modelos para a geometria dos defeitos. Assim como Arias e Mills [29], adotamos um modelo de defeito como o ilustrado na Figura 2-14, que pode estar presente na forma de ilhas ou depressões. O tamanho deste defeito é considerado pequeno em comparação com o comprimento das ondas de spin envolvidas no espalhamento de mágnons. No modelo considerado, os defeitos são ditos superficiais porém, na prática, outras inhomogeneidades, como diferentes tamanhos de grão, também podem atuar como centros de espalhamento de mágnons.

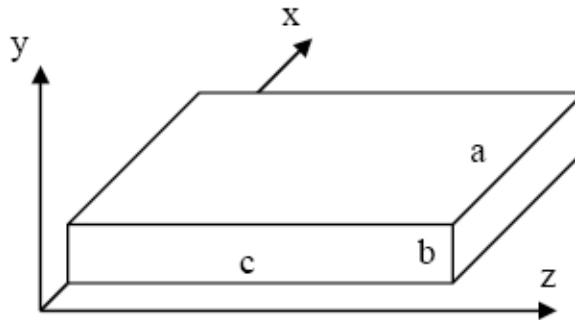


Figura 2-14: Geometria de um defeito retangular com lados a , b e c nas direções x , y e z , respectivamente.

A consideração de que os defeitos são suficientemente pequenos leva a uma contribuição predominante da anisotropia de superfície no cálculo dos elementos matriciais. A expressão para a largura de linha devido ao espalhamento de mágnons dentro deste modelo é:

$$\Delta H^{(2M)} = \frac{8H_s^2 b^2 p}{\pi D (B_0 + H_s + H_0)^2} \left[H_0^2 + (B_0 + H_s + H_0)^2 \times \left(\left\langle \frac{a}{c} \right\rangle - 1 \right) + (B_0 + H_s)^2 \left(\left\langle \frac{c}{a} \right\rangle - 1 \right) \right] \times \text{sen}^{-1} \left(\frac{H_0^{1/2}}{(B_0 + H_s)^{1/2}} \right) \quad 2-90$$

onde p é a fração da superfície coberta pelo defeito. A equação 2-90 pode ser reescrita levando-se em conta que usualmente, em experimentos de FMR, $H \ll 4\pi M_s$, conforme sugerido por Azevedo e colaboradores em [31]:

$$\Delta H^{2M} = \frac{16sH_s^2}{\pi D} \frac{H_0^{1/2}}{(B_0 + H_s)^{1/2}} \quad 2-91$$

sendo s um fator geométrico característico da rugosidade da superfície da amostra,

$s = pb^2 \left(\left\langle \frac{a}{c} \right\rangle - 1 \right)$. A dependência da largura de linha em frequência pode ser relacionada à

dependência da largura de linha em campo, calculada acima, da seguinte forma [32, 33]:

$$\Delta f = |\gamma| P_A(f) \Delta H, \quad 2-92$$

onde $P_A(f)$, para um filme magnetizado no plano, é:

$$P_A(f) = \sqrt{1 + \left(\frac{|\gamma| \mu_0 M_s}{4\pi f} \right)^2}. \quad 2-93$$

Conhecendo esta conversão, a dependência em frequência da largura de linha, fazendo uso da expressão 2-90, pode ser escrita:

$$\Delta f = \frac{|\gamma| 8H_s^2 b^2 p}{\pi D (B_0 + H_s + H_0)^2} \left[H_0^2 + (B_0 + H_s + H_0)^2 \times \left(\left\langle \frac{a}{c} \right\rangle - 1 \right) + (B_0 + H_s)^2 \left(\left\langle \frac{c}{a} \right\rangle - 1 \right) \right] \left[\sqrt{1 + \left(\frac{|\gamma| \mu_0 M_s}{4\pi f} \right)^2} \right] \times \text{sen}^{-1} \left(\frac{H_0^{1/2}}{(B_0 + H_s)^{1/2}} \right) \quad 2-94$$

ou, pode-se incluir os termos associados a geometria do defeito em um único termo, Γ , e a expressão acima pode ser reescrita:

$$\Delta f^{2M} = \gamma P_A(f) \Gamma(H) \sin^{-1} \sqrt{\left(\frac{H - H_K}{H + 4\pi M_s - 2H_K} \right)}. \quad 2-95$$

No presente trabalho a contribuição do espalhamento de mágnons à largura de linha de FMR é considerada na forma como a expressão 2-95. O termo que representa a amplitude da contribuição do espalhamento de mágnons à largura de linha de FMR, Γ , tem fraca dependência com o campo aplicado e, neste trabalho, será considerado constante.

Outra abordagem pode ser encontrada na literatura, ainda dentro deste modelo, e é apresentada por Kuanr e co-autores [34]. Nesta abordagem os autores sugerem escrever Δf da seguinte forma:

$$\Delta f = \Delta f^{\text{int}} + \Delta f^{\text{ext}} = (\gamma\alpha / 2\pi)(2H + 4\pi M_s + 2H_u) + (\Gamma / 4\pi f), \quad 2-96$$

onde:

$$\Gamma = (16sH_s^2\gamma^2 / \pi D) \sqrt{H / (B_0 + H_s)} \quad 2-97$$

e

$$\Delta f^{2M} = \frac{16sH_s^2\gamma^2 \sqrt{H / (B_0 + H_s)}}{4\pi^2 D f}. \quad 2-98$$

Como a abordagem acima requer o conhecimento de detalhes geométricos dos defeitos presentes na amostra, ela não é a mais adequada para este trabalho.

3 MAGNETOIMPEDÂNCIA E LARGURA DE LINHA

Neste capítulo é introduzida a técnica experimental conhecida por magnetoimpedância (MI), utilizada neste trabalho como ferramenta no estudo dos parâmetros de amortecimento da magnetização. A magnetoimpedância é caracterizada por uma grande variação da impedância elétrica de um material devido à aplicação de um campo magnético. Essa variação surge da modificação da profundidade de penetração, que por sua vez depende da permeabilidade magnética e da frequência da corrente na medida da impedância. Já a permeabilidade *ac* depende do campo aplicado e também da frequência. A resposta do material em termos da impedância (*Z*) terá um termo real (*R*) e outro imaginário (*X*), associados a efeitos dissipativos e à modificação do fluxo magnético no material, respectivamente.

O efeito MI pode ser explicado em termos de mudanças na impedância complexa, $Z = R + iX$, dos materiais utilizando fundamentalmente a eletrodinâmica clássica. De modo geral, a impedância é determinada pela razão entre os campos elétrico, **E**, e magnético, **B**, no material. Portanto, a fim de se obter uma expressão para a impedância, deve-se determinar preliminarmente esses dois campos.

O efeito da passagem de uma corrente elétrica, *I*, através de um fio é a produção de um campo magnético circular que pode magnetizar o material nesta direção. Por esse motivo, para calcular a impedância de um condutor na forma de fio pode-se fazer a seguinte aproximação:

$$B_{\phi} = \mu_{\phi} H_{\phi} . \quad 3-1$$

Esta aproximação é válida considerando-se $H_{\phi} \cong 0$ ou, no caso da medida de *Z*, para uma corrente *I* baixa o suficiente. Assim, no caso de um fio condutor magnético, tal campo terá simetria cilíndrica e nos permitirá trabalhar apenas com a permeabilidade circunferencial do material, μ_{ϕ} .

O procedimento para o cálculo da impedância em um condutor cilíndrico foi apresentado originalmente no livro de Landau e Lifshitz [35], onde a impedância de um fio, percorrido por uma corrente oscilatória de amplitude *I*₀ e frequência *f*, é calculada através das equações de Maxwell para o eletromagnetismo. Conforme cálculo detalhado na referência [36], a impedância de um fio de raio *a*, medida a uma frequência ω , é dada por:

$$Z = \frac{1}{2} R_{DC} ka \frac{J_0(ka)}{J_1(ka)}, \quad 3-2$$

onde J_0 e J_1 são funções de Bessel de ordem zero e de primeira ordem, respectivamente. Para uma fita com largura t e comprimento l a impedância é dada por:

$$Z = R_{dc} ka \cot(ka). \quad 3-3$$

Para ambas as geometrias, k está associado à profundidade de penetração por $k^2 = \frac{i}{\delta_m^2}$ e $\delta_m = (\sigma \omega \mu_\phi)^{-1/2}$, onde σ é a condutividade do material. De modo geral, para os casos em que a permeabilidade independe da frequência, essa expressão mostra que, para frequências baixas, enquanto $\text{Re}\{Z\}$ é praticamente constante, $\text{Im}\{Z\}$ cresce linearmente com a frequência. Já para frequências suficientemente altas, ambas as componentes de Z crescem proporcionalmente a \sqrt{f} , como se vê na Figura 3-1.

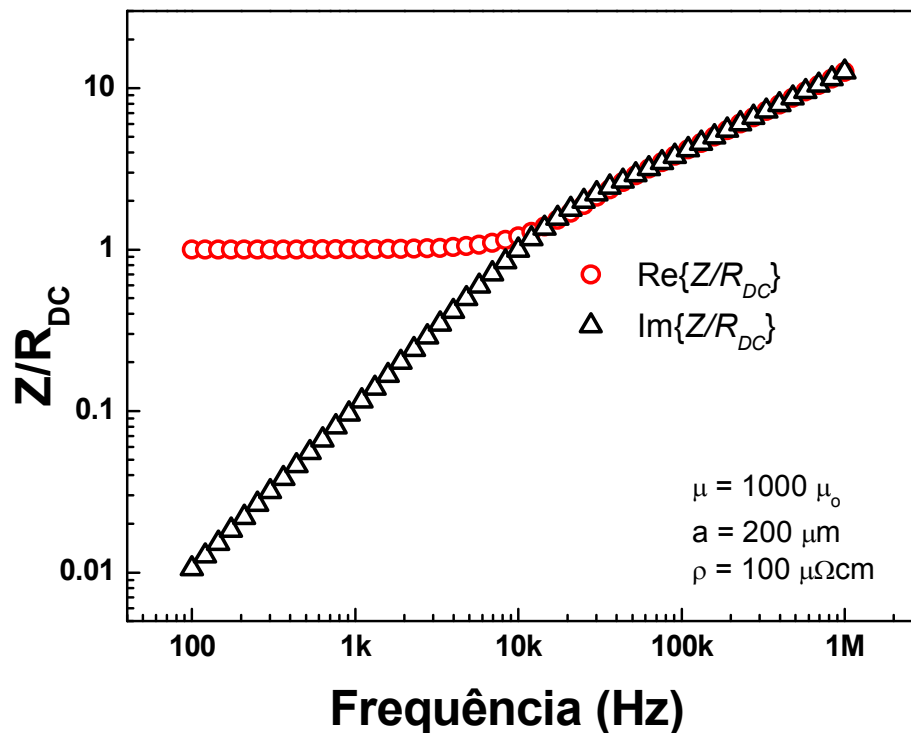


Figura 3-1 Evolução das partes real e imaginária de Z com a frequência medida para um fio amorfo, CoFeSiB, com raio igual a $200 \mu\text{m}$.

Para um material ferromagnético, a dependência da permeabilidade com o campo externo aplicado é o principal mecanismo que controla a magnetoimpedância. Sendo assim, o

desafio de explicar a resposta da impedância de uma determinada amostra a um campo externo é equivalente ao problema em que se propõe entender a dependência de sua permeabilidade magnética com este campo magnético. De modo geral, a permeabilidade pode ser escrita como um tensor complexo que depende não apenas da frequência e do campo externo mas também de outros parâmetros, tais como a amplitude da corrente de medida, anisotropias magnéticas presentes no material, distribuição de tensões internas e externas e da microestrutura particular da amostra. O efeito da temperatura também deve ser considerado, uma vez que ela exerce forte influência em todos os termos da expressão para a energia livre magnética da amostra.

Uma descrição teórica da MI é bastante útil para entender resultados experimentais e para o desenvolvimento de novos materiais que se valham de alto efeito MI. Vários modelos teóricos de MI já foram desenvolvidos. A principal tarefa da teoria é encontrar uma expressão apropriada para descrever a permeabilidade circunferencial efetiva que descreva bem a resposta da estrutura de domínios particular percorrida por uma corrente *ac*. Ainda, o movimento de paredes de domínios e a rotação dos momentos magnéticos também podem contribuir para a permeabilidade. Modelos quase estáticos, que incluem estes dois termos, já foram apresentados por Atkinson e Squire [37], Machado e Rezende [38] e por Chen e colaboradores [39]. Estes modelos, no entanto, não contemplam efeitos dinâmicos como a FMR, sendo válidos somente para frequências relativamente baixas.

Os estudos de MI com base na permeabilidade concentram-se nos efeitos de sua variação com a anisotropia, como, por exemplo, indução de anisotropias por recozimentos [40] e por aplicação de tensões mecânicas [41]. A permeabilidade também tem dependência com a intensidade da corrente de sonda [42] e com sua frequência, *f*. Assim, o campo magnético associado à corrente de sonda pode promover uma magnetização no material reduzindo dessa forma sua permeabilidade, mas, de acordo com a frequência dessa corrente, diferentes processos de magnetização podem ser excitados, o que altera também de forma diferente a permeabilidade.

A influência do amortecimento produzido por correntes parasitas no movimento de paredes de domínios, na MI, foi estudada por Panina e Mohri, [43], e por Chen e colaboradores [39]. Com o aumento da frequência as correntes parasitas também aumentam, aumentando desta forma o amortecimento das paredes de domínios e então a contribuição da rotação dos momentos passa a ser dominante [44].

A observação da estrutura de domínios revela que para frequências acima de 1 MHz, quando um alto efeito MI é observado, as paredes de domínios estão completamente estáticas

[45]. Assumindo paredes de domínios rígidas e considerando apenas a rotação dos momentos, a teoria para MI em altas frequências pode ser simplificada.

Das observações feitas até agora pode-se notar que modelos distintos são necessários para representar os efeitos observados em diferentes faixas de frequências. Como já dito anteriormente, a profundidade de penetração magnética depende da frequência da corrente usada para excitar a amostra, além da permeabilidade. Para frequências muito baixas a profundidade de penetração calculada pode se tornar maior do que as dimensões transversais da amostra, até mesmo se o material possuir uma alta permeabilidade magnética. Por outro lado, para frequências muito altas a corrente fluirá por uma região muito próxima da superfície do fio e, neste caso, a impedância passa a depender muito fortemente de efeitos de superfície. Devido a esse fato é usual classificar o efeito MI de acordo com o regime de frequências no qual se realizam as medidas. No entanto, esse tipo de classificação pode ser bastante alterado visto que a frequência que limita cada regime depende principalmente das dimensões do material e do campo magnético externo. De modo geral, os três regimes de frequências são assim classificados:

(i) *Regime de baixas frequências* ($\delta_m \gg a$).

Para frequências muito baixas a profundidade de penetração calculada torna-se muito maior do que as dimensões transversais da amostra e, neste caso, a maior variação na impedância é devido a sua componente imaginária. Neste regime de frequências o efeito magneto-indutivo é predominante e ocorrem processos de magnetização devido ao movimento de paredes de domínios e devido à rotação dos momentos magnéticos [46].

(ii) *Regime de frequências intermediárias* ($\delta_m \sim a$).

Nesta faixa de frequências as mudanças na impedância complexa da amostra são identificadas como efeito magnetoimpedância gigante (GMI). As mudanças drásticas da impedância são interpretadas em termos do efeito “skin” clássico em um condutor com permeabilidade magnética escalar, ou seja, ocorre uma sensível variação na profundidade de penetração da amostra, associada a fortes mudanças na permeabilidade magnética em função do campo magnético aplicado [47]. É neste regime de frequências que a MI é em geral estudada [48] e [44].

(iii) *Regime de altas frequências* ($\delta_m \ll a$).

Basicamente caracterizado pela presença de ressonância ferromagnética, que ocasiona grandes variações na impedância da amostra em virtude de variações na permeabilidade. A rotação da magnetização domina completamente os processos de magnetização [49].

Os modelos citados acima permitem obter a impedância da amostra quando se conhece sua permeabilidade. É importante observar que, na FMR, enquanto a componente real da permeabilidade cruza por zero, a componente imaginária é máxima. Isso é refletido na magnetoimpedância permitindo que seja determinada experimentalmente a relação de dispersão de FMR de uma amostra. Como a quantidade mensurável é a impedância complexa, mas a quantidade interessante do ponto de vista da análise dos materiais é a permeabilidade, utiliza-se a relação entre ambas para extrair a permeabilidade de uma medida de impedância [50]. Isso é feito avaliando que em uma medida de Z versus f com campo DC fixo a única quantidade que varia, além da própria frequência, é a permeabilidade. Logo, a derivada de Z com relação à f deverá ser proporcional à μ_ϕ . Pode-se demonstrar isto na forma que segue.

Considerando-se um condutor cilíndrico, no limite de $I_{ac} \rightarrow 0$ e $l \ll \lambda$ a impedância deste condutor é descrita pela expressão:

$$Z = \frac{1}{2} R_{DC} ka \frac{J_0(ka)}{J_1(ka)}. \quad 3-4$$

Sendo:

$$\frac{dZ}{d\omega} = \frac{dZ}{dka} \frac{dka}{d\omega} \quad 3-5$$

onde

$$\frac{dZ}{dka} = R_{DC} \frac{J_0(ka)}{J_1(ka)} - \frac{R_{DC} ka}{2} - \frac{1}{2} R_{DC} ka \frac{J_0^2(ka)}{J_1^2(ka)} \quad 3-6$$

e

$$\frac{dka}{d\omega} = \frac{ka}{2\omega}. \quad 3-7$$

Substituindo (3-6) e (3-7) em (3-5) temos:

$$\frac{dZ}{d\omega} = R_{DC} \frac{ka}{2\omega} \frac{J_0(ka)}{J_1(ka)} - (ka)^2 \frac{R_{DC}}{4\omega} - (ka)^2 \frac{R_{DC}}{4\omega} \left(\frac{J_0(ka)}{J_1(ka)} \right)^2, \quad 3-8$$

que pode ser reduzido a:

$$\frac{dZ}{d\omega} = \frac{Z}{\omega} \left(1 - \frac{Z}{R_{DC}} \right) - \frac{i\mu}{4\pi} = \frac{1}{2\pi} \frac{dZ}{df}. \quad 3-9$$

Assim, uma expressão para a permeabilidade pode ser obtida em termos da impedância medida:

$$\mu = -\frac{4\pi}{il} \left[\frac{dZ}{d\omega} - \frac{Z}{\omega} \left(1 - \frac{Z}{R_{DC}} \right) \right]. \quad 3-10$$

Sendo $Z = R + iX$, podemos separar a expressão 3-10 em duas expressões distintas, que representarão as componentes real e imaginária da permeabilidade:

$$\text{Re}\{\mu\} = \frac{4\pi}{l} \left[-\frac{dX}{d\omega} + \frac{X}{\omega} + \frac{2XR}{\omega R_{DC}} \right], \quad 3-11$$

e

$$\text{Im}\{\mu\} = \frac{4\pi}{l} \left[\frac{dR}{d\omega} - \frac{R}{\omega} + \frac{(R^2 - X^2)}{\omega R_{DC}} \right], \quad 3-12$$

onde $\mu = \mu_r \mu_0$ sendo μ_r é a permeabilidade relativa.

Considerando-se uma fita condutora com largura t e comprimento l , a impedância desta fita pode ser descrita pela expressão:

$$Z = R_{dc} ka \cot(ka). \quad 3-13$$

Novamente:

$$\frac{dZ}{d\omega} = \frac{dZ}{dka} \frac{dka}{d\omega}, \quad 3-14$$

$$\frac{dka}{d\omega} = \frac{ka}{2\omega} \quad 3-15$$

$$\frac{dZ}{dka} = R_{DC} \cot(ka) - R_{DC} ka (1 + \cot^2(ka)). \quad 3-16$$

A substituição das expressões 3-15 e 3-16 em 3-14 permite obter uma expressão para a permeabilidade e esta expressão pode ser separada em suas componentes real e imaginária, que são:

$$\mu_\phi' = \frac{4t}{al} \left[\frac{\partial X}{\partial \omega} - \frac{X}{2\omega} + \frac{XR}{\omega R_{DC}} \right], \quad 3-17$$

e

$$\mu_\phi'' = \frac{4t}{al} \left[\frac{\partial R}{\partial \omega} - \frac{R}{2\omega} + \frac{R^2 - X^2}{2\omega R_{DC}} \right]. \quad 3-18$$

Como visto das equações 3-11, 3-12, 3-17 e 3-18, o espectro em frequências da permeabilidade pode ser determinado a partir da derivada do espectro em frequências da impe-

dância, medido a um campo fixo, conforme ilustrado na Figura 3-2. Nesta figura são apresentadas as componentes real e imaginária da impedância (triângulos fechados) e as componentes real e imaginária da permeabilidade (círculos abertos).

A permeabilidade medida é a permeabilidade efetiva, na qual a contribuição ao alargamento da linha de absorção devido ao efeito “skin”, aqui chamado de termo de amortecimento devido a correntes parasitas, já está incluído. Porém, a permeabilidade obtida como descrito acima, considerando-se o eletromagnetismo clássico, é a permeabilidade intrínseca. Os valores de largura de linha em frequência (Δf) apresentados na seção de resultados deste trabalho são obtidos das curvas de permeabilidade intrínseca, logo, o amortecimento devido a correntes parasitas não deve estar presente. Na prática, temos o espectro da permeabilidade em frequência para um conjunto de valores em campo, podendo-se obter um gráfico de largura de linha em frequência em função do campo aplicado. É este conjunto de dados que será ajustado considerando-se os diferentes mecanismos que contribuem ao alargamento da linha de ressonância.

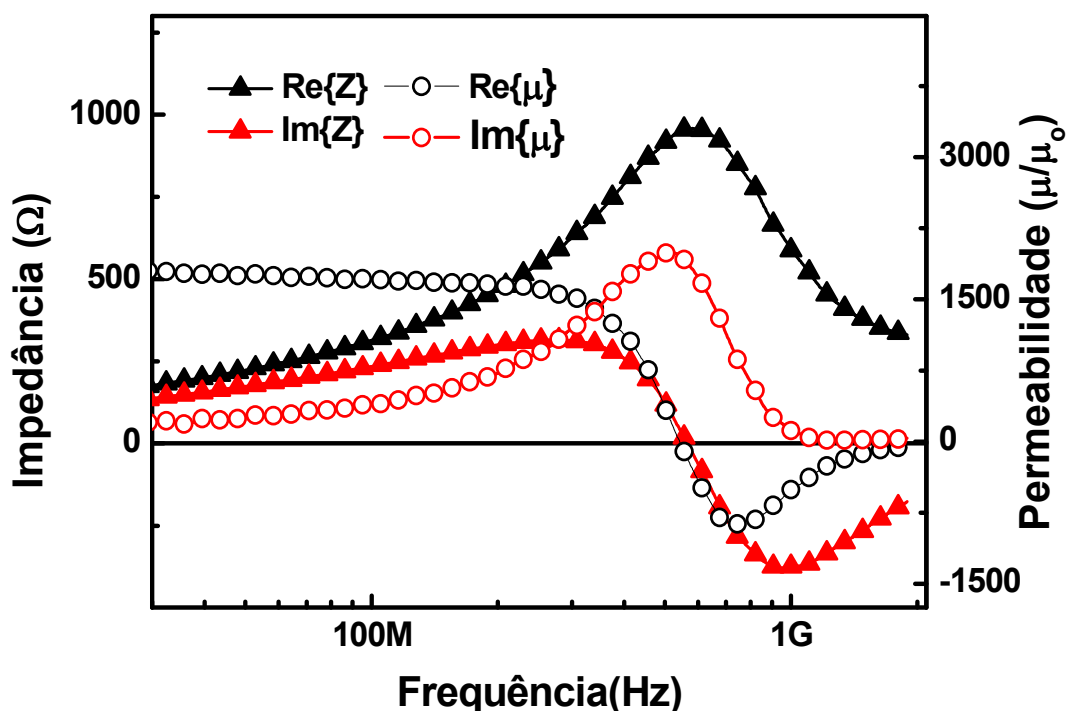


Figura 3-2: Espectro de impedância em função da frequência (triângulos fechados) e respectiva permeabilidade (círculos abertos) extraída dos mesmos. Resultado obtido para um micro fio de CoFeSiB, como feito, sem tensão aplicada e $H = 30$ Oe.

4 AMOSTRAS

Este capítulo é dedicado a descrição das amostras estudadas neste trabalho. Apresentam-se as principais características dos microfios amorfos e dos filmes multicamadas estudados, bem como os métodos de fabricação destes materiais.

4.1 MICROFIOS AMORFOS

Materiais amorfos se caracterizam pela ausência de ordem topológica, translacional, de longo alcance. No entanto, podem existir unidades que apresentem ordem de curto alcance, orientadas aleatoriamente. Como consequência da ausência de ordem cristalina estes materiais em geral apresentam comportamento magnético macio, isto é, têm alta permeabilidade magnética, baixa coercividade e poucas perdas por histerese magnética. Estas propriedades têm importantes aplicações tecnológicas pois o material apresenta uma rápida resposta ao estímulo de campos magnéticos. As aplicações tecnológicas de materiais amorfos são baseadas em características como:

- Ausência de anisotropia magnetocristalina: tal anisotropia, associada com a simetria cristalina não aparece no estado amorfo. Esta característica está relacionada à permeabilidade magnética elevada e força coerciva pequena.
- Preparação relativamente fácil de ligas com magnetostricção zero, em diferentes composições.
- Resistividade elétrica mais elevada do que a dos materiais cristalinos, o que reduz as perdas por correntes parasitas.
- Dureza e rigidez mecânica elevadas.

A primeira parte deste trabalho de doutorado é dedicada ao estudo dos principais efeitos que contribuem para o amortecimento da precessão da magnetização em microfios amorfos recobertos por vidro. Meu trabalho de mestrado, [36], foi realizado com estas amostras e temos um bom conhecimento da estrutura magnética das mesmas. Fizemos a caracterização magnética deste material e somos capazes de descrever sua estrutura de domínios. Este conhecimento prévio será de grande valia na observação da evolução dos parâmetros de amorte-

cimento. Fios amorfos revestidos por vidro, AGCW (amorphous glass covered wires), foram preparados pela primeira vez em 1974 por Wiesner e Schneider, [51], utilizando o método “glass-coated melt spinning”. A figura 4-1 ilustra esquematicamente um AGCW, com seu núcleo metálico envolto por uma cobertura de vidro. As espessuras típicas para a cobertura de vidro variam de 2 a 15 μm e o raio do núcleo metálico varia de 3 a 30 μm .

Pesquisas relacionadas à preparação e às propriedades dos microfios amorfos são realizadas desde 1980. Em 1981, Ohnaka [52] propôs o novo método “in-rotating-water quenching” para a preparação de fios amorfos. Um segundo estágio de pesquisa relacionado aos AGCW começou em 1994 e prossegue até hoje uma vez que há muitas propriedades a serem investigadas. Nestas pesquisas o foco é dado aos aspectos relacionados às propriedades magnéticas, ao comportamento dos AGCW e às suas possibilidades de aplicação tecnológica. Muitos resultados novos foram publicados e alguns protótipos de sensores magnéticos baseados nos AGCW foram desenvolvidos e apresentados, [53] e [54].

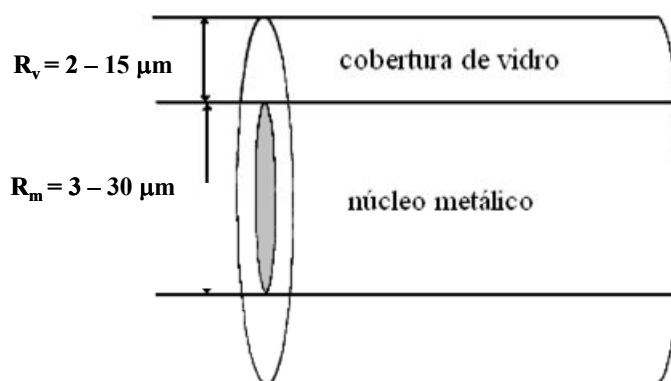


Figura 4-1: Vista esquemática de um AGCW com as dimensões típicas indicadas. R_v e R_m representam as espessuras usualmente apresentadas para a cobertura de vidro e para o raio do núcleo metálico, respectivamente.

4.1.1 TÉCNICA DE FABRICAÇÃO DE MICROFIOS RECOBERTOS POR VIDRO

Os microfios amorfos recobertos por vidro aqui estudados foram produzidos por Horia Chiriac, no National Institute of Research and Development for Technical Physics, România. Estes microfios são fabricados utilizando o método Taylor-Ulitovski, [55], também conhecido por “glass-coated melt spinning”. Neste método, esquematizado na Figura 4-2 os constituintes

metálicos que irão formar o núcleo metálico do microfio são colocados no interior de um tubo de vidro “pyrex” com uma das extremidades fechadas. Uma bobina indutora produz um alto campo, a frequência elevada, que funde quase simultaneamente o metal e o vidro. Através de um sistema mecânico, o fio é extraído e em seguida resfriado por um jato de água que solidifica o material fundido ainda em sua fase amorfa, formando um fio muito fino composto por um núcleo metálico revestido por vidro. A fim de impedir a oxidação do material, durante a fusão o interior do tubo de vidro é mantido em vácuo ou atmosfera de gás inerte, argônio em geral. O revestimento de vidro garante isolamento elétrico e impede a corrosão do núcleo metálico.

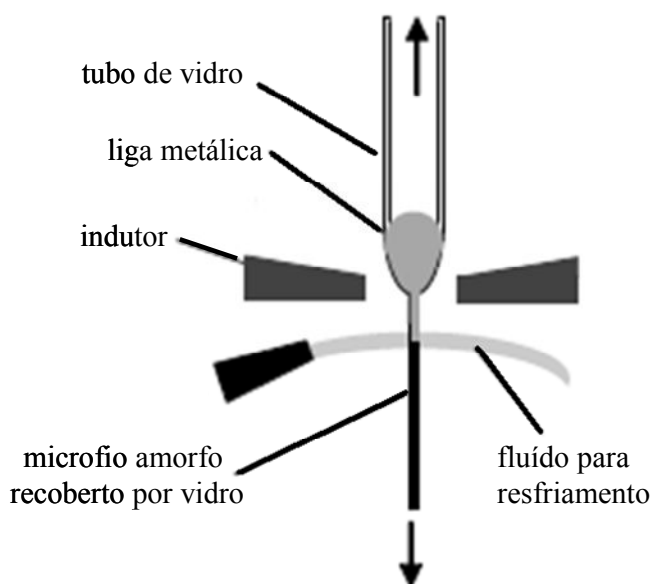


Figura 4-2: Representação esquemática do método Taylor-Ulitovski utilizado para a fabricação de microfios amorfos recobertos por vidro.

A estabilidade inicial do metal derretido é essencial para a estabilidade e a continuidade do processo. A massa da liga metálica e a espessura do tubo de vidro são importantes do ponto de vista das dimensões finais e das propriedades do AGCW. O diâmetro do metal depende principalmente da velocidade com que o fio é extraído pelo sistema mecânico, sendo este maior quando a velocidade diminui. A espessura do recobrimento de vidro depende principalmente da velocidade de escoamento do tubo.

Um conjunto de fatores se soma para determinar o produto final. Para uma dada composição de liga metálica e vidro, as dimensões características e as propriedades do AGCW obtido são determinadas pela temperatura de fusão da liga metálica, viscosidade da liga na

temperatura de trabalho, tensão de superfície da liga nesta temperatura, reações químicas entre a liga metálica e o vidro nesta escala de temperatura, reações químicas entre a liga, o vidro e a atmosfera dentro do tubo.

As características do AGCW são influenciadas também por propriedades básicas do vidro, como sua temperatura de fusão. Ainda, o vidro não deve cristalizar durante o processo, isto é, a temperatura da cristalização do vidro deve ser muito mais elevada do que a temperatura de trabalho.

Do ponto de vista da correlação entre as propriedades do metal e do vidro, há três fatores que devem ser considerados:

1. O coeficiente de expansão térmica do vidro deve ser aproximadamente igual ou ligeiramente menor que o do metal, caso contrário as tensões térmicas geradas durante o resfriamento podem ser tão altas que o vidro se fragmenta e então não se consegue a produção de um fio contínuo.
2. A viscosidade do revestimento de vidro deve alcançar um valor alto antes da solidificação do metal. Se o metal for solidificado e o vidro continuar a se estender, o fio metálico poderá se romper.
3. As reações químicas entre o metal e o vidro, assim como as reações entre o metal e a atmosfera dentro do tubo de vidro, devem ser insignificantes.

Tomadas as devidas precauções, o produto final obtido é um microfio amorfo recoberto por vidro, conforme ilustrado na Figura 4-3.



Figura 4-3: Imagem de um microfio amorfo recoberto por vidro, CoFeSiB, com diâmetro total de 44 μm e diâmetro do núcleo metálico igual a 25 μm . Esta é uma imagem da amostra estudada neste trabalho, como feita.

4.2 FILMES FINOS

Filmes finos são fabricados pela deposição individual de átomos ou moléculas em um substrato. Um filme fino é definido como um material com uma de suas dimensões reduzida criado por condensação, uma a uma, de átomos/moléculas/íons de matéria. Historicamente, filmes finos têm sido utilizados na fabricação de dispositivos eletrônicos, revestimentos ópticos, instrumentos de revestimentos duros e peças decorativas. Filmes finos são materiais tradicionais que fazem uso de bem estabelecida tecnologia, entre outras, a deposição por sputtering. Esta técnica de deposição será descrita na seção seguinte.

O crescimento de filmes finos apresenta características peculiares. O início do crescimento de um filme fino, independente do material ou técnica de deposição, se dá por um processo de nucleação aleatória seguido por nucleação e estágios de crescimento. Nucleação e estágios de crescimento são dependentes das condições de deposição, tais como temperatura de crescimento, taxa de crescimento, substrato e química. A nucleação e os estágios de crescimento podem ser significativamente modificados por agentes externos, tais como bombardeamento de elétrons ou íons. A microestrutura do filme depende das condições da deposição na fase de nucleação.

O processo de crescimento pode ser sumarizado como consistindo de um processo de nucleação estatístico, o crescimento controlado de núcleos tridimensionais por difusão de superfície e formação de uma estrutura de rede e o seu posterior preenchimento formando um filme contínuo. Dependendo dos parâmetros termodinâmicos da deposição e da superfície do substrato, a nucleação inicial e os estágios de crescimento podem ser descritos em três diferentes modelos [56], estocásticos ou determinísticos, descritos em função da energia térmica, energia de reação, energia de difusão e energia de desorção. Os diferentes modos de crescimento são descritos na sequência e representados esquematicamente na Figura 4-4.

(a) Crescimento tipo Volmer-Weber (ilhas): ocorre a nucleação de pequenos aglomerados, “*clusters*”, diretamente na superfície do substrato. Os núcleos, inicialmente separados, vão crescendo e coalescendo, originando depois um filme contínuo. Este tipo de crescimento ocorre quando os átomos que compõem o filme se ligam mais fortemente entre si do que ao substrato.

(b) Crescimento tipo Frank-van der Merwe (camadas): a extensão dos núcleos menores acontece fortemente em duas dimensões, resultando na formação de camadas planas. Nes-

te modo de crescimento os átomos estão inicialmente mais fortemente ligados ao substrato do que entre eles mesmos.

(c) Crescimento tipo Stranski-Krastanov (misto de ilhas e camadas): é uma combinação dos modos anteriores (ilhas mais camadas). Neste caso, após a formação de uma ou mais monocamadas, o crescimento de camadas subsequentes se torna desfavorável e as ilhas são formadas.

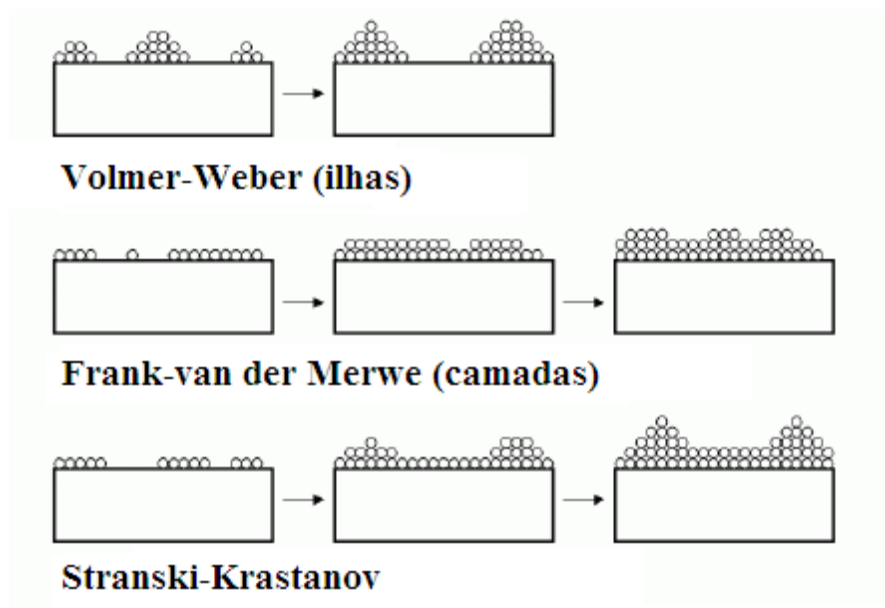


Figura 4-4: Possíveis modos de crescimento de filmes finos.

As propriedades básicas do filme como composição, fase cristalina, direção de anisotropia, espessura e microestrutura são controladas pelas condições de deposição, o que faz com que esta classe de materiais exiba propriedades únicas, que não são observadas em materiais na forma “bulk”.

4.2.1 DEPOSIÇÃO DE FILMES FINOS

As tecnologias de deposição de materiais podem ser consideradas o principal fator a influenciar no desenvolvimento e melhoramento de dispositivos que envolvem microeletrônica de estado sólido, uma vez que estes são baseados em estruturas materiais criadas por depo-

sição de filmes finos. A engenharia eletrônica tem continuamente exigido filmes finos de melhor qualidade e sofisticação para os dispositivos de estado sólido, o que exige uma rápida evolução das tecnologias de deposição. Os fabricantes de equipamentos têm sido bem sucedidos em seus esforços para cumprir a demanda por melhores e mais econômicos sistemas de deposição com possibilidades de monitoramento “in situ” e rigoroso controle na determinação dos parâmetros dos filmes produzidos. Uma razão importante para o rápido melhoramento das tecnologias de deposição é a melhor compreensão da física e da química de filmes, superfícies, interfaces e microestruturas que se tornou possível pelos notáveis avanços na instrumentação analítica nos últimos trinta anos. A melhor compreensão das propriedades fundamentais dos materiais leva a um significativo aumento de possibilidades de aplicações tecnológicas e ao desenvolvimento de novos equipamentos que incorporam estes materiais.

A técnica de deposição mais utilizada para fins científicos é o sputtering. A técnica consiste na remoção de átomos ou moléculas de um material sólido por transferência de momentum devido ao bombardeio energético das camadas de sua superfície por íons ou partículas neutras. Apresentando de forma simples, uma alta voltagem é aplicada entre dois discos circulares, planos e paralelos: um alvo (catodo) e um substrato (anodo), situados a uma pequena distância um do outro. Gás inerte flui entre os eletrodos. Elétrons inicialmente na superfície do alvo causam a ionização do gás, formando um plasma - aproximadamente definido como uma região confinada com igual concentração de elétron e íons positivos. Como o plasma é eletricamente neutro e altamente condutivo, há uma pequena diferença de potencial através dele. O potencial negativo do alvo atrai íons positivos da borda do plasma. Estes íons atingem o alvo e ao penetrá-lo realizam colisões individuais com os átomos do alvo, transferindo-lhes energia. Como consequência, os átomos do alvo recuam de suas posições de equilíbrio, promovendo novos deslocamentos atômicos através de novas colisões em efeito cascata [57]. Eventualmente, parte da energia é transferida aos átomos superficiais e, caso esta energia cinética seja suficiente, os átomos do alvo podem ser arrancados. Enquanto se desloca do alvo para o substrato, cada átomo arrancado atinge átomos/moléculas de gás que os defletem e causam perdas de energia. Pela otimização da distância entre o alvo e o substrato, os átomos se aproximam da superfície do substrato com direções parcialmente randomizadas, produzindo um filme com espessura razoavelmente uniforme sobre a superfície do substrato.

A deposição por sputtering tornou-se um nome genérico para uma variedade de processos. Uma variante destes processos é conhecida por “Magnetron Sputtering” [58], que é uma técnica de deposição em baixa pressão. Esta é a técnica utilizada no Laboratório de Magnetismo e Materiais Magnéticos (LMMM - UFSM) para a produção das amostras na forma de

filmes com materiais magnéticos. Neste caso, usam-se campos magnéticos transversais aos campos elétricos na superfície do alvo. Sputtering com um campo magnético transversal produz uma série de importantes modificações em relação aos processos básicos. Elétrons secundários gerados no alvo não bombardeiam o substrato porque estão presos em trajetórias cíclicas próximas ao alvo e, portanto, não contribuem para o aumento da temperatura do substrato e não causam danos associados a radiação. A Figura 4-5 mostra uma representação esquemática de um sistema de deposição por “Magnetron Sputtering” como o encontrado no LMMM.

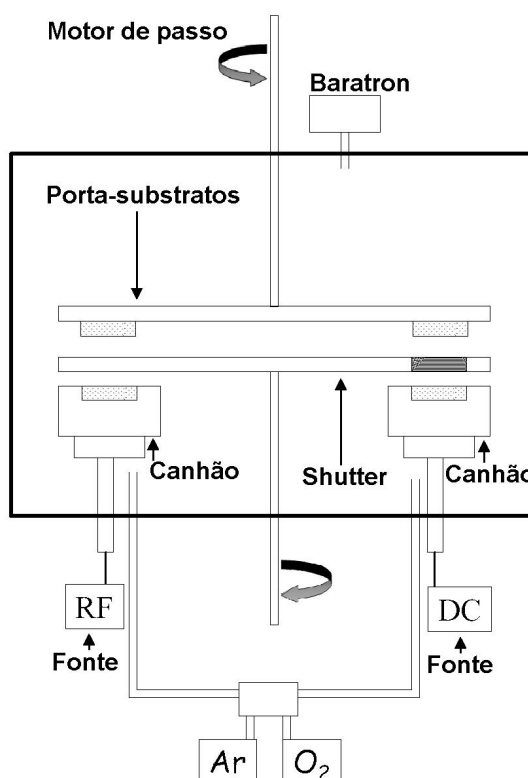


Figura 4-5: Representação do sistema de deposição disponível no LMMM, utilizado para produção dos filmes multicamadas objetos de estudo neste trabalho [59]. O sistema de vácuo alcança pressão base de $\approx 2 \times 10^{-7}$ Torr e os canhões são alimentados por uma fonte *ac* (*RF*) e uma fonte *DC*. Com os motores de passo o porta substrato e o “shutter” são giratórios. A atmosfera no interior da câmara é controlada por controladores de gás.

No equipamento disponível no LMMM, o sistema de vácuo alcança pressão base de $\approx 2 \times 10^{-7}$ Torr e os canhões são alimentados por uma fonte *ac* (*RF*) e por uma fonte *DC*. Neste sistema de deposição o porta substrato e o “shutter” são giratórios e o seu movimento é controlado por motores de passo. A atmosfera no interior da câmara é controlada por controladores de gás. A distância entre alvo e substrato pode ser ajustada e para a deposição dos filmes estudados, multicamadas de Permalloy(Py)/Cobre(Cu), esta distância foi mantida constante e

igual a 50 mm. A deposição se deu em atmosfera de Argônio (Ar) de 5,2 mTorr e o fluxo de Ar foi de aproximadamente 21sccm (standard cubic centimeters per minute). O alvo de Py ($\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$) foi colocado no canhão alimentado pela fonte RF, com potência de 65 W e no canhão alimentado pela fonte DC, com corrente de 25 mA, foi colocado o alvo de Cu. As condições de deposição foram escolhidas após alguns testes com a intenção de obter uma taxa de deposição relativamente alta e da mesma ordem para os dois alvos. As taxas de deposição escolhidas para a deposição das multicamadas foram: $\text{Py} = 2.68 \text{ \AA/s}$ e $\text{Cu} = 1.64 \text{ \AA/s}$.

5 APARATO EXPERIMENTAL

Este capítulo apresenta os aparatos experimentais utilizados para a realização das medidas nos microfios e nos filmes finos e está dividida em subseções que tratam de técnicas específicas. A primeira seção será dedicada à descrição da forma como os tratamentos térmicos foram realizados. Ressalta-se aqui que somente os microfios foram submetidos a tratamentos térmicos. A segunda seção apresenta as técnicas utilizadas quando da realização das medidas de magnetização para as duas classes de amostras e a terceira às medidas de impedância, cuja técnica e equipamento utilizados são os mesmos para microfios e filmes finos.

5.1 TRATAMENTO TÉRMICO

No século XIX o físico inglês James P. Joule observou que todo material metálico, quando submetido à ação de uma corrente elétrica, libera uma quantidade de calor que é proporcional a sua resistência elétrica e ao quadrado da corrente aplicada. Este efeito, que passou a ser conhecido por efeito Joule em homenagem ao seu descobridor, tem muitas aplicações já que uma grande parte do calor gerado é convertida em energia térmica, aumentando a temperatura dos condutores. Hoje, os tratamentos térmicos convencionais usam o efeito Joule para promover os mais variados comportamentos físicos: transições estruturais, elétricas, magnéticas, químicas, e mecânicas. Devido a sua simplicidade e baixo custo, a técnica de aquecimento mais difundida na produção de novos materiais é justamente o aquecimento Joule. Ela é particularmente adequada para tratamentos térmicos em AGCW pois não é necessário que o tratamento seja feito em ambiente inerte em função da sua cobertura de vidro.

Como já mencionado anteriormente, as amostras tratadas termicamente são microfios amorfos recobertos por vidro e, portanto, não apresentam anisotropia magnetocristalina significativa, sendo as anisotropias de origem magnetoelástica de papel mais importante. As tensões induzidas devido ao acoplamento vidro-metal se combinam com a magnetostricção, mesmo que muito pequena, definindo a estrutura de domínios do microfio. Esta estrutura de domínios pode ser alterada tanto pela aplicação de tensão mecânica como por tratamentos térmicos apropriados. Uma das dificuldades encontradas no método de aquecimento por efeito

Joule é a obtenção da homogeneidade volumétrica na temperatura e a determinação da temperatura de tratamento.

Em 1993 Allia e colaboradores, [60], apresentaram um modelo simples que permite estimar a temperatura de um material metálico, em forma de fita, durante o tratamento por aquecimento Joule. Em 1995, Knobel e colaboradores, [61], apresentaram cálculos semelhantes para fios. Em seguida, Chiriac e colaboradores, [62] e [63], apresentaram os cálculos para a distribuição radial da temperatura em fios amorfos e também em microfios amorfos recobertos por vidro. Em nosso trabalho a temperatura equivalente a uma dada corrente foi calculada com base nas informações desta última referência.

A análise termodinâmica do aquecimento Joule prevê que uma parte do calor liberado por efeito Joule aumenta a temperatura da amostra e outra parte é dissipada para o meio. A taxa de aumento da temperatura da amostra é função de sua capacidade calorífica. Em amostras como as utilizadas neste trabalho, que possuem uma alta razão superfície volume, perdas por radiação podem ser modeladas pela teoria de Stefan-Boltzmann para a radiação de corpo negro, ou seja, a taxa de emissão de calor aumenta com a quarta potência da temperatura do corpo. A relação entre corrente e temperatura e a forma como estas se distribuem ao longo do material é descrita nas referências [61], [62] e [63]. No caso do material estudado, considera-se um microfio amorfo revestido por vidro que tenha núcleo metálico de raio a e raio total (metal + vidro) b , como mostra a Figura 5-1. Para simplificar, assume-se que a corrente distribui-se homogeneamente pelo fio e que transferência de calor relevante ocorre apenas na direção radial.

A equação de condução de calor de Fourier para ambas as regiões do fio (metal e vidro) são dadas por:

- Para o metal ($0 \leq r \leq a$):
$$\frac{dT_m(r)}{dr} = -\frac{1}{2} \frac{j^2 \rho}{k_m} r. \quad 5-1$$

- Para o vidro ($a \leq r \leq b$):
$$\frac{dT_g(r)}{dr} = \frac{B}{r}. \quad 5-2$$

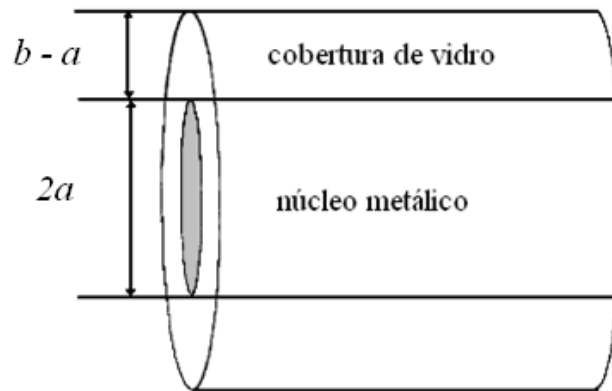


Figura 5-1: Diagrama esquemático de um microfio amorfo coberto por vidro: a é o raio do núcleo metálico e b é o raio total do microfio (metal + vidro).

Nestas expressões m se refere ao núcleo metálico e g à capa de vidro, j é a densidade de corrente no fio metálico, ρ é sua resistividade e k_m sua condutividade térmica. B é um coeficiente que depende do calor gerado no microfio devido ao efeito Joule. As soluções gerais para as duas regiões são dadas por:

$$T_m(r) = C - \frac{1}{4} \frac{j^2 \rho}{k_m} r^2 \quad (\text{metal}), \quad 5-3$$

$$T_g(r) = A + B \ln r \quad (\text{cobertura de vidro}), \quad 5-4$$

onde A , B e C são coeficientes determinados a partir das condições de contorno, conforme segue.

O calor na interface metal-vidro deve ser contínuo,

$$k_m \frac{dT_m}{dr} = k_g \frac{dT_g}{dr}. \quad 5-5$$

Na interface metal-vidro, a temperatura em ambas as regiões deve ser a mesma:

$$T_m(a) = T_g(a). \quad 5-6$$

Na superfície externa do fio ocorrem apenas perdas de calor por radiação:

$$\left. \frac{dT_g}{dr} \right|_{r=b} = -\frac{\sigma \varepsilon}{k_g} (T^4(b) - T_0^4), \quad 5-7$$

onde σ é a constante de Stefan-Boltzmann, ε é a emissividade e T_0 é a temperatura ambiente. Após algum desenvolvimento, cujos detalhes podem ser encontrados na referência [63], tem-se as seguintes soluções:

$$T_m(r) = \frac{1}{4} \frac{I^2 \rho}{\pi^2 a^2 k} \left[1 - \left(\frac{r}{a} \right)^2 + 2 \frac{k_m}{k_g} \ln \left(\frac{b}{a} \right) \right] + \left(T_0^4 + \frac{1}{2\pi^2 a^2 b} \frac{I^2 \rho}{\sigma \varepsilon} \right)^{1/4}, \quad 5-8$$

$$T_g(r) = \frac{1}{2} \frac{I^2 \rho}{\pi^2 a^2 k_g} \ln \left(\frac{b}{r} \right) + \left(T_0^4 + \frac{1}{2\pi^2 a^2 b} \frac{I^2 \rho}{\sigma \varepsilon} \right)^{1/4}, \quad 5-9$$

onde $I = j \pi a^2$.

Usando as equações 5-8 e 5-9 podemos encontrar a distribuição radial de temperatura em um AGCW para um dado valor de corrente I . A Figura 5-2 ilustra esta distribuição para $I = 17,8$ mA, no caso de um microfio de $\text{Fe}_{77,5}\text{Si}_{7,5}\text{B}_{15}$ com $a = 9 \mu\text{m}$ e $b = 18 \mu\text{m}$. Os parâmetros utilizados pelos autores nos cálculos foram: $\kappa_m = 30 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$, $\kappa_g = 1,177 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$, $\rho = 1,3 \times 10^{-6} \Omega\text{m}$, $T_0 = 0 \text{ }^\circ\text{C}$.

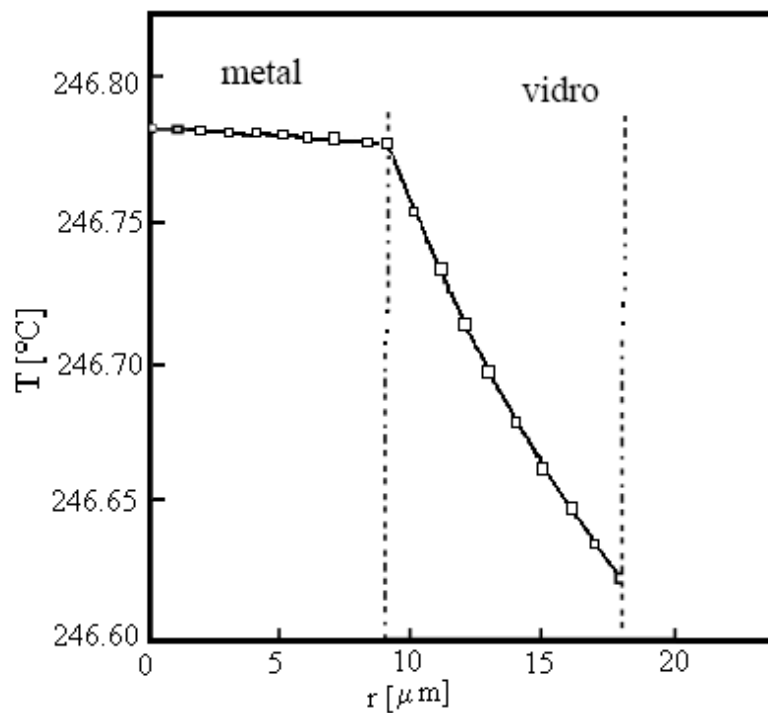


Figura 5-2: Distribuição radial de temperatura calculada para um microfio amorfo recoberto por vidro, composição nominal FeSiB, com $a = 9 \mu\text{m}$ e $b = 18 \mu\text{m}$. O valor da corrente de tratamento é 17.8 mA. Figura extraída de [63].

Na Figura 5-2 pode-se observar que a temperatura é praticamente homogênea ao longo do raio do fio e também varia pouco na região do vidro. Convém lembrar que as perdas de calor nos contatos elétricos feitos para realizar o tratamento térmico não foram levadas em conta. Certamente, existe um gradiente de temperatura nos extremos do fio, mas aqui este gradiente de temperatura está sendo desconsiderado uma vez que os extremos das amostras foram cortados após o tratamento térmico.

Neste trabalho as amostras foram tratadas por aquecimento Joule com correntes de 27.3 mA rms, *ac* e *DC*, por 20 minutos e com corrente de 16.5 mA rms, também durante 20 minutos. Os tratamentos com corrente *ac* foram feitos em frequências de 100 e 500 Hz, mas somente para corrente de 27.3 mA rms. Os tratamentos foram feitos com o objetivo de promover um alívio das tensões internas e com isso uma mudança na anisotropia, em relação às amostras como feitas. A temperatura de recozimento foi estimada como sendo 250 °C quando a corrente é de 27.3 mA rms e 150 °C quando a corrente é de 16.5 mA rms. Para esta estimativa utilizou-se o procedimento de cálculo descrito anteriormente nesta seção. O tratamento térmico por aquecimento Joule implica na presença de um campo circunferencial. Não há diferenças entre o tratamento com corrente *ac* ou corrente *DC* quando se compara a corrente (temperatura) a qual a amostra está sendo submetida mas, do ponto de vista do campo magnético gerado pela corrente de tratamento, existem diferenças. Ao fazermos tratamento com corrente alternada (campo alternado) avaliamos eventuais modificações na dinâmica dos domínios magnéticos em relação ao tratamento com campo contínuo. Na superfície do fio o campo ao qual as amostras são submetidas é estimado, pela lei de Ampère, em 4 Oe. Este campo seria alto o suficiente para saturar o material na direção longitudinal e possivelmente magnetizar uma camada externa da amostra na direção circunferencial.

As temperaturas de tratamento foram escolhidas de forma a manter a estrutura amorfa do material. O tratamento térmico acima de uma temperatura crítica promove o reordenamento dos átomos e, em geral, a ordem cristalina é estabelecida. Sabendo-se que a resistividade do material na fase amorfa é maior que na fase cristalina, espera-se uma redução na resistência quando ocorrer a transição de fase. Na Figura 5-3 observa-se que a resistência aumenta com a temperatura, o que é típico para a maioria dos metais. No detalhe, observa-se uma pequena queda no valor da resistência indicando a cristalização do material, o que ocorre em torno de 500 °C, valor próximo ao verificado na referência [62]. Esta observação nos permite considerar que a amostra, após o tratamento térmico a temperatura de 150 e 250 °C, mantém-se na fase amorfa. Assim, o efeito do tratamento térmico é relaxar tensões armazenadas durante o processo de fabricação.

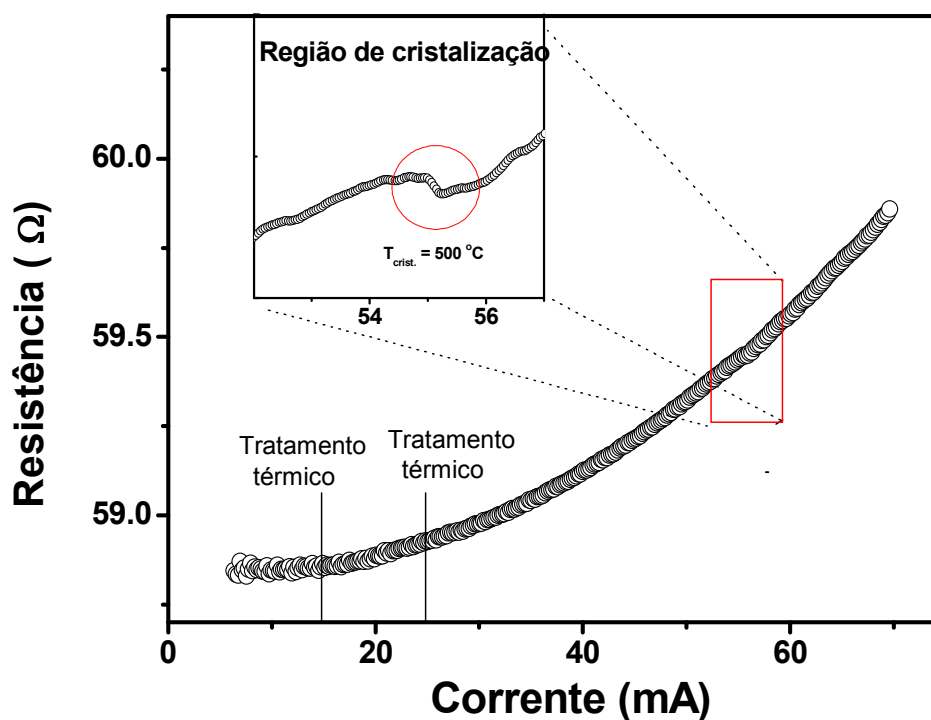


Figura 5-3: Curva de resistência *versus* corrente (temperatura) que determina a região de cristalização da amostra. A cristalização ocorre na temperatura de 500 °C e os tratamentos térmicos realizados estão bem abaixo desta região.

Os contatos elétricos foram feitos com cola prata, após remoção do vidro nas extremidades do microfio. Os tratamentos foram realizados em atmosfera ambiente, uma vez que a cobertura de vidro evita possíveis oxidações. O tempo de tratamento, de 20 minutos, é suficiente para estabilizar eventuais relaxações produzidas pela temperatura [64].

Para a realização dos tratamentos térmicos, uma fonte de corrente com controle externo foi utilizada. A amplitude e a forma do sinal de controle determinam a intensidade da corrente (temperatura) e o tipo de tratamento, respectivamente. A Figura 5-4 representa um esquema deste aparato.

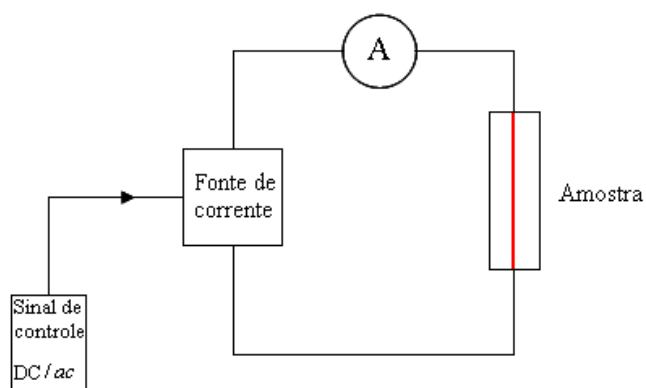


Figura 5-4: Aparato experimental utilizado para a realização de tratamento térmico.

5.2 SISTEMA EXPERIMENTAL PARA MEDIDAS DE MAGNETIZAÇÃO

As curvas de magnetização dos microfios sem tensão aplicada e dos filmes finos foram obtidas usando um Magnetômetro de Amostra Vibrante, VSM (Vibrating Sample Magnetometer). O princípio de funcionamento de um VSM é baseado na lei de Faraday, segundo a qual um fluxo magnético variável no tempo induz uma força eletromotriz em um condutor. Em um VSM, a amostra é colocada a vibrar em movimento periódico com relação a bobinas sensoras estacionárias. Um campo magnético uniforme induz um momento de dipolo proporcional a magnetização da amostra. Como a amostra está oscilando, uma força eletromotriz é induzida nas bobinas sensoras. O sinal induzido nas bobinas é uma voltagem dependente do tempo que pode ser detectada por meio de associações eletrônicas adequadas. No VSM do LMMM este sinal é lido com um amplificador “lock-in”. Sendo as bobinas estacionárias e o campo aplicado independente do tempo e uniforme em toda a área da amostra e das bobinas sensoras, o efeito medido pelas bobinas é devido apenas ao movimento da amostra.

As curvas de magnetização para os microfios, com tensão aplicada, foram adquiridas através do método indutivo em um circuito aberto. A Figura 5-5 representa o sistema experimental utilizado para a realização destas medidas. A amostra é colocada no interior de um solenóide longo com compensação para as bordas para assegurar a aplicação de um campo magnético homogêneo ao longo da amostra. As amostras foram cicladas em seus laços de histerese por uma onda triangular homogênea de 1 Hz. O campo magnético, alto o suficiente para saturar as amostras, foi aplicado ao longo do eixo das mesmas. A corrente elétrica aplicada ao solenóide é gerada por uma fonte de tensão controlada por um gerador de funções. A fim de reduzir o ruído no sistema, um filtro passa baixa foi introduzido entre o amplificador e o solenóide. As variações de fluxo magnético foram detectadas por uma bobina sensora com 400 voltas e comprimento de 4 mm, feita com fio 44 AWG (American Wire Gauge) enrolado em torno da parte central da amostra cujo comprimento total é de 60 mm. Outra bobina da captação, com o mesmo número de voltas e a mesma seção transversal, mas enrolada no sentido contrário, foi adaptada ao sistema a fim de compensar a variação de fluxo induzida pelo campo magnetizante. O sinal foi amplificado, filtrado e digitalizado por um osciloscópio conectado a um computador por uma interface paralela. As medidas foram realizadas com uma taxa de amostragem de 1 MS/s e com frequência de corte do filtro pré-amplificador de 100 kHz. A aquisição dos dados e o controle das medidas são realizados através de software comercial, a saber, HPVEE. Para a realização destas medidas, uma das extremidades da amostra

foi fixa ao porta-amostra e à outra extremidade da amostra foi conectado um corpo de massa conhecida.

Através do método indutivo, foi detectado o sinal induzido na forma $V = -N \frac{d\Phi}{dt} = -N \frac{d(A\mu_o M)}{dt}$ onde Φ é o fluxo magnético, N é o número de voltas da bobina, A é a seção transversal da amostra, μ_o é a permeabilidade magnética do vácuo e M é a magnetização da amostra. Para se obter as curvas de magnetização faz-se a integração numérica do sinal medido. As curvas resultantes foram normalizadas pela magnetização de saturação.

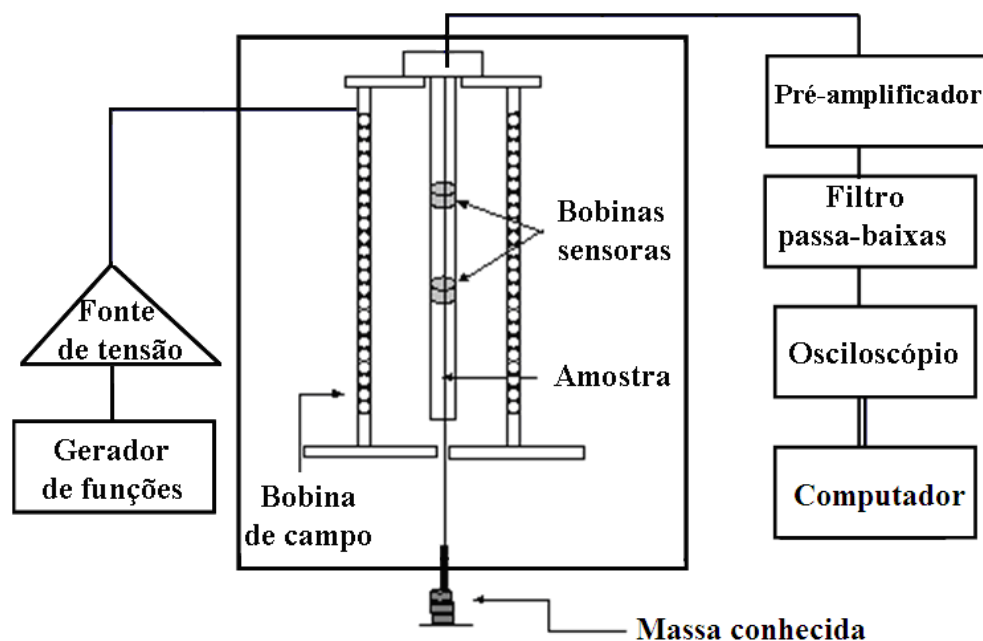


Figura 5-5: Representação do sistema experimental utilizado para a realização das medidas de magnetização com tensão aplicada.

5.3 SISTEMA EXPERIMENTAL PARA MEDIDAS DE IMPEDÂNCIA

As medidas de impedância apresentadas neste trabalho foram realizadas utilizando-se um analisador de espectro HP4396B, associado a um *kit* de impedância HP4396A1 e uma cavidade de micro-ondas coaxial. A Figura 5-6 apresenta o diagrama do sistema experimental utilizado.

O HP4396B é um instrumento que funciona como analisador de rede, de espectro ou de impedância. Neste trabalho utilizamos a opção 010 do HP4396B, a qual adiciona a função medida de impedância ao equipamento. Instalando esta opção no analisador pode-se medir diretamente parâmetros de impedância [módulo da impedância (Z), resistência (R), reatância (X), admitância (Y), condutância (G), susceptância (B)] em frequências de 100 kHz até 1.8 GHz. O instrumento utiliza o método de medida $I-V$ (corrente/tensão) para determinar a impedância de uma amostra. Através deste método, uma impedância desconhecida pode ser calculada a partir dos valores de tensão e corrente medidos. A corrente é calculada utilizando a tensão medida através de um resistor conhecido com baixo valor de resistência. Na prática, um transformador de baixas perdas é usado no lugar do resistor para evitar os efeitos causados pela colocação de um resistor de baixo valor no circuito. O transformador, entretanto, limita a parte inferior da gama de frequências aplicável.

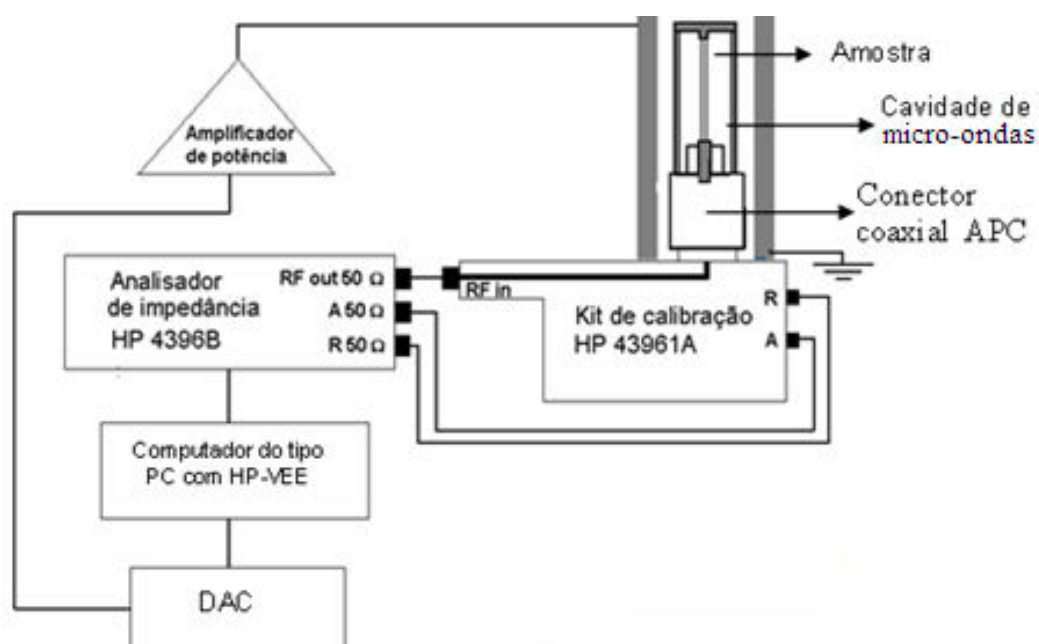


Figura 5-6: Representação do sistema experimental utilizado para a realização das medidas de impedância.

O porta-amostra, com características diferenciadas para o caso de filmes ou de microfios, é formado por uma cavidade de microondas, que é conectada a porta de saída do HP4396B, a qual deve ser calibrada com elementos padrões a fim de possibilitar uma medida da impedância real da amostra.

O campo necessário para magnetizar as amostras nesse aparato é fornecido por uma bobina cuja corrente é determinada por uma fonte de corrente com controle externo. Esta bobina, que possui 8 cm de comprimento por 2,5 cm de diâmetro, é capaz de fornecer campo de até 350 Oe. O programa utilizado para controlar os parâmetros da medida e adquirir os dados foi feito em linguagem de programação HPVEE. A comunicação do PC com o conversor e com o analisador é feita por uma interface paralela IEE488. Através do programa determinam-se os valores de campo nos quais as medidas serão realizadas e adquirem-se os dados de impedância da amostra em função da frequência.

5.3.1 Calibração e compensação do sistema

Antes da realização de qualquer medida utilizando-se o método $I-V$ é necessário calibrar a porta de saída do analisador a fim de estabelecer os parâmetros com os quais o instrumento irá trabalhar. Para realizar tal calibração, elementos padrões de aberto, curto e carga (50 ohms) são conectados à porta de saída do instrumento e cada um dos padrões é medido no intervalo de frequência determinado. Os dados referentes a esta calibração são armazenados na memória do instrumento e usados para calcular a impedância da amostra a ser medida. A calibração define um plano de referência na qual a precisão da medida é otimizada. Entretanto, a amostra não pode ser conectada ao plano de calibração ou à porta de saída, pois ela necessita estar presa aos terminais do porta-amostra. A introdução do porta-amostra requer que o plano de calibração seja deslocado para a posição da amostra. Esse deslocamento é feito usando o próprio porta-amostra. Faz-se uma medida da admitância, $(1/Z)$, sem amostra conectada. Idealmente, o resultado desta medida deveria ser nulo em toda a faixa de frequências. Deslocando-se o plano de calibração da porta da saída, opção oferecida pelo instrumento, estabelece-se a admitância mínima possível.

Alguns critérios devem ser obedecidos para que a compensação do porta-amostra possibilite a realização de medidas confiáveis. São eles:

1. A impedância do porta-amostra com os terminais abertos deve ser no mínimo 100 vezes maior do que a impedância da amostra.
2. A impedância dos terminais do porta-amostra em curto deve ser menor do que 1/100 vezes a impedância da amostra.

3. O valor da impedância da carga utilizada para compensação deve ser conhecido e próximo do valor da impedância da amostra.
4. A carga padrão deve ser estável sob condições de variação de temperatura, fluxo magnético e de frequência.

5.3.2 Porta-amostra

O porta-amostra é conectado à porta de saída do analisador que, por sua vez, deve ser calibrada como descrito anteriormente. Para a realização de medidas em filmes finos usa-se um porta-amostra diferente do utilizado para a realização de medidas em microfios.

O porta-amostra para filmes funciona como uma linha de transmissão do tipo “micro-strip” onde o condutor central é substituído pela amostra. O pino de contato entre a amostra e o conector do equipamento de medida é centrado por um pequeno cilindro de teflon de 8 mm de diâmetro por 4 mm de altura. O teflon, utilizado nos diferentes porta-amostras, é um material adequado por ter permissividade elétrica constante para os valores de frequências trabalhados. A Figura 5-7 representa o porta-amostra utilizado para a realização das medidas de impedância em filmes finos.

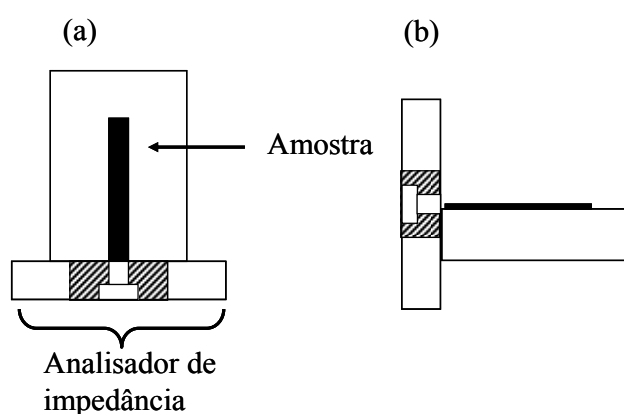


Figura 5-7: Porta-amostra tipo “micro-strip” utilizado para medidas de impedância em filmes: (a) vista em corte superior e (b) vista em corte lateral.

O porta-amostra para microfios pode ser descrito como sendo composto por dois sistemas: o sistema de medida e o sistema de tração. O sistema de medida é uma cavidade de

microondas desenvolvida com o objetivo de fornecer um meio de medirmos a impedância característica dos microfios. Ela funciona como uma linha de transmissão coaxial, onde o condutor central é substituído pela amostra e o dielétrico entre a amostra e as paredes externas da cavidade é o ar. O pino de contato entre a amostra e o conector é centrado por uma peça de teflon de aproximadamente 4 mm de altura. O sistema de tração é formado por uma peça móvel, à qual é presa uma das extremidades da amostra. Nesta peça móvel conectamos uma mola, devidamente calibrada, que por sua vez é conectada a um parafuso micrométrico com escala. A tensão aplicada é calculada através da relação entre a força aplicada e a seção transversal da amostra, incluindo o revestimento de vidro. A Figura 5-8 representa o porta-amostra utilizado para a realização das medidas de impedância em microfios, com os dois sistemas integrados.

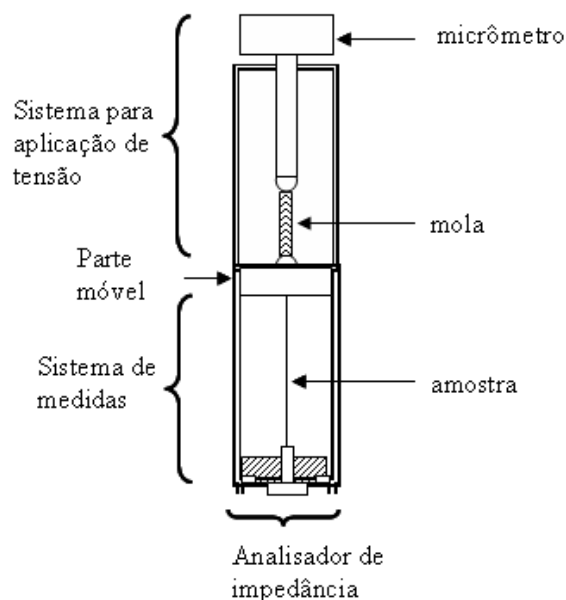


Figura 5-8: Porta-amostra, semelhante a uma linha de transmissão coaxial, utilizado para medidas de impedância em microfios.

6 RESULTADOS

O principal objetivo deste trabalho é avaliar, via largura de linha de FMR, os principais efeitos que influenciam na relaxação magnética dos materiais estudados. Queremos reconhecer os principais mecanismos responsáveis pelo amortecimento da precessão da magnetização e entender como estes efeitos evoluem quando a estrutura magnética da amostra é modificada. Para isso, contamos com nosso conhecimento prévio da configuração magnética destes materiais. Assim, neste capítulo serão apresentados e discutidos os resultados experimentais obtidos através das medidas de impedância e magnetização, numa seção sobre caracterização magnética dos microfios e uma seção sobre caracterização magnética dos filmes finos. Em seções posteriores apresentamos os resultados obtidos das larguras de linha de FMR, avaliando os principais mecanismos responsáveis pela relaxação da magnetização para cada tipo de amostra estudada.

6.1 CARACTERIZAÇÃO MAGNÉTICA DOS MICROFIOS

A configuração magnética destas amostras vem sendo por nós estudada através de medidas de magnetização, magnetoimpedância e pela observação da ressonância ferromagnética desde o meu trabalho de mestrado. Deste estudo resultaram dois trabalhos, [65] e [66], que apresentam o comportamento e as modificações da estrutura magnética deste material com a aplicação de tensão mecânica para os diferentes tratamentos térmicos aos quais foi submetido. Para simplificar a escrita, as amostras foram nomeadas conforme o tratamento térmico e estão apresentadas na Tabela 2.

A Figura 6-1 apresenta as curvas de magnetização para a amostra como feita, 250 DC, AC100 e AC500, sem tensão aplicada, obtidas em um VSM. Observando-se a forma das curvas de magnetização verifica-se que elas indicam a presença de uma anisotropia longitudinal predominante e pouca diferença entre elas quanto ao comportamento da magnetização.

Tabela 2: Conjunto de amostras estudadas e a forma como foram nomeadas. Microfio amorfo com composição nominal de $\text{Co}_{68.15}\text{Fe}_{4.35}\text{Si}_{12.5}\text{B}_{15}$, diâmetro total de $44 \mu\text{m}$ e diâmetro metálico de $25 \mu\text{m}$.

AMOSTRA	Corrente de tratamento	Tempo de tratamento
Como feita	-----	-----
150DC	16.5 mA rms dc	20 minutos
250DC	27.3 mA rms dc	20 minutos
AC100	27.3 mA rms AC 100 Hz	20 minutos
AC500	27.3 mA rms AC 500 Hz	20 minutos

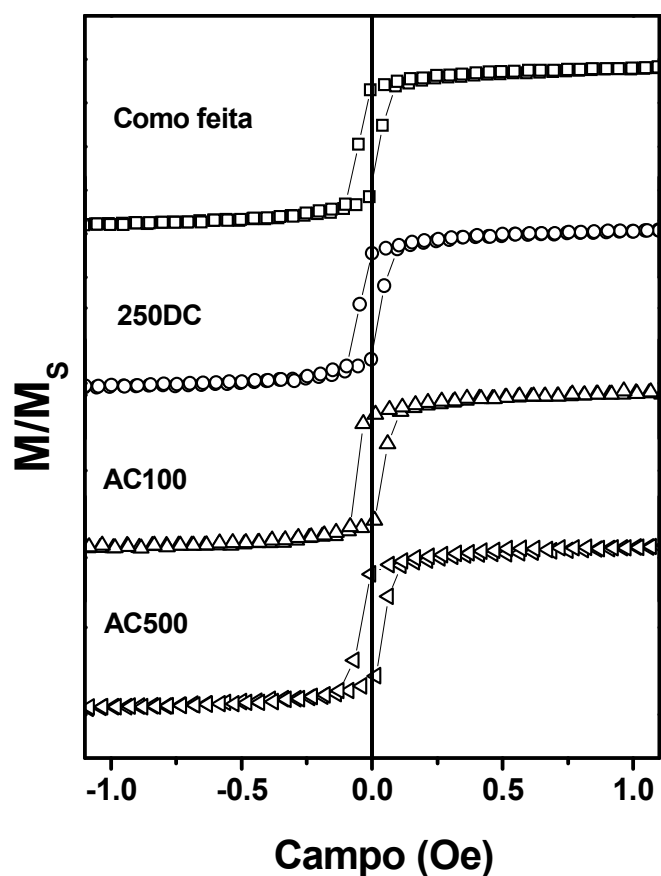


Figura 6-1: Laço de histerese da magnetização para as amostras como feita, 250DC, AC100 e AC500 sem tensão aplicada. Curvas obtidas em um magnetômetro de amostra vibrante.

A Figura 6-2 apresenta as curvas de magnetização para as amostras como feita, 250DC, AC100 e AC500 submetidas a tensão mecânica de 65 MPa, 130 MPa e 190 MPa, obtidas via método indutivo. As curvas de magnetização sem tensão aplicada para este con-

junto de amostras, através desta técnica, não são apresentadas neste trabalho mas têm o mesmo comportamento das curvas para o mais baixo valor de tensão apresentado.

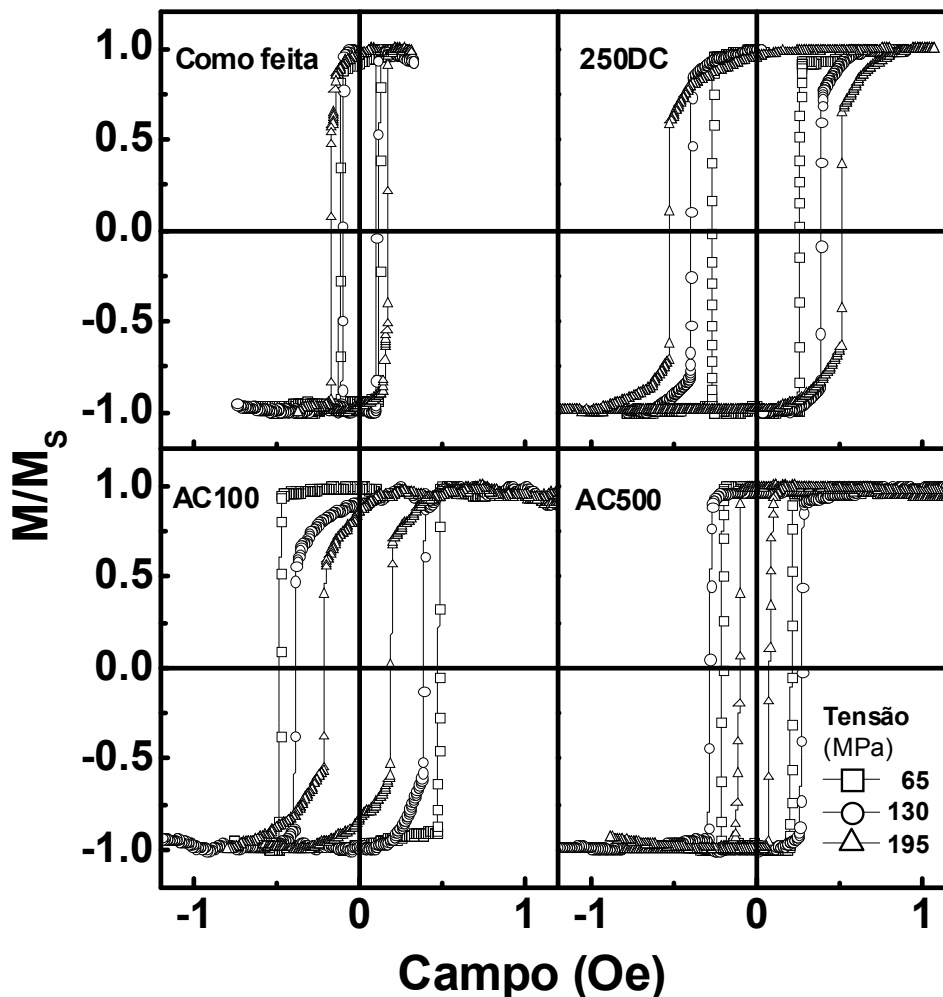


Figura 6-2: Curvas de magnetização das amostras como feita, 250DC, AC100 e AC 500 para três diferentes tensões mecânicas aplicadas: 65 MPa (quadrados), 130 MPa (círculos) e 195 MPa (triângulos). Estas curvas de magnetização foram obtidas via método indutivo.

O campo coercivo, H_c , das curvas de magnetização obtidas por técnicas diferentes não pode ser diretamente comparado. As curvas de magnetização para amostras tensionadas foram obtidas para um campo longitudinal variando a 1 Hz, gerando um H_c maior que aquele medido pelo um método quase estático, VSM.

Pode-se observar na Figura 6-2 que, para os valores mais baixos de tensão aplicada, independente da corrente de tratamento a que as amostras foram submetidas, as curvas são quase quadradas. Curvas de magnetização quadradas são características de um sistema mag-

nético com anisotropia longitudinal. Neste caso, o principal mecanismo responsável pelos processos de magnetização é o movimento de paredes de domínios.

Quando as amostras são submetidas a tensões mais elevadas a forma quadrada das curvas de magnetização se torna menos evidente. Devido ao valor negativo da magnetostricção, uma tensão axial positiva aplicada induz o aparecimento de uma casca externa magnetizada circunferencialmente [67]. A modificação da estrutura de domínios se reflete através do aumento do campo de saturação e pelo arredondamento das curvas de magnetização. Contribuem para os processos de magnetização, em tensões mais elevadas, além do movimento de paredes de domínios no núcleo longitudinalmente magnetizado, a rotação da magnetização dos domínios circunferenciais da casca externa.

Considerando que estes dois mecanismos, movimento de paredes de domínios e rotação da magnetização, estejam presentes nos processos de magnetização das amostras tensionadas e que eles podem ser ligeiramente distinguidos um do outro nas curvas de magnetização, é possível inferir um aumento do volume da casca externa quanto maior a tensão aplicada. Para tensões inferiores a 64 MPa, apenas pequenas variações nas curvas de magnetização podem ser observadas. Isso significa que a casca externa ocupa somente uma pequena porção da amostra, quando comparada com o volume do núcleo. O volume da casca externa aumenta continuamente até o mais alto valor de tensão aplicada.

A Figura 6-3 apresenta as curvas de magnetoimpedância para a amostra como feita e para as amostras tratadas com corrente *DC* e a Figura 6-4 apresenta as curvas de magnetoimpedância comparando a amostra como feita com as amostras tratadas com corrente *ac*. São apresentadas as curvas sem tensão aplicada, 36 MPa e 90 MPa, sendo que todas as curvas foram obtidas para a frequência de 11.5 MHz. A escolha desta frequência para apresentar as curvas de MI é baseada nos limites impostos pela frequência de relaxação de eventuais domínios na direção circunferencial, que se dá em aproximadamente 600 kHz, e pelos efeitos da ressonância ferromagnética, que, nas curvas de impedância, iniciam em aproximadamente 30 MHz. Assim, as curvas de MI apresentadas foram obtidas em frequência suficientemente baixa para que se possa desconsiderar o efeito “skin” e alta o suficiente para que apenas a rotação da magnetização esteja contribuindo para a permeabilidade. Tomadas estas precauções, pode-se dizer que os picos nas curvas de MI estão associados ao campo de anisotropia. Pode-se observar nestas duas figuras também a variação da impedância com o campo aplicado.

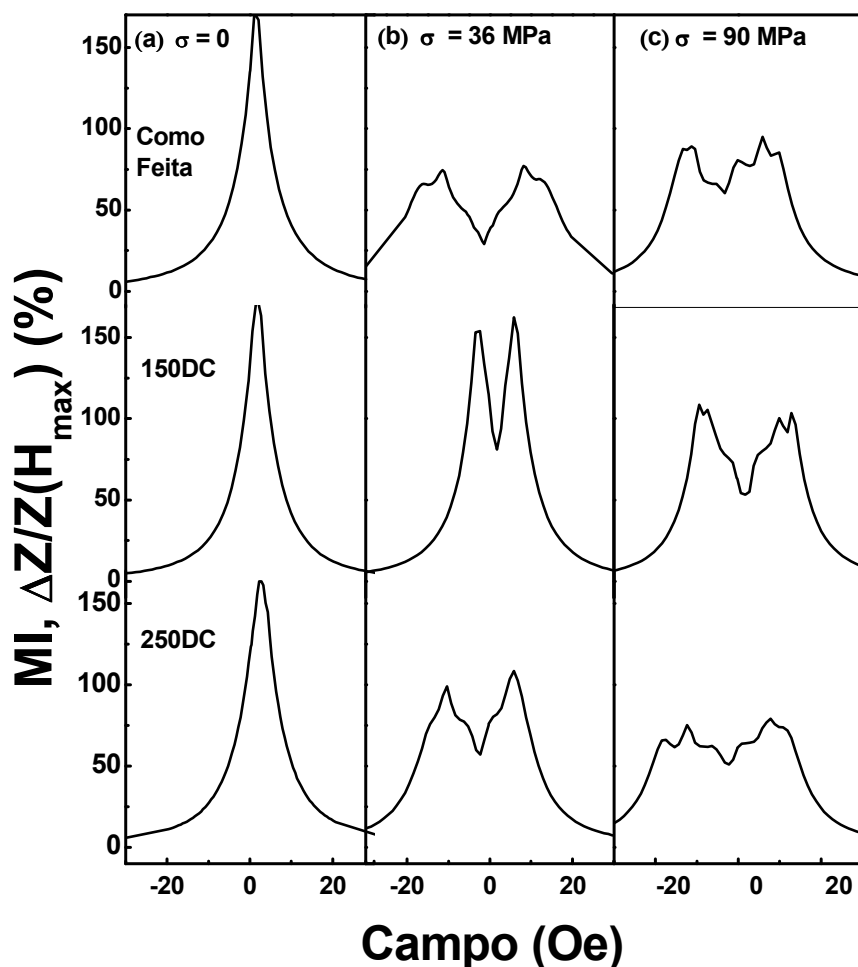


Figura 6-3: Curvas de magnetoimpedância. Evolução da MI com a tensão comparando os efeitos do tratamento *DC* em relação a amostra como feita. Na primeira coluna (esquerda) do gráfico estão apresentados os resultados sem tensão aplicada, na coluna do meio apresentam-se os resultados para tensão de 36 MPa e na última coluna (direita) os resultados para tensão de 90 MPa. Todas as curvas apresentadas foram medidas à frequência de 11.5 MHz.

Os resultados de magnetoimpedância para as amostra não tensionadas, coluna (a) da Figura 6-3 e da Figura 6-4 são típicos de um material com anisotropia longitudinal, um pico único, independente da frequência de medida, f , desde que $f \ll f_{res}$. A evolução da MI com a tensão aplicada é observada nas colunas (b) e (c) das figuras 6-3 e 6-4. Pode-se observar que, com a aplicação da tensão, as curvas de MI evoluem de uma estrutura de pico único para uma estrutura de picos duplos. Esta evolução, observada tanto na amostra como feita como nas amostras submetidas a tratamentos térmicos, indica a indução de uma anisotropia transversal pela aplicação de tensão mecânica. Para a mesma tensão aplicada, observa-se que o campo de anisotropia, H_K , diminui com o tratamento térmico comparado com a amostra como feita.

Para um mesmo tratamento térmico, o campo de anisotropia aumenta com o aumento da tensão axial aplicada, o que é esperado para um material com magnetostricção negativa.

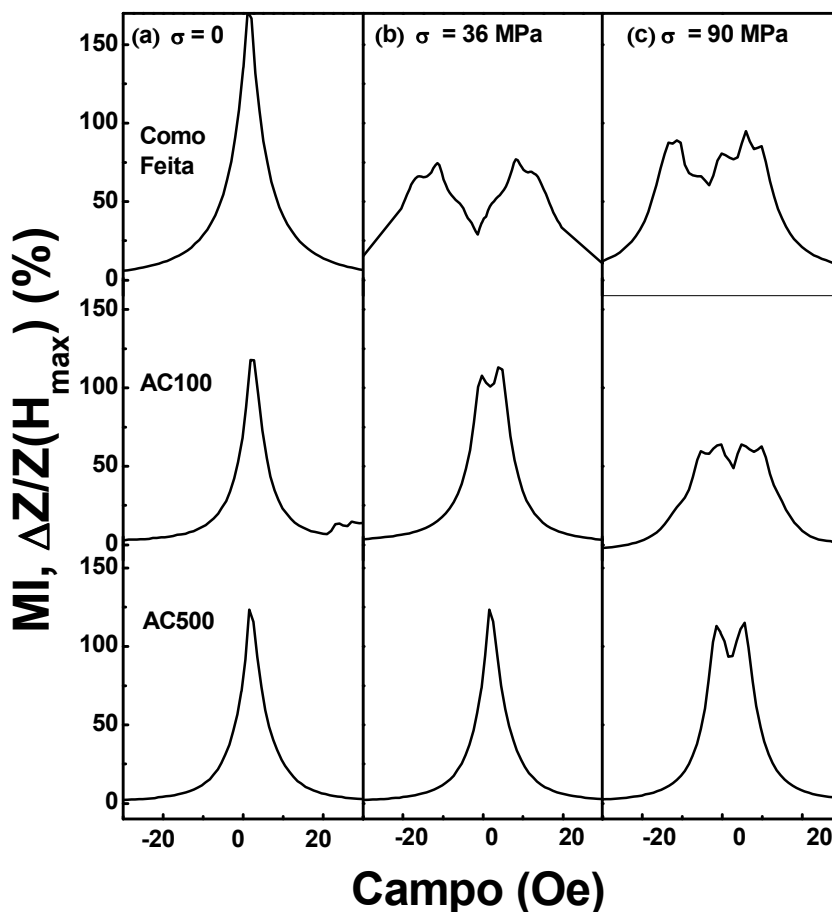


Figura 6-4: Curvas de magnetoimpedância. Evolução da MI com a tensão aplicada, comparando os efeitos do tratamento *ac* em relação a amostra como feita. Na primeira coluna do gráfico estão apresentados os resultados sem tensão aplicada, na coluna do meio apresentam-se os resultados para tensão de 36 MPa e na última coluna os resultados para tensão de 90 MPa. Todas as curvas apresentadas foram medidas à frequência de 11.5 MHz.

Em termos de amplitude de MI, para amostras sem tensão aplicada, todas as curvas são semelhantes. Quando tensão é aplicada, pode-se observar que a amplitude da MI é fortemente reduzida para a amostra como feita e para os tratamentos com corrente *DC* enquanto que esta redução é menos evidente para as amostras submetidas a tratamento com corrente *ac*, em especial a amostra AC500. A diminuição da amplitude da MI com a aplicação de tensão está associada às modificações nas direções de anisotropias induzidas pela tensão e mudanças na permeabilidade transversal. Considerando que anisotropia e permeabilidade são quantidades inversamente proporcionais [47], a variação observada na amplitude da MI é devida, principalmente, a redução na permeabilidade (confirmado pela Figura 6-10 e discutida adiante)

promovida pelo aumento da anisotropia. Como os picos nas curvas de MI estão associados ao campo de anisotropia, pode-se observar o aumento da mesma pelo aumento da separação entre os picos.

As relações de dispersão de FMR, apresentadas nos gráficos que constituem a Figura 6-5, mostram a evolução da FMR com a aplicação de tensão mecânica para as amostras como feita e as tratadas termicamente. Observando-se a relação de dispersão de FMR para as amostras estudadas, sem aplicação de tensão mecânica, pode-se notar um mínimo na frequência de ressonância próximo ao campo nulo. Este tipo de curva é característica de materiais com anisotropia longitudinal [49]. Observa-se também um deslocamento deste mínimo em relação ao campo zero. É sabido [68] que a frequência de ressonância, f_{res} , mínima para um material com anisotropia longitudinal, ocorre quando o volume influenciado pelo campo ac está no estado desmagnetizado. Esta situação, f_{res} mínima, no caso das nossas medidas, é alcançada quando o volume limitado pelo efeito “skin” está desmagnetizado. O campo coercivo da camada efetivamente percorrida pela corrente de sonda é mais elevado do que aquele da parte interna do fio. Isto ocorre porque a magnetização da camada externa é presa pela rugosidade entre o metal e o revestimento de vidro, o que explica o deslocamento relativo ao campo zero nas medidas apresentadas para a dispersão de FMR sem tensão aplicada.

O efeito da tensão aplicada é fazer com que o eixo de anisotropia mude de longitudinal para transversal na camada externa. Isso pode ser observado pelo fato de que as curvas de dispersão de FMR apresentam um mínimo próximo ao campo de anisotropia também no ramo de campos negativos, o que é um comportamento típico de amostras com anisotropia transversal. A linha tracejada segue aproximadamente a evolução do campo de anisotropia transversal, que aumenta com a aplicação da tensão. Aumento este que não necessariamente será linear. Este aumento no campo de anisotropia transversal é esperado para uma amostra com magnetostricção negativa, como é o caso. Comportamento semelhante é observado em todas as amostras. Para a amostra 250DC, no entanto, observam-se dois campos de anisotropia distintos, para $\sigma > 90$ MPa, cuja evolução é indicada por duas linhas tracejadas. Isso indica que a camada percorrida pela corrente de sonda deve ser dividida em duas, ambas com anisotropia transversal, mas com valores diferentes.

Os resultados apresentados até agora podem ser analisados levando-se em conta as seguintes considerações: (a) é a profundidade de penetração, δ_m , que define o volume da amostra que será efetivamente percorrido pela corrente de sonda ac , e (b) a distribuição das tensões no microfio origina uma distribuição de anisotropias ao longo do raio do fio que, por sua vez, promove a estrutura de domínios discutida.

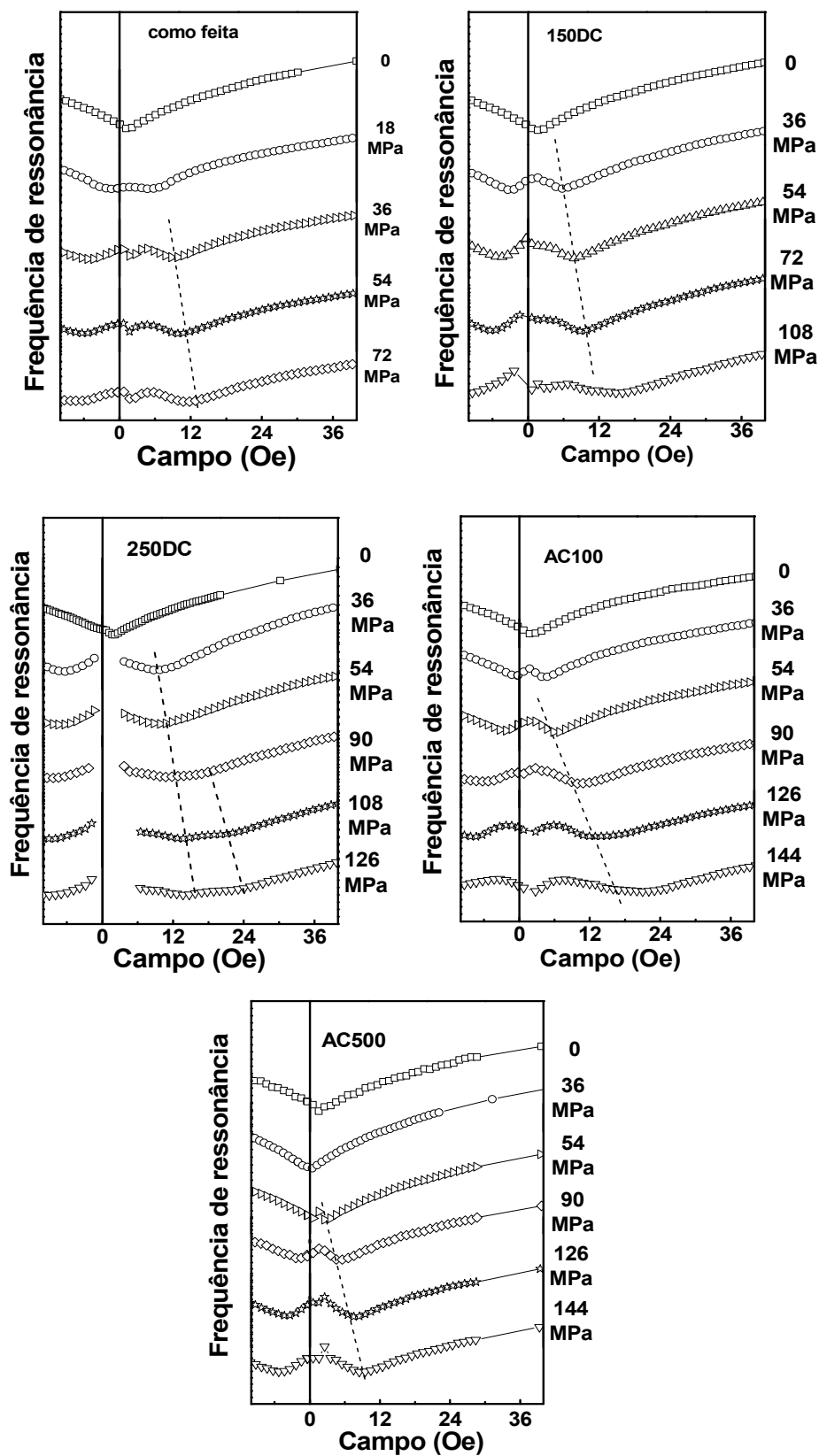


Figura 6-5: Relação de dispersão de FMR. Evolução da FMR frente a aplicação de tensão mecânica para a amostra como feita e para os diferentes tratamentos realizados. As linhas tracejadas indicam, aproximadamente, a evolução do campo de anisotropia com a aplicação de tensão mecânica.

Pode ser visto na Figura 6-6, que apresenta a profundidade de penetração na frequência de ressonância e em campo nulo, que δ_m aumenta com a tensão aplicada para todas as amostras. Observa-se também que δ_m é maior para o caso das amostras recozidas com corrente DC (250DC e 150DC), comparadas com as amostras recozidas com corrente ac. O aumento de δ_m com a tensão aplicada é originado por a uma diminuição da permeabilidade transversal.

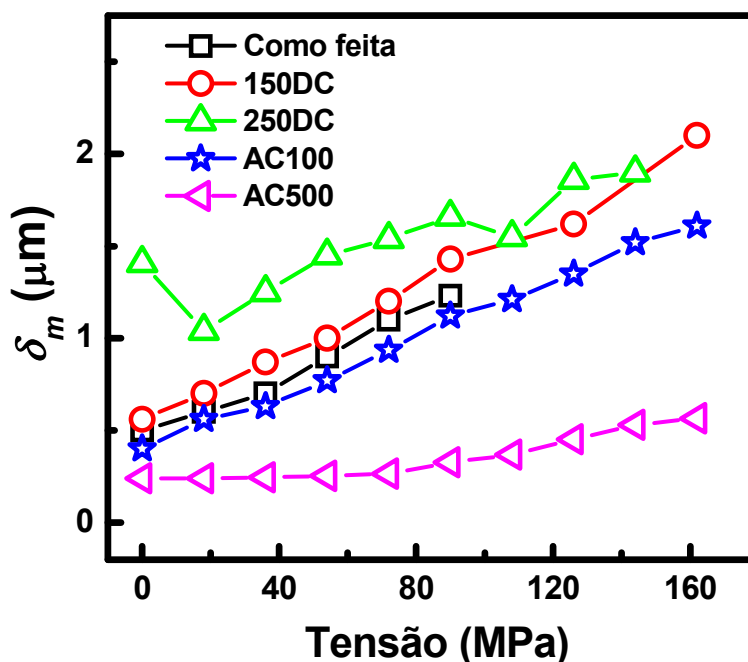


Figura 6-6: Evolução da profundidade de penetração com a tensão aplicada, para todos os microfios estudados. Estes são os valores obtidos com campo nulo e na frequência de ressonância.

A Figura 6-7 apresenta a profundidade de penetração na frequência de ressonância e no campo de anisotropia. Nesta situação, δ_m não varia significativamente com a tensão nem com os tratamentos térmicos. Esta figura está sendo mostrada pois é nesta situação que estamos considerando a contribuição do espalhamento de mágnons à largura de linha de FMR, a ser discutida na próxima seção.

Considerando as medidas de magnetização, de MI e de FMR apresentadas em nosso trabalho, pode-se concluir que, na ausência de tensão aplicada, tanto a amostra como feita quanto as amostras recozidas apresentam estrutura magnética correspondente a um núcleo interno magnetizado longitudinalmente, com pouca ou nenhuma contribuição da casca externa aos processos de magnetização.

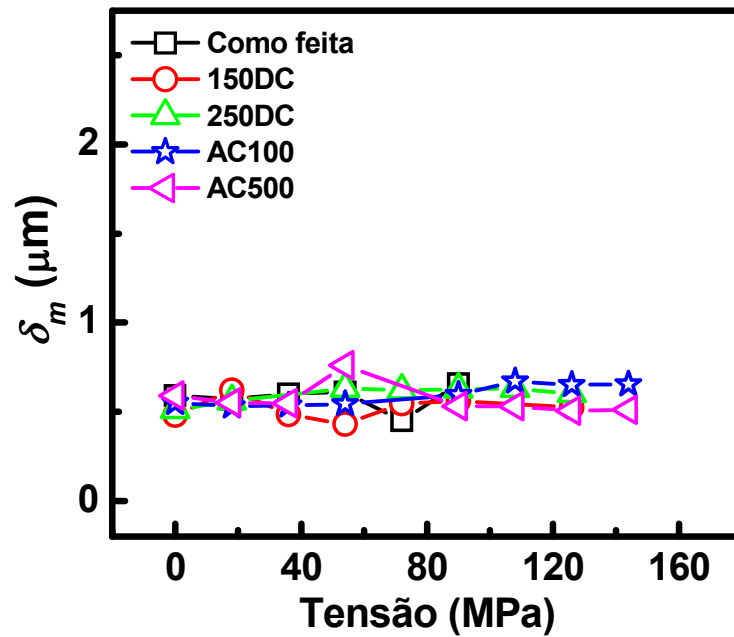


Figura 6-7: Evolução da profundidade de penetração com a tensão aplicada, para todos os microfios estudados. Estes são os valores obtidos no campo de anisotropia e em frequência igual a frequência de ressonância.

A Figura 6-8 apresenta o campo de anisotropia circunferencial, H_K , para diferentes valores de tensão aplicada e faz uma comparação entre as amostras tratadas com corrente *DC* e a amostra como feita. A Figura 6-9 também apresenta os campos H_K , mas a comparação se dá entre as amostras tratadas com corrente *ac* e a amostra como feita. Os campos de anisotropia foram obtidos das curvas de largura de linha de FMR cuja posição é bem determinada por um pico na curva de Δf versus H , como será visto na seção 6.3.1. Considerando-se a existência de duas cascas magnéticas circunferenciais envolvendo o núcleo longitudinal, conforme sugerido na referência 69, H_{K1} corresponde ao campo de anisotropia associado a primeira camada magnética, a camada mais próxima ao núcleo longitudinal, e H_{K2} é o campo de anisotropia associado a segunda camada magnética, a casca mais externa circunferencialmente magnetizada. Da relação linear entre H_K e σ e assumindo-se que somente a energia magnetoelástica contribui para a anisotropia, a magnetostricção de saturação, λ_S , pode ser obtida da seguinte relação:

$$H_K = \frac{3\lambda_S}{M_S} \sigma. \quad 6-1$$

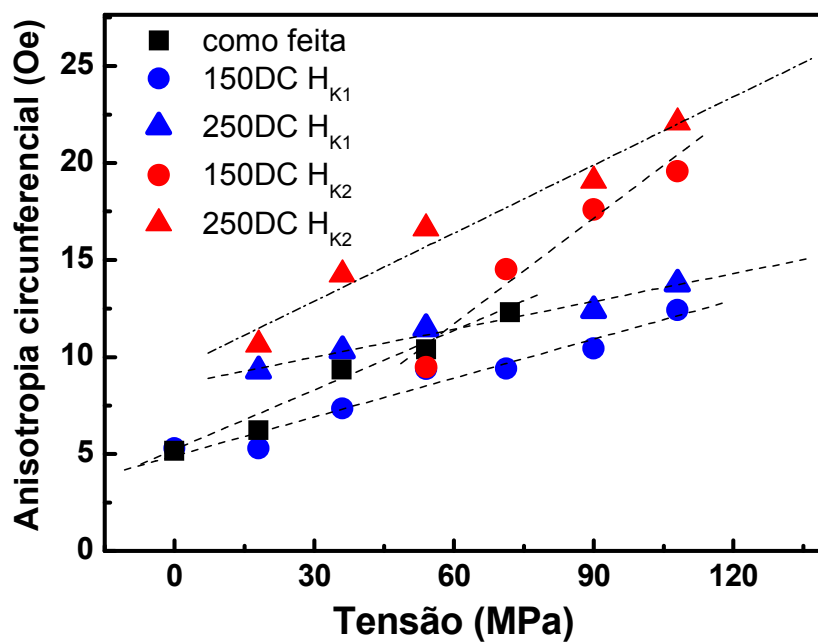


Figura 6-8: Anisotropia circunferencial *versus* tensão aplicada. Comparação entre a amostra como feita e as amostras tratadas com corrente *DC*. Os campos de anisotropia, H_{K1} e H_{K2} , foram obtidos das curvas de largura de linha de FMR.

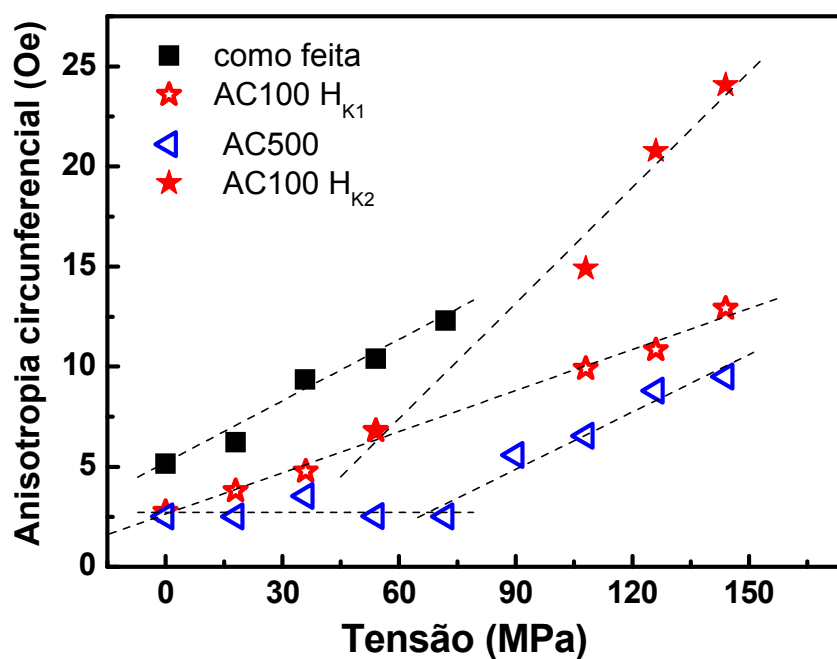


Figura 6-9: Anisotropia circunferencial *versus* tensão aplicada. Comparação entre a amostra como feita e as amostras tratadas com corrente *ac*. Os campos de anisotropia, H_{K1} e H_{K2} , foram obtidos das curvas de largura de linha de FMR.

Os valores de λ_S obtidos considerando-se a expressão 6-1 estão sumarizados na Tabela 3. Observa-se que o efeito do tratamento térmico é reduzir o valor de λ_S , independente da corrente de tratamento. Quando se avalia o efeito da tensão aplicada, observa-se que a amostra como feita apresenta apenas uma casca com magnetização circumferencial. As amostras 150DC, 250DC e AC100 apresentam duas cascas magnéticas circumferencialmente magnetizadas, sendo que a casca mais externa tem magnetostricção de saturação mais elevada. Esta segunda casca circumferencial pode ser observada já em tensões baixas para a amostra 250DC enquanto que para a amostra 150DC e AC100 ela passa a ser observada para tensões acima de 54 MPa. A amostra AC500 não apresenta esta segunda casca circumferencial na faixa de tensões estudada. No caso desta amostra o efeito da tensão é apenas aumentar o valor de λ_S .

Os resultados apresentados na Tabela 3 para λ_S são relativos à porção da amostra efetivamente percorrida pela corrente *ac* durante as medidas, ou seja, uma camada limitada pelo efeito “skin”, com aproximadamente $0.5 \mu\text{m}$ de espessura. A magnetostricção de saturação também pode ser obtida das medidas de magnetização considerando-se que a anisotropia e o campo de saturação têm aproximadamente os mesmos valores para uma amostra com anisotropia circumferencial, como é o caso. Medindo-se o campo de saturação em função da tensão aplicada, o valor de λ_S pode ser obtido. Usando-se este procedimento verificou-se que, para todas as amostras, $\lambda_S \approx -3 \times 10^{-7}$. Considerando-se que as curvas de magnetização trazem informação da amostra como um todo, pode-se dizer que o efeito do tratamento térmico é tornar as amostras magneticamente mais homogêneas.

Tabela 3: Valores da magnetostricção de saturação obtidos das curvas de H_K versus σ . λ_{S1} está associado à região do núcleo longitudinal e λ_{S2} à região da casca externa circumferencial.

Amostra	$\lambda_{S1} (\times 10^{-7})$	$\lambda_{S2} (\times 10^{-7})$
como feita	- 8	—
150DC	- 5	- 13
250DC	-4	-9
AC100	-5	-14
AC500	-4	-7

A Figura 6-10 apresenta a dependência da contribuição rotacional para a permeabilidade circunferencial com o campo aplicado. Cada gráfico que compõe a figura representa uma das amostras estudadas e apresenta o efeito da tensão aplicada. Pode-se observar que o efeito da tensão aplicada é diminuir o valor da máxima contribuição rotacional à permeabilidade, sendo esta diminuição menos evidente na amostra AC500. Em termos de permeabilidade rotacional, a amostra AC500 tem comportamento semelhante a amostra como feita.

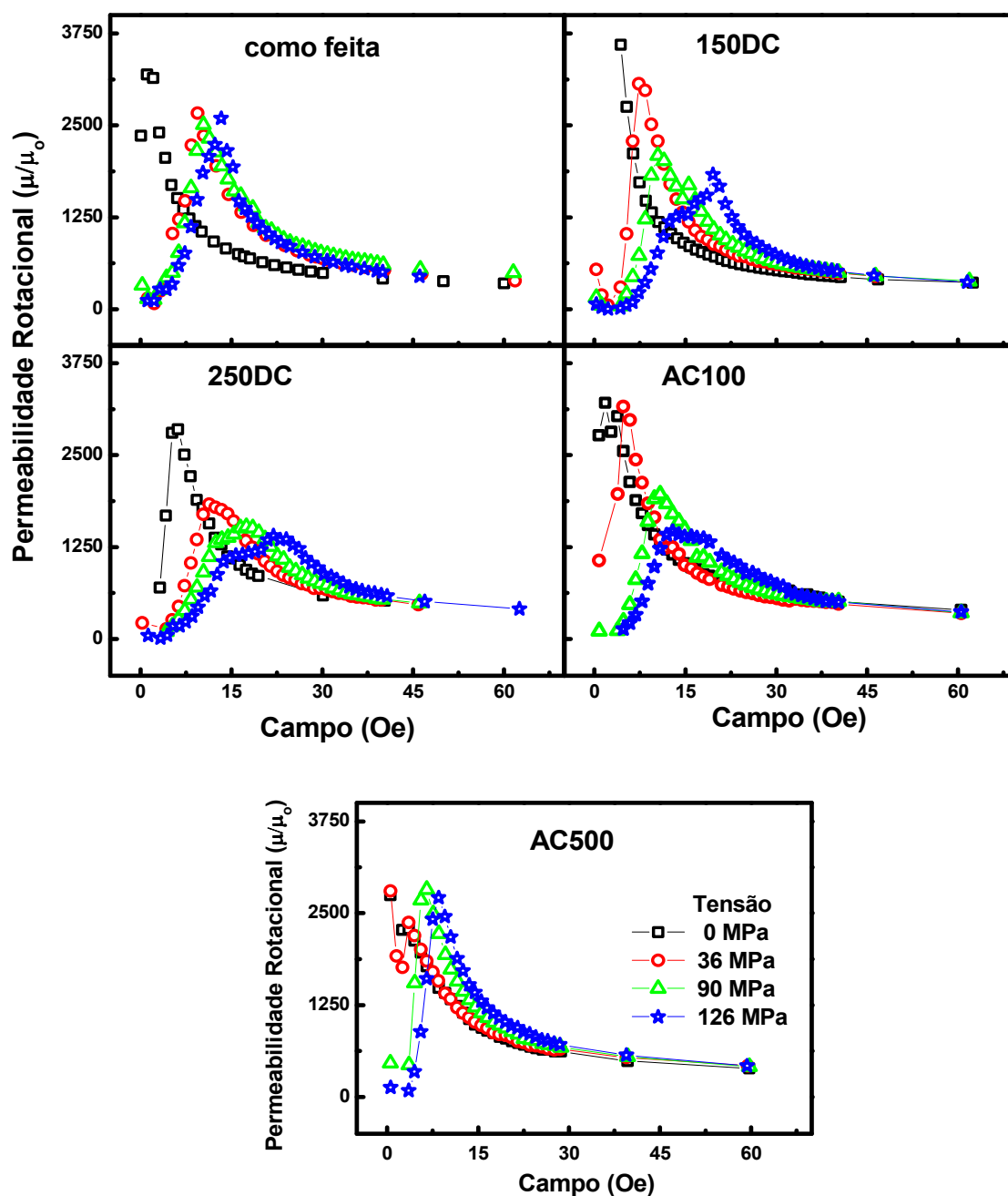


Figura 6-10: Dependência com o campo da contribuição rotacional para a permeabilidade circunferencial. Cada figura representa uma das amostras estudadas e apresenta o efeito da tensão aplicada.

Nesta seção apresentamos os resultados que possibilitam caracterizar magneticamente os microfios estudados, avaliando os efeitos promovidos pelos tratamentos térmicos e pela aplicação de tensão mecânica. Estes resultados nos permitem dizer que estas amostras, sem tensão aplicada, apresentam estrutura de domínios cuja magnetização está orientada longitudinalmente. A aplicação de tensão mecânica faz surgir uma casca externa com domínios circunferencialmente magnetizados. Com o aumento da tensão aplicada observa-se o surgimento de uma segunda região circunferencialmente magnetizada mas com orientação levemente diferente em relação à primeira região circunferencial [65]. As amostras como feita e AC500 não apresentam esta segunda região com orientação circunferencial.

6.2 CARACTERIZAÇÃO MAGNÉTICA DOS FILMES

A caracterização magnética dos filmes multicamadas apresentada nesta tese é feita através de técnicas clássicas como medidas de magnetização, magnetoimpedância e pela observação da ressonância ferromagnética. Como já foi dito, conhecer a estrutura magnética do material estudado é fundamental para o bom entendimento dos mecanismos responsáveis pela relaxação da magnetização.

Neste trabalho foram estudadas bicamadas de Py/Cu onde manteve-se fixas as espessuras das bicamadas, a saber, Py(100Å) /Cu(25Å), e variou-se o número de bicamadas a comporem as amostras. Estas amostras foram produzidas por Antonio M. H. de Andrade durante o seu trabalho de doutorado. Cada amostra depositada foi dividida em duas amostras a serem avaliadas: uma amostra teve corte longitudinal em relação a direção de movimento do substrato sobre os canhões e a outra teve corte transversal em relação a direção de movimento do substrato sobre os canhões, conforme ilustrado na Figura 6-11.

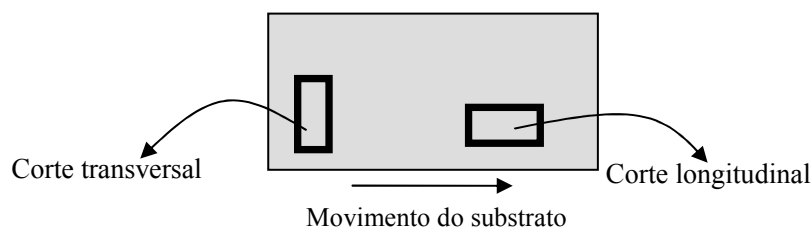


Figura 6-11: Representação dos cortes das amostras. A amostra chamada corte longitudinal foi assim denominada pois o corte foi longitudinal em relação a direção de movimento do substrato sobre os canhões e a amostra chamada corte transversal foi assim denominada pois o corte foi transversal em relação a direção de movimento do substrato sobre os canhões.

A Tabela 4 apresenta a forma como os filmes multicamadas estudados foram nomeados.

Tabela 4: Conjunto de amostras estudadas e a forma como foram nomeadas. Filmes multicamadas com composição nominal de $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Cu}$.

AMOSTRA	Composição e n° de bicamadas	corde
PyCu 30bi	$[\text{Py}(100\text{\AA})/\text{Cu}(25\text{\AA})] \times 30$	Longitudinal e Transversal
PyCu 50bi	$[\text{Py}(100\text{\AA})/\text{Cu}(25\text{\AA})] \times 50$	Longitudinal e Transversal
PyCu 70bi	$[\text{Py}(100\text{\AA})/\text{Cu}(25\text{\AA})] \times 70$	Longitudinal e Transversal
PyCu 100bi	$[\text{Py}(100\text{\AA})/\text{Cu}(25\text{\AA})] \times 100$	Longitudinal e Transversal

A Figura 6-12 apresenta as curvas de magnetização para as amostras estudadas, obtidas com um VSM. As amostras correspondentes à mesma multicamada, mas com cortes diferentes, estão sobrepostas. Observando-se a forma das curvas de magnetização verifica-se que as amostras PyCu 30bi, PyCu 70bi e PyCu 100bi apresentam eixo fácil da magnetização longitudinal ao eixo da amostra. Já a amostra PyCu 50bi apresenta-se quase isotrópica pela observação das curvas de magnetização mostradas na figura abaixo. Medidas de magnetização com variação angular de 0 a 360°, com passo de 10°, (não apresentadas) confirmam a direção do eixo fácil de magnetização das amostras.

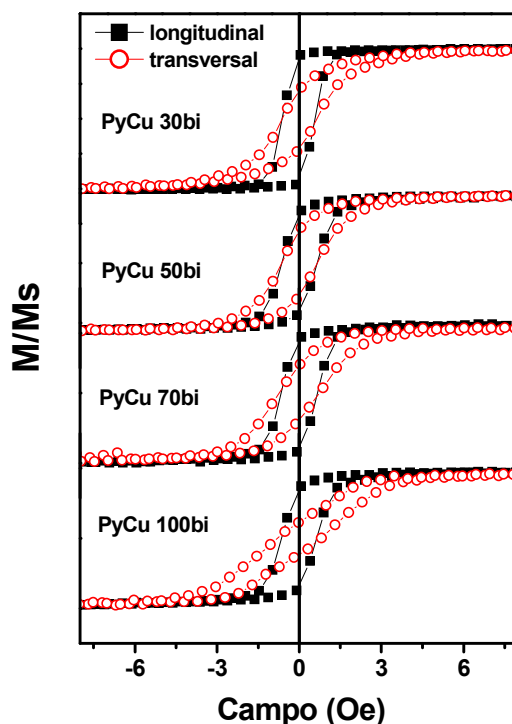


Figura 6-12: Laço de histerese da magnetização para os diferentes filmes estudados. Os quadrados fechados mostram o resultado para amostras denominadas corte longitudinal e os círculos abertos apresentam os resultados para as amostras denominadas corte transversal. Curvas obtidas em um magnetômetro de amostra vibrante.

As curvas de magnetização podem trazer também informações sobre dispersões na anisotropia. Estas dispersões na anisotropia atuam como mecanismos dissipativos e contribuem para a relaxação da magnetização, estando presentes na largura de linha de FMR. Como podemos obter informação sobre dispersões na anisotropia também através das curvas de magnetização, vamos fazê-lo para comparar os resultados, confirmando a credibilidade dos resultados obtidos via largura de linha.

Informações sobre dispersões na anisotropia podem ser obtidas pela derivada segunda da magnetização com relação ao campo aplicado perpendicularmente à direção do eixo de fácil de magnetização da amostra, no ramo do laço de histerese entre a saturação e a remanência da mesma [70] e [71], ou seja, $\Delta H_{disp} = -Hd^2m/dH^2$, onde $m = M/M_s$ é a magnetização reduzida e H é o campo aplicado. Em uma curva da derivada segunda da magnetização, respeitando-se o ramo da curva onde esta abordagem é válida (lembrando que o método é válido para amostras com anisotropia longitudinal ao seu eixo e que deve-se medir a magnetização na direção transversal a este eixo), é possível obter duas importantes informações a respeito da estrutura magnética da amostra estudada: (i) o máximo da curva ocorre no campo de anisotropia do sistema magnético e (ii) a largura da curva traz informações sobre a distribuição de campos de anisotropia. A Figura 6-13 apresenta a proposta curva para um filme [Py(200Å)Ag(50Å)]x15. Esta amostra foi escolhida para representar a forma como obter informação através deste método pois apresenta anisotropia longitudinal bem definida. Os parâmetros de interesse estão indicados no gráfico.

A Figura 6-14 sumariza os resultados obtidos via método da derivada segunda da magnetização para as amostras estudadas neste trabalho.

Outra técnica que permite avaliar o campo externo necessário para alinhar os momentos magnéticos na direção do eixo fácil de magnetização é a magnetoimpedância. A Figura 6-15 apresenta as curvas de magnetoimpedância para as diferentes amostras estudadas. A coluna da esquerda apresenta os resultados de MI para os filmes cujo corte foi longitudinal e a coluna da direita mostra estes resultados para o corte transversal. Todas as curvas apresentadas nesta figura foram obtidas para a frequência de 74 MHz. Assim como no caso dos microfios, a escolha desta frequência é baseada nos limites impostos pela frequência de relaxação de eventuais domínios na direção circunferencial e pelos efeitos da ressonância ferromagnética. Assim, as curvas de MI apresentadas foram obtidas em frequência suficientemente baixa para que se possa desconsiderar o efeito “skin” e alta o suficiente para que apenas a rotação da magnetização esteja contribuindo para a permeabilidade. Tomadas estas precauções pode-se

dizer que os picos nas curvas de MI estão associados ao campo de anisotropia. Pode-se observar nestas duas figuras também a variação da impedância com o campo aplicado.

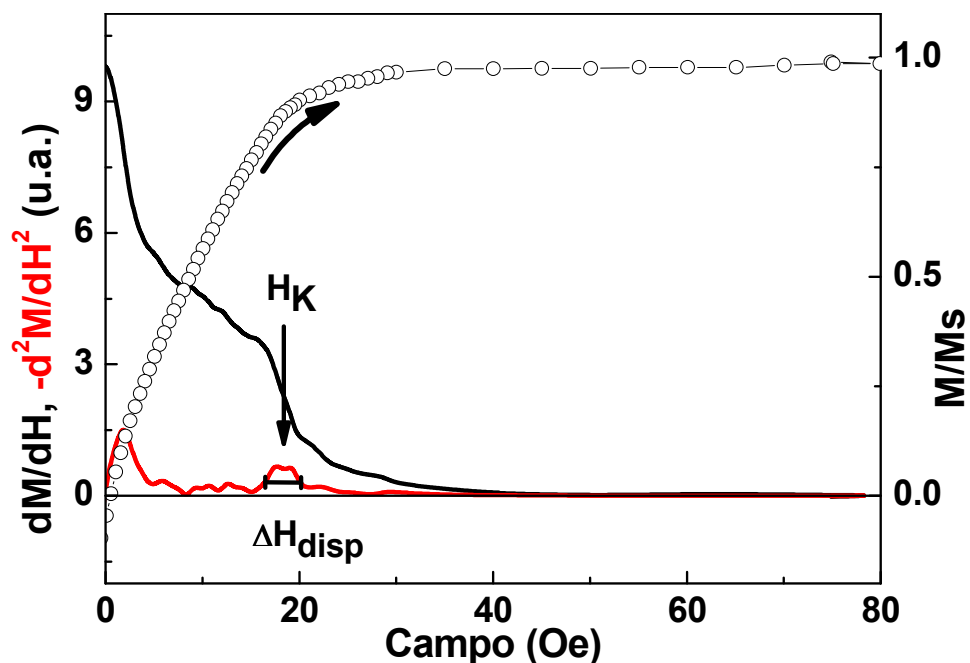


Figura 6-13: Ramo do laço de histerese medido perpendicularmente ao eixo fácil de magnetização, num filme de [Py(200Å)Ag(50Å)]x15, representado por símbolos. São apresentadas a derivada primeira (linha preta) e derivada segunda (linha vermelha) da magnetização e estão indicados no gráfico o campo de anisotropia e a dispersão de anisotropia obtidos por este método.

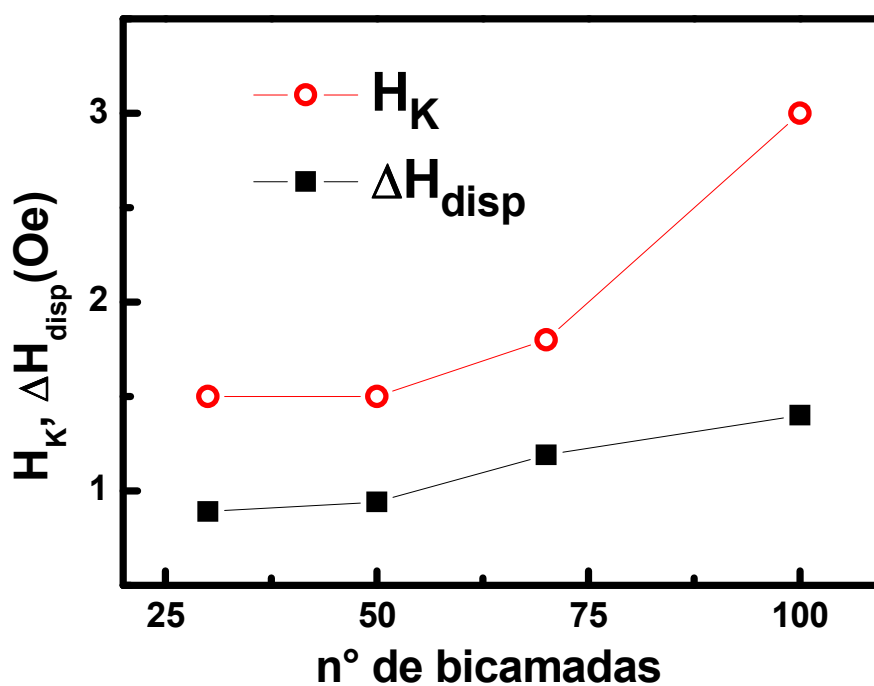


Figura 6-14: Campo de anisotropia H_K , e dispersão de anisotropia ΔH_{disp} , obtidos pelo método da derivada segunda da magnetização para os filmes estudados.

Observa-se, pelas curvas de MI, que as amostras cujo corte foi longitudinal em relação a direção de movimento do substrato sobre o canhão apresentam anisotropia longitudinal ao eixo da amostra. Esta informação é dada pela forma das curvas de MI, que é típica de uma amostra com anisotropia longitudinal: um pico único, independente da frequência de medida, f , desde que $f \ll f_{res}$. Já no caso do corte transversal, as formas das curvas de MI indicam a presença de anisotropia transversal ao eixo da amostra. Curvas de MI com picos duplos, centrados em $+e - H_K$ são curvas típicas de amostras com anisotropia transversal.

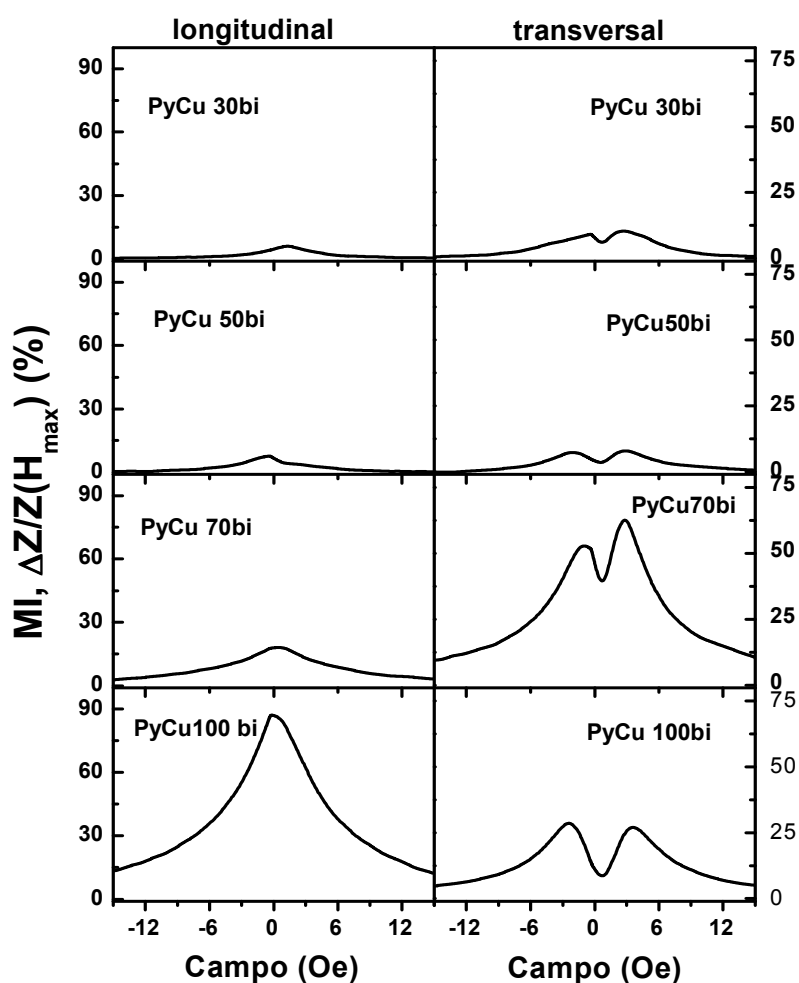


Figura 6-15: Curvas de magnetoimpedância. Evolução da MI com o aumento do número de bicamadas que constituem os filmes, apresentadas para o corte longitudinal (coluna esquerda) e para o corte transversal (coluna direita). Medidas a frequência de 74.5 MHz.

Em termos de amplitude de MI, para amostras cujo corte foi longitudinal, observa-se um aumento da mesma com o aumento do número de bicamadas. Este aumento é esperado pois a amplitude da MI é dependente da espessura [72] e da permeabilidade do filme. Por sua vez, a permeabilidade deve ser influenciada pela densidade de defeitos presentes no material e

pelo tamanho destes defeitos. A densidade de defeitos aumenta com o aumento da espessura mas o tamanho dos defeitos muda pouco. Os defeitos presentes no material promovem tensões internas e a distribuição destas tensões deverá influenciar o comportamento da permeabilidade magnética [73].

Quando se avalia amplitude de MI, para amostras cujo corte foi transversal, um aumento com a espessura dos filmes também é observado, exceto para a amostra PyCu 70bi, que apresenta variação maior que a amostra PyCu 100bi. Este comportamento pode estar associado a distribuição de tensões que modificam direções de anisotropias induzidas ocasionando mudanças na permeabilidade transversal.

A Figura 6-16 apresenta as relações de dispersão de FMR para todas as multicamadas estudadas. Observando-se a relação de dispersão de FMR, para as amostras estudadas cujo corte é longitudinal, pode-se notar um mínimo na frequência de ressonância próximo ao campo nulo. Como visto na caracterização magnética dos microfios, este tipo de curva para a dispersão de FMR, um mínimo em campo nulo, é característica de amostras com anisotropia longitudinal [49].

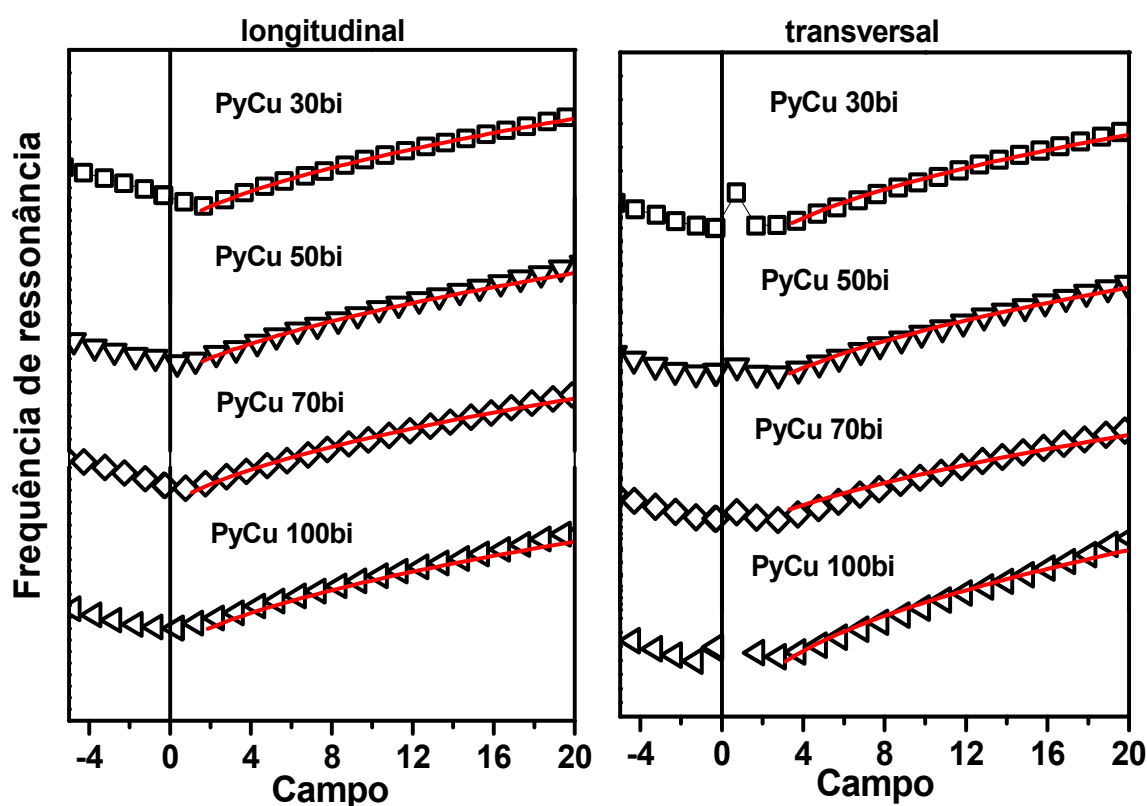


Figura 6-16: Relação de dispersão de FMR. Evolução da FMR para os filmes com diferente número de bicamadas. Os diferentes cortes estão apresentados nas colunas. Na coluna esquerda relação de dispersão de FMR da amostra corte longitudinal e na coluna direita relação de dispersão da amostra corte transversal. A linha contínua vermelha é um ajuste considerando o modelo de Smit e Beljers [15], conforme equação 2-48.

Os resultados apresentados na coluna direita deste gráfico apresentam a relação de dispersão de FMR das amostras cujo corte foi transversal. Estes resultados, com um mínimo próximo ao campo de anisotropia também no ramo de campos negativos, indicam a presença de anisotropia transversal ao eixo da amostra. As linhas vermelhas contínuas apresentadas na Figura 6-16 representam um ajuste considerando o modelo de Smit e Beljers e os parâmetros M_s e H_K obtidos neste ajuste são usados posteriormente para ajustar as larguras de linha de FMR.

6.3 LARGURA DE LINHA E RELAXAÇÃO DE SPIN

Esta seção está subdividida em duas partes. A primeira parte apresenta os resultados obtidos para microfios e a segunda apresenta os resultados obtidos para os filmes multicamadas. Em ambas as subseções serão apresentados os resultados de largura de linha de FMR, buscando-se obter as informações referentes aos mecanismos responsáveis pelo amortecimento da precessão da magnetização. Identificamos quais são estes mecanismos e qual a relevância de cada um deles para a relaxação magnética nas diferentes amostras estudadas.

6.3.1 RESULTADOS OBTIDOS PARA MICROFIOS

Aqui, são apresentados os resultados obtidos do estudo da largura de linha de FMR em microfios, os ajustes incluindo diferentes processos de relaxação e também a evolução destes processos com a tensão aplicada. Faz-se ainda um estudo das modificações impostas aos mecanismos de amortecimento da precessão da magnetização pelos diferentes tratamentos térmicos [74].

A Figura 6-17 apresenta os dados de onde são obtidas as larguras de linha. Estão sendo mostradas as componentes real e imaginária da impedância (triângulos fechados) com campo aplicado de 30 Oe, que são os dados obtidos diretamente do analisador de impedância. São apresentadas também as componentes real e imaginária da permeabilidade (círculos abertos) obtidas conforme já descrito no texto deste trabalho. Observa-se nesta figura a amplitude da

contribuição rotacional para a permeabilidade circunferencial, μ_{rot} , a frequência de ressonância, f_{res} , e a largura de linha em frequência, Δf .

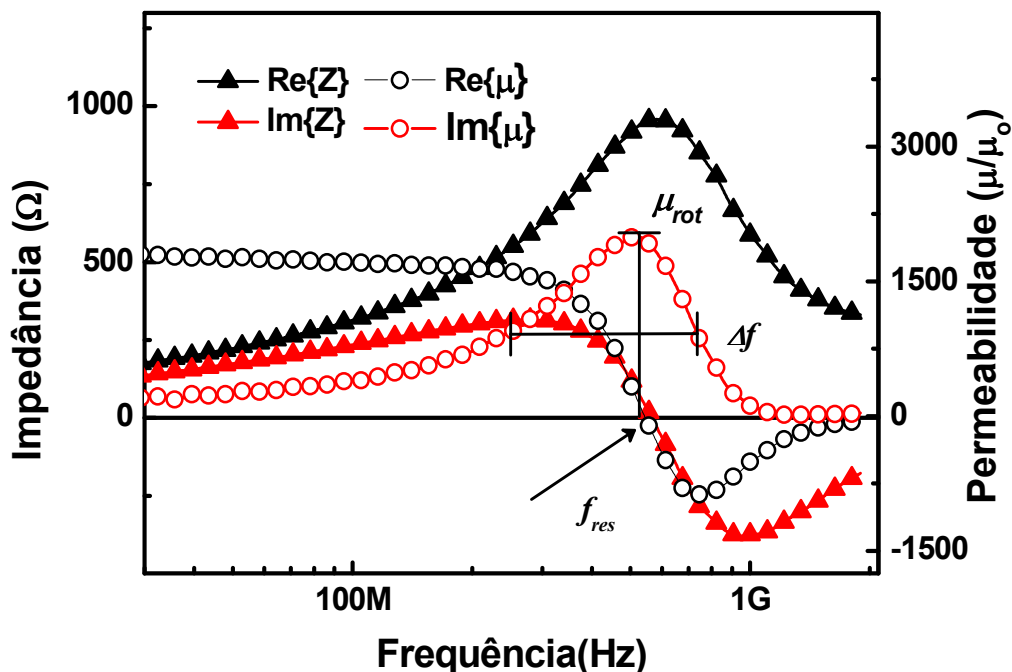


Figura 6-17: Medida típica das componentes real e imaginária da impedância (triângulos fechados) para um microfio amorfo, CoFeSiB, com campo aplicado de 30 Oe. Também são apresentadas as componentes real e imaginária da permeabilidade intrínseca (círculos abertos), bem como a amplitude da contribuição rotacional para a permeabilidade circunferencial, μ_{rot} , a frequência de ressonância, f_{res} , e a largura de linha em frequência, Δf .

A Figura 6-18 apresenta separadamente cada um dos mecanismos considerados como contribuindo para a relaxação da magnetização e a sua dependência com o campo aplicado. Neste trabalho serão considerados mecanismos relevantes para o amortecimento da precessão da magnetização as contribuições de Gilbert, equação 2-51, o amortecimento devido a espalhamento de mágnons, equação 2-95, e a contribuição devido a dispersões de anisotropia, equação 2-56. A linha sólida na Figura 6-18 é a soma quadrática destes três mecanismos de amortecimento que atuam na relaxação da precessão da magnetização. O procedimento para a realização dos ajustes da largura de linha é feito por partes. Primeiro, M_S e H_K são obtidos dos ajustes das medidas de f_{res} versus H à teoria de FMR e, com estes parâmetros fixos, os dados de Δf são ajustados com uma soma dos três parâmetros que representam os mecanismos de amortecimento considerados. Os ajustes foram feitos para $H > H_K$.

Na seção 2.2 deste trabalho discutimos os principais mecanismos que devem ser considerados para o amortecimento da precessão da magnetização. No entanto, na parte experi-

mental, alguns destes mecanismos não são considerados e há uma razão para isso. O termo de amortecimento devido a inhomogeneidades na distribuição do campo rf [32] não é relevante no caso estudado pois este campo está associado a corrente de medida da impedância. Como as amostras são cilíndricas e a corrente de medida está aplicada ao longo do eixo do microfio, o campo rf é circunferencial e homogêneo distribuído sobre todo o volume da amostra, sendo limitado apenas pelo efeito “skin”. Outro termo de amortecimento citado no texto e que não foi considerado nos dados experimentais é o termo devido à correntes parasitas [19]. Este termo de amortecimento não é levado em conta nos ajustes, no caso estudado, pois as medidas de largura de linha de FMR são obtidas dos dados de permeabilidade circunferencial intrínseca e, basicamente, o procedimento utilizado para obter as curvas de permeabilidade já leva em conta este efeito. Assim, justifica-se a presença de apenas três parâmetros nos ajustes da largura de linha de FMR.

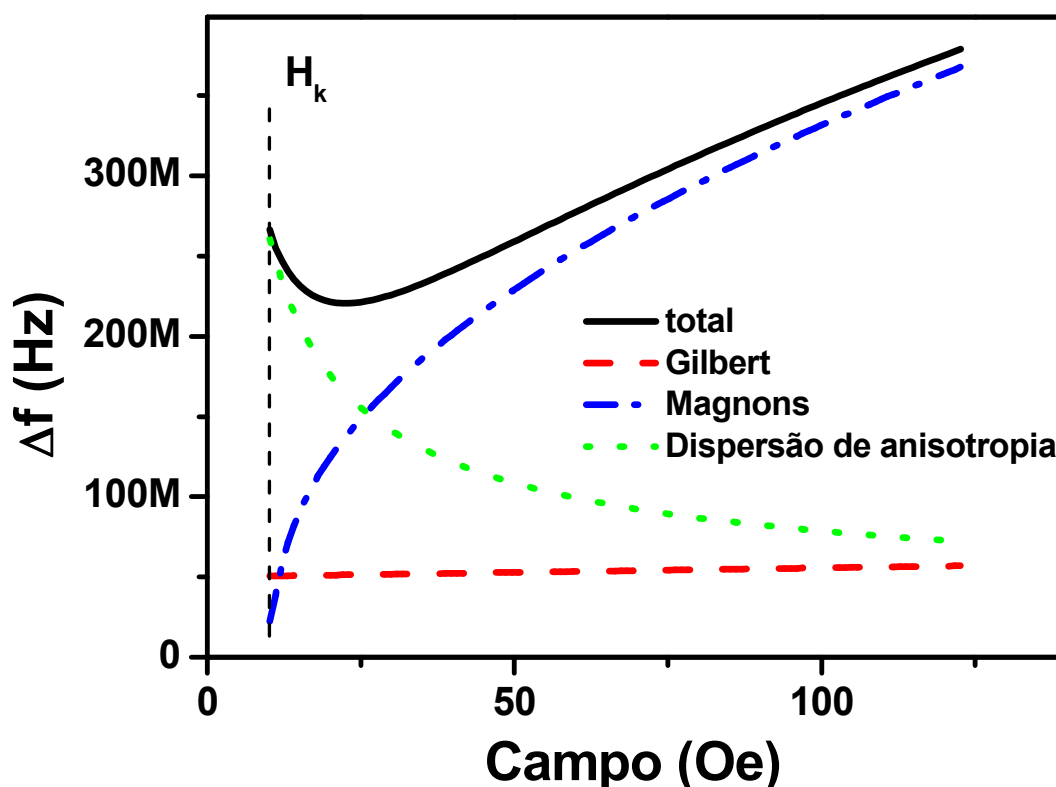


Figura 6-18: Dependência com o campo aplicado da contribuição de cada mecanismo de amortecimento à largura de linha de FMR: a linha vermelha tracejada apresenta a contribuição do termo de Gilbert, a linha verde pontilhada apresenta a contribuição da dispersão de anisotropia, e a linha azul com traço e ponto representa a contribuição do espalhamento de mágnons à largura de linha. A linha sólida é a soma quadrática destes três mecanismos de amortecimento.

Como já mencionado no texto, o termo de Gilbert está sempre presente, mesmo em uma amostra perfeita, pois este termo é devido a interações fundamentais que dão origem ao magnetismo, tais como interação de troca e acoplamento spin-órbita [75]. A largura de linha em frequência devido ao termo de Gilbert pode ser escrita conforme a equação 2-51. Desta expressão pode-se ver que este termo contribui ao alargamento da linha de ressonância variando de forma linear com o campo aplicado, como também pode ser observado na Figura 6-18.

Dispersões na anisotropia da amostra fazem surgir ressonâncias locais. Diferentes porções da amostra podem apresentar diferentes campos de anisotropia e estas porções podem ressonar a diferentes frequências para um mesmo valor de campo aplicado, resultando em um alargamento adicional da linha de ressonância. O alargamento na linha de ressonância associado com dispersões da anisotropia pode ser descrito pela expressão 2-56. Desta expressão pode-se notar que a principal característica deste mecanismo de amortecimento, no caso de amostras com anisotropia transversal, é um máximo em $H = H_K$, o que também é observado na Figura 6-18.

Em um experimento de FMR, na frequência de ressonância para um dado valor de campo aplicado, assume-se que todos os spins da amostra precessam no modo uniforme com vetor de onda $\mathbf{k} = 0$. No entanto, inomogeneidades presentes na amostra podem espalhar um mágnon de frequência f e vetor de onda $\mathbf{k} = 0$ em outro mágnon com a mesma frequência f mas com vetor de onda $\mathbf{k} \neq 0$, resultando em um alargamento adicional à linha de ressonância [76]. Estas inomogeneidades podem ser espaciais, significando diferentes campos de anisotropia locais, ou ainda podem ser inomogeneidades na interação de troca local. Para avaliar a contribuição do espalhamento de mágnons à largura de linha é necessário descrever sua relação de dispersão e descrever também como cada inomogeneidade contribui para o espalhamento, conforme discutido na seção intitulada espalhamento de mágnons. Apesar do modelo de Arias e Mills [29] calcular o termo de amortecimento devido a mágnons para o caso específico de filmes finos, os autores chamam atenção de que a assinatura deste espalhamento está no termo $\text{sen}^{-1} \left[\sqrt{H / (B + H_K)} \right]$, que tem origem na natureza da dispersão das ondas de spin e que não é influenciado por detalhes da matriz de espalhamento. A expressão 2-95 foi utilizada para ajustar os dados relacionados ao amortecimento devido a espalhamento de mágnons. A forma como este termo contribui para o alargamento da linha de FMR está apresentada na Figura 6-18.

Como os mecanismos de amortecimento apresentam um comportamento diferente com o campo magnético aplicado, espera-se que da análise da dependência de Δf com o campo seja possível separar a contribuição de cada um destes mecanismos de amortecimento atuando na relaxação da precessão da magnetização dos microfios e avaliar sua evolução com a tensão aplicada e com o tratamento térmico.

A Figura 6-19 apresenta os dados de Δf versus H para o conjunto de amostras estudadas e diferentes tensões aplicadas. A linha sólida representa os ajustes incluindo os três mecanismos de amortecimento descritos anteriormente. É interessante notar quão sensível é a largura de linha em frequência à presença de anisotropia no material. Os máximos nas curvas de Δf versus H ocorrem no campo de anisotropia. Com a aplicação da tensão, algumas amostras apresentam dois máximos que confirmam a existência de duas regiões da amostra com diferentes anisotropias, como já discutido na seção anterior, na relação de dispersão de FMR, Figura 6-5. Porém, a presença destas regiões com diferentes anisotropias é mais evidente nas curvas de largura de linha.

Na Figura 6-19 pode-se observar que os ajustes são bons na região de campo em que as expressões de trabalho são válidas ($H > H_K$). Para todas as amostras, observa-se o aumento do campo de anisotropia com a tensão aplicada. A presença de duas regiões com diferentes anisotropias pode ser observada em todas as amostras, exceto na amostra AC500. Mas, a tensão necessária para induzir tal estrutura de domínios é maior para a amostra AC100 (~90 MPa) do que para 150DC (~70 MPa) e 250DC (~50 MPa).

O mecanismo de amortecimento de Gilbert, obtido dos ajustes de Δf , não apresenta uma dependência clara com a temperatura de tratamento, apresentando valores entre 0.02 e 0.035 para as amostras estudadas. Ainda, a tensão aplicada não influencia este termo de amortecimento. Este comportamento é esperado pois o mecanismo de amortecimento de Gilbert está associado às interações locais fundamentais do magnetismo, como citado anteriormente.

A Figura 6-20 apresenta a contribuição de dispersões na anisotropia à largura de linha de FMR. Esta contribuição é obtida dos ajustes apresentados na Figura 6-19. Para valores baixos de tensão aplicada, entre 0 e ~40 MPa, as amostras apresentam valores de ΔH_K similares e quase constantes. Quando as amostras são submetidas a tensões maiores, observa-se um aumento no valor de ΔH_K . Este aumento do alargamento da linha de ressonância, devido à dispersões na anisotropia com a tensão aplicada, pode ser atribuído ao surgimento da segunda casca magnetizada circunferencialmente, uma vez que ambas as regiões contribuem de forma semelhante para a largura de linha de ressonância, conforme descrito pela equação 2-56.

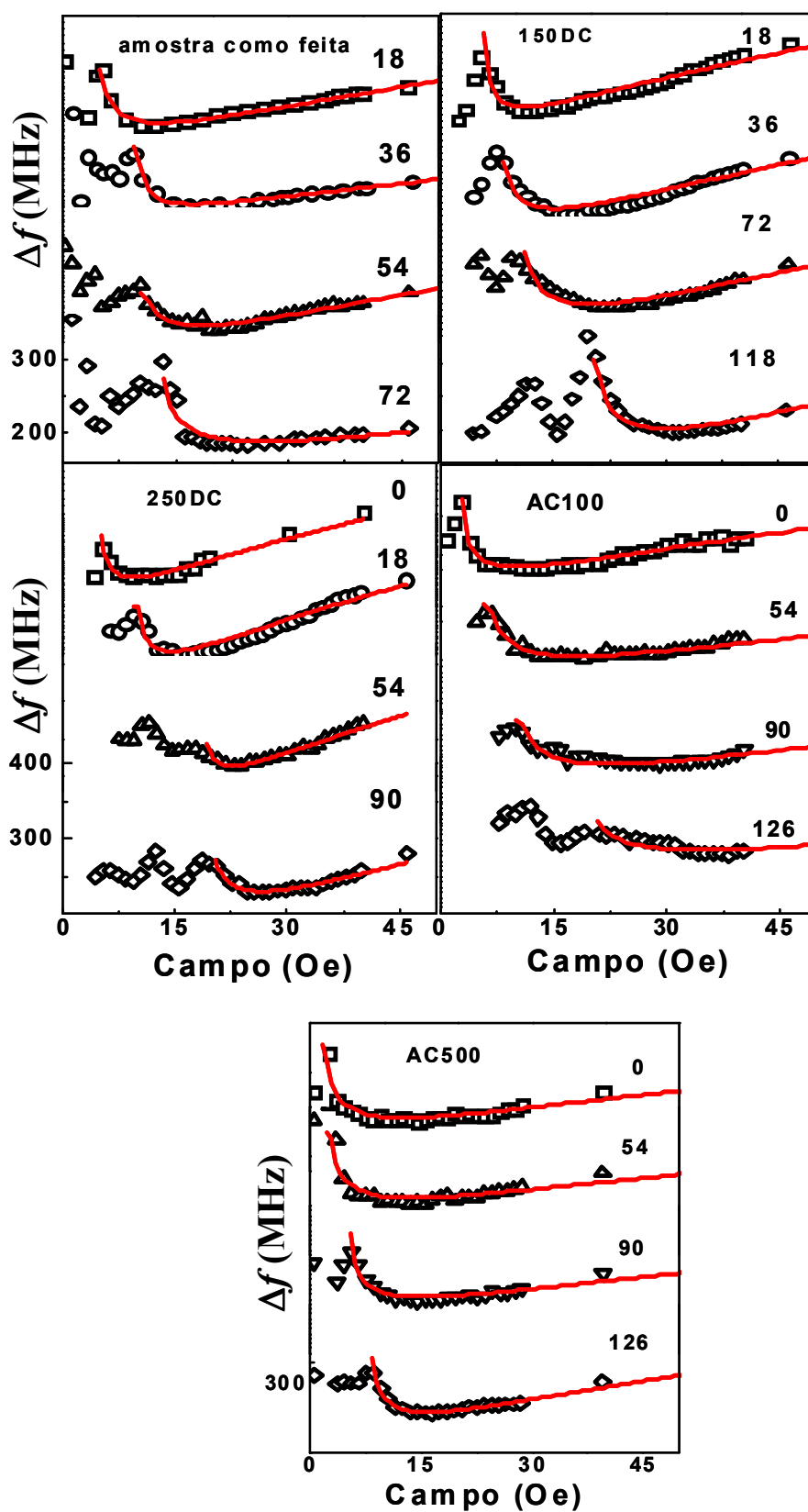


Figura 6-19: Largura de linha de FMR *versus* campo aplicado para todos os microfios estudados. Observa-se o efeito da tensão aplicada às medidas de largura de linha de FMR. Os símbolos representam os dados experimentais e as linhas sólidas são os ajustes incluindo os três mecanismos de amortecimento: Gilbert, mágnons e dispersão de anisotropia. A tensão equivalente a cada curva (em MPa) está indicada numericamente à direita e acima de cada curva que compõe os gráficos.

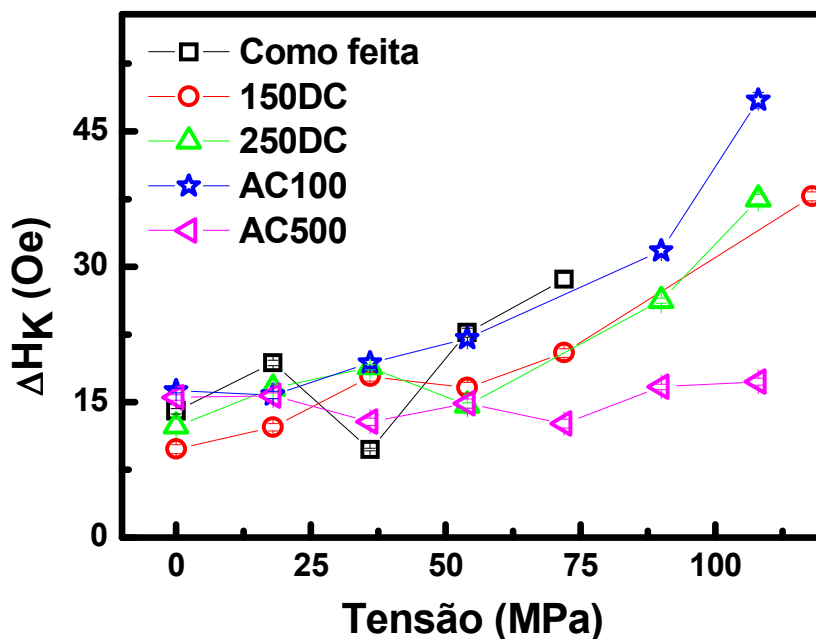


Figura 6-20: Evolução das dispersões na anisotropia com a tensão aplicada para todos os microfios estudados.

A contribuição do espalhamento de mágnons à largura de linha em frequência é apresentada na Figura 6-21. Sabendo que o espalhamento de mágnons se dá devido a presença de inomogeneidades topológicas e magnéticas, pode-se creditar parte desta contribuição à rugosidades na interface metal-vidro, que está sempre presente nas amostras estudadas.

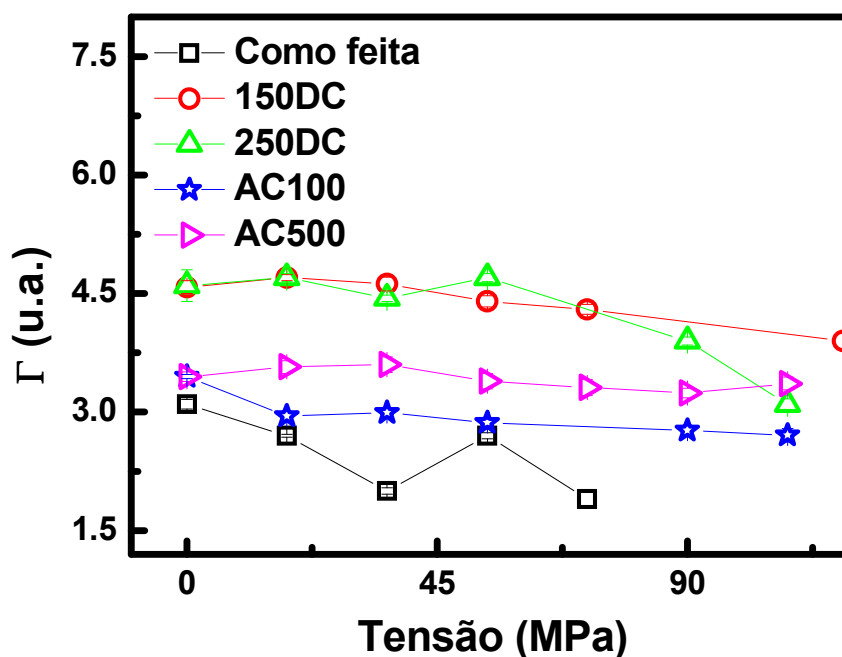


Figura 6-21: Contribuição do espalhamento de mágnons à largura de linha de FMR. Evolução com a tensão aplicada para todas as amostras estudadas.

Quando se observa o efeito da tensão aplicada no termo de amortecimento devido ao espalhamento de mágnons percebe-se uma pequena redução no valor de Γ com o aumento da tensão aplicada. Esta redução pode ser explicada pelo melhor alinhamento da casca externa com a direção circunferencial [65] reduzindo portanto parte das inomogeneidades magnéticas.

Avaliando o efeito do tratamento térmico no comportamento do parâmetro Γ , observa-se um aumento da contribuição de mágnons com o tratamento térmico, comparando-se as amostras tratadas com a amostra como feita. Ainda, este aumento é maior para o tratamento *DC*, comparado com os efeitos do tratamento *ac*. A principal característica dos materiais amorfos é a ausência de ordem estrutural de longo alcance, no entanto, existem unidades randomicamente orientadas que apresentam ordem de curto alcance. Esta ausência de anisotropia cristalina é responsável pelas propriedades magnéticas macias deste tipo de materiais. O comportamento magnético médio é determinado principalmente pela anisotropia magnetoelástica intrínseca cuja origem está no acoplamento entre as tensões internas armazenadas durante o processo de fabricação e a magnetização local, através da magnetostricção. Em geral as propriedades magnéticas podem ser melhoradas pelo tratamento térmico a temperaturas inferiores à temperatura de cristalização. Neste caso a tensão interna e, conseqüentemente, a anisotropia magnetoelástica, são reduzidas. Durante o tratamento, suficiente energia térmica é fornecida ao material, promovendo pequenas modificações nas posições dos átomos e ocasionando a nucleação de grãos cristalinos [77]. Como o material continua em sua fase amorfa após o tratamento térmico, um aumento no tamanho de grãos significa aumentar o tamanho médio das inomogeneidades presentes na amostra. Na referência [20] os autores mostram que a contribuição do espalhamento de mágnons à largura de linha de FMR é fortemente influenciada pelo tamanho de grão. Desta forma, o aumento nas inomogeneidades devido à nucleação de grãos cristalinos promovida pelo tratamento térmico é o mecanismo responsável pelo aumento nos valores de Γ para as amostras tratadas, em comparação com a amostra como feita.

6.3.2 RESULTADOS OBTIDOS PARA FILMES

Nesta subseção são apresentados os resultados obtidos das medidas de largura de linha de FMR para os filmes estudados. Para este conjunto de amostras, apresentamos os ajustes

incluindo os diferentes processos de relaxação e também a evolução destes processos com o número de bicamadas que compõem as amostras.

A Figura 6-22 apresenta os dados de onde são obtidas as frequências de ressonância e as larguras de linha para os filmes. São mostradas as componentes real e imaginária da permeabilidade com campo aplicado de 14 Oe. Estes dados são obtidos conforme descrito no texto deste trabalho. Observa-se nesta figura a amplitude da contribuição rotacional para a permeabilidade circunferencial, μ_{rot} , a frequência de ressonância, f_{res} , e a largura de linha em frequência, Δf .

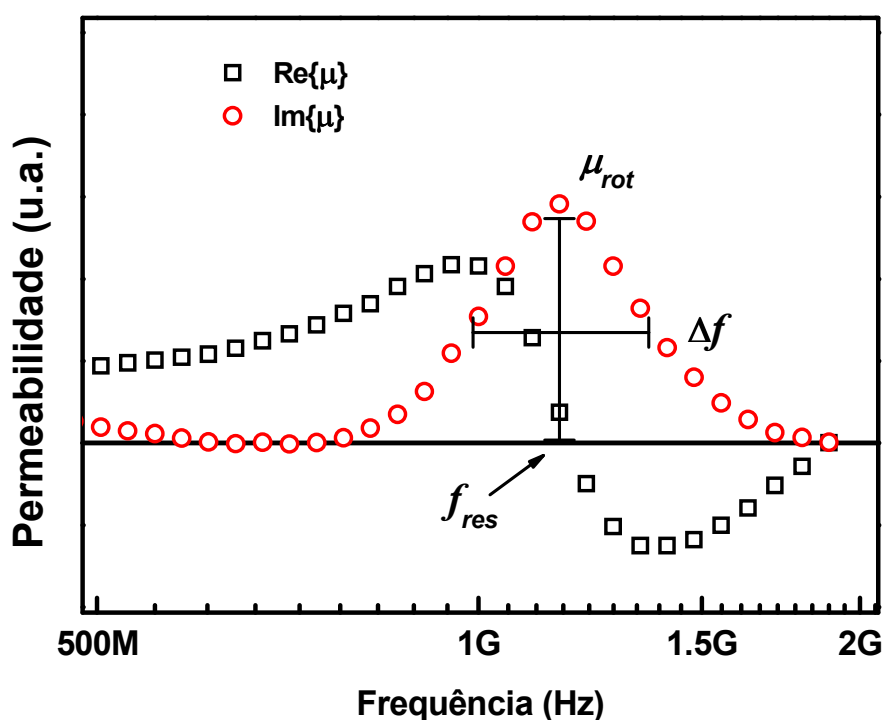


Figura 6-22: Medida típica das componentes real e imaginária da permeabilidade, μ' e μ'' , para o filme multicamada [Py(100Å)Cu(25Å)]x30, corte longitudinal, com campo aplicado de 14 Oe. Também são apresentadas a amplitude da contribuição rotacional para a permeabilidade circunferencial, μ_{rot} , a frequência de ressonância, f_{res} , e a largura de linha em frequência, Δf .

A Figura 6-23 apresenta, separadamente, cada um dos mecanismos de amortecimento que estão sendo considerados como contribuindo para a relaxação da magnetização dos filmes e sua dependência com o campo aplicado. São considerados mecanismos relevantes para o amortecimento da precessão da magnetização nos filmes o amortecimento de Gilbert, o amortecimento devido a espalhamento de mágnons e o amortecimento devido a dispersões de anisotropia. A linha sólida na Figura 6-23 é a soma quadrática destes três mecanismos de amortecimento. Assim como no caso dos microfios, no caso dos filmes o procedimento para a rea-

lização dos ajustes da largura de linha é feito por partes. Aqui, primeiramente obtém-se M_s e H_K dos ajustes das medidas de f_{res} versus H à teoria de FMR. H_K é também obtido pelo método da derivada segunda da magnetização apresentando valores muito próximos aos anteriores. Com estes parâmetros fixos, os dados de Δf são ajustados com uma soma dos três mecanismos de amortecimento considerados. Novamente, os ajustes foram feitos para $H > H_K$, região onde são válidas as expressões utilizadas para o ajuste.

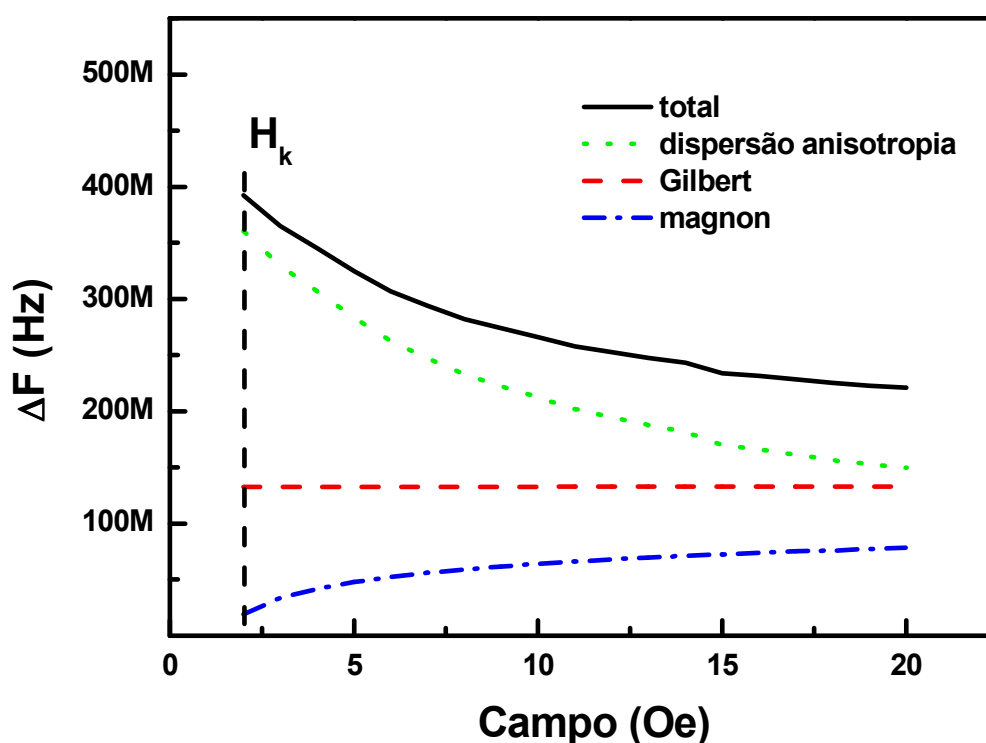


Figura 6-23: Dependência da contribuição de cada mecanismo de amortecimento à largura de linha de FMR com o campo aplicado: a linha vermelha tracejada apresenta a contribuição do termo de Gilbert, a linha verde pontilhada apresenta a contribuição da dispersão de anisotropia e a linha azul com traço e ponto representa a contribuição do espalhamento de mágns à largura de linha de FMR. A linha sólida é a soma quadrática destes três mecanismos de amortecimento.

Na apresentação dos resultados referentes aos microfios vimos que alguns dos mecanismos de amortecimento que podem estar presentes atuando na dissipação da energia de sistemas magnéticos, e que foram discutidos na parte teórica do trabalho, não foram considerados na parte experimental. No caso dos filmes, as mesmas justificativas continuam válidas. O termo de amortecimento devido a inhomogeneidades na distribuição do campo rf [32] não é relevante no caso estudado pois o campo rf está associado a corrente de medida da impedância. A corrente de medida está aplicada ao longo do eixo do filme e o campo rf associado a ela pode ser considerado como estando homogeneamente distribuído sobre todo o volume da a-

mostra, sendo limitado apenas pelo efeito “skin”. Os efeitos de borda podem ser desconsiderados [78]. Outro mecanismo de amortecimento citado no texto e que também não foi considerado nos dados experimentais obtidos para filmes é o termo devido à correntes parasitas [19], lembrando que as medidas de largura de linha de FMR são obtidas dos dados de permeabilidade circunferencial intrínseca. Assim, justifica-se a presença de apenas três parâmetros nos ajustes do alargamento de linha de FMR para os filmes estudados.

A contribuição do termo de amortecimento de Gilbert à largura de linha em frequência no caso dos filmes é, igualmente ao caso dos microfios, descrita pela equação 2-51. A variação deste parâmetro com o campo aplicado é pequena e linear.

Tanto dispersões na amplitude da anisotropia como na orientação da mesma podem fazer surgir ressonâncias locais. Para o caso estudado observou-se que os efeitos de anisotropias locais eram bem descritos pela expressão 2-56 que considera dispersões na amplitude da anisotropia. Desta expressão pode-se notar que a principal característica deste mecanismo de amortecimento é ter um máximo em $H = H_K$, o que também é observado na Figura 6-23.

Por fim, para o ajuste dos dados de largura de linha de FMR em filmes finos magnéticos considerou-se também o espalhamento de mágnons. Da mesma forma que na subseção anterior considerou-se a presença de inomogeneidades atuando como centros de espalhamento de mágnons, inicialmente com vetor de onda $\mathbf{k} = 0$ e frequência f , em mágnons com vetor de onda $\mathbf{k} \neq 0$ e mesma frequência f [76]. A contribuição deste processo de espalhamento de mágnon ao alargamento da linha de ressonância foi avaliada segundo o modelo de Arias e Mills [29], pela expressão 2-95. A forma como este termo contribui para o alargamento da linha de ressonância está apresentada na Figura 6-23.

Em uma comparação entre os resultados obtidos para cada conjunto de amostras, microfios e filmes, nota-se que a contribuição de cada mecanismo de amortecimento para a relaxação magnética é característica de cada amostra estudada. No caso dos microfios, a relevância de cada mecanismo é fortemente influenciada pela variação do campo magnético aplicado enquanto que para os filmes estas variações não acontecem tão significativamente. Para os microfios, quando o campo aplicado está próximo do campo de anisotropia, o principal mecanismo contribuindo para o alargamento da linha de ressonância é a dispersão de anisotropias e, para campos mais elevados, a principal contribuição para o alargamento vem do espalhamento de mágnons. Para os filmes, o principal mecanismo responsável pelo amortecimento da precessão da magnetização é a dispersão de anisotropia, mesmo para campos mais intensos.

A Figura 6-24 apresenta os dados de Δf versus H para o conjunto de filmes estudados. As linhas sólidas representam os ajustes incluindo os três mecanismos de amortecimento des-

critos anteriormente. É interessante notar que, assim como no caso dos microfios, a largura de linha em frequência dos filmes é bastante sensível à presença de anisotropia no material. Os máximos nas curvas de Δf versus H ocorrem no campo de anisotropia. Os ajustes são relativamente bons, na região de campo em que são realizados. Infelizmente, para campos mais intensos que os apresentados, as amostras entram em ressonância em frequências acima do limite do aparato experimental utilizado.

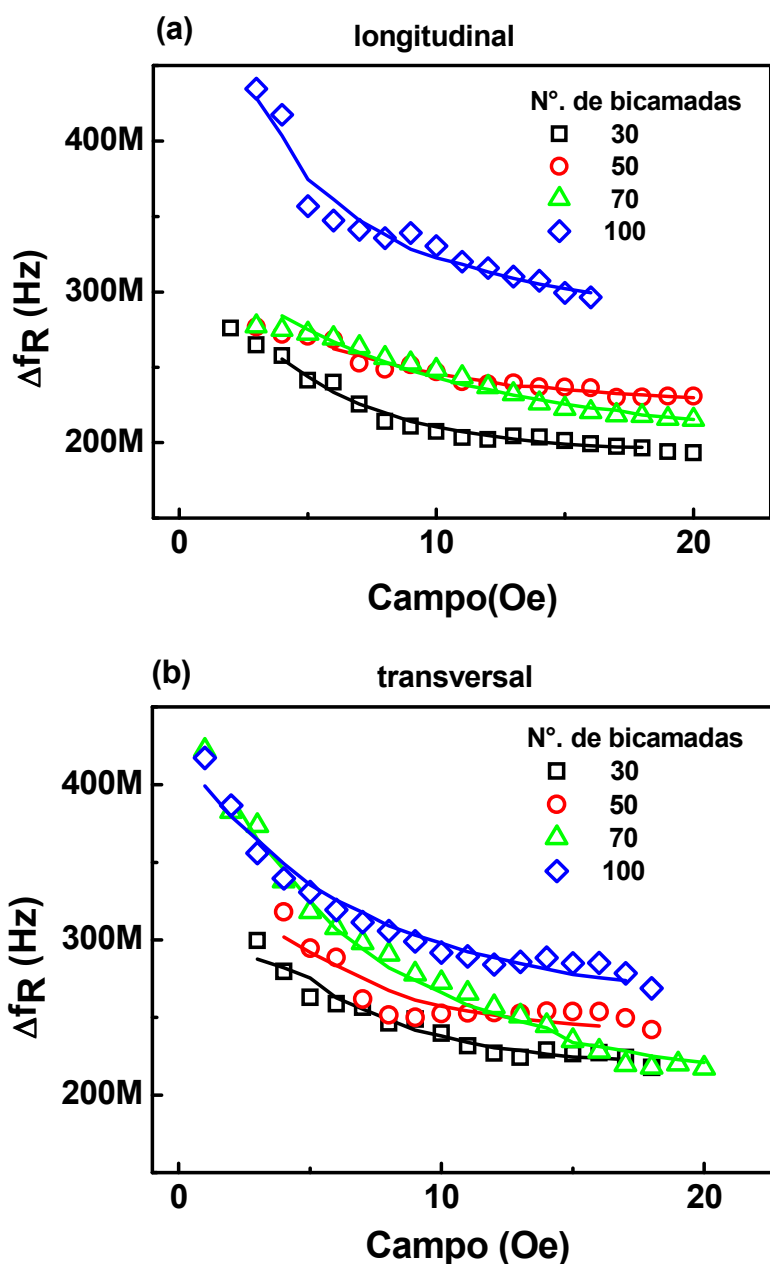


Figura 6-24: Largura de linha versus campo aplicado para todos os filmes estudados. A figura (a) apresenta os resultados para as amostras denominadas corte longitudinal e a figura (b) traz os resultados para corte transversal. Observa-se o efeito da variação do número de bicamadas que compõem os filmes às medidas de largura de linha de FMR. Os símbolos representam os dados experimentais e as linhas sólidas são os ajustes incluindo os três mecanismos de amortecimento: Gilbert, mágnons e dispersão de anisotropia.

O mecanismo de amortecimento de Gilbert, obtido dos ajustes de Δf , não apresenta uma dependência clara com o número de bicamadas sendo praticamente constante para todos os filmes estudados e com valor bem próximo a 0,001.

A Figura 6-25 apresenta a contribuição de dispersões na anisotropia à largura de linha de FMR obtida pelo ajuste considerando a equação 2-56, para amostra com corte longitudinal e para amostra cujo corte foi transversal. Observa-se também nesta figura, representada por símbolos cheios, a contribuição de dispersões da anisotropia obtida pelo método da derivada segunda da magnetização, para o corte transversal.

Observa-se um aumento das dispersões de anisotropia com o aumento do número de bicamadas PyCu. Este aumento é esperado pois o “ripple” na magnetização é uma assinatura de inhomogeneidades presentes na amostra. Com o aumento do número de bicamadas aumenta o número de regiões de interface onde existem rugosidades, além disso, na medida em que as bicamadas vão sendo crescidas essa rugosidade aumenta. Rugosidades atuam como inhomogeneidades, contribuindo para a maior dispersão de anisotropia [78].

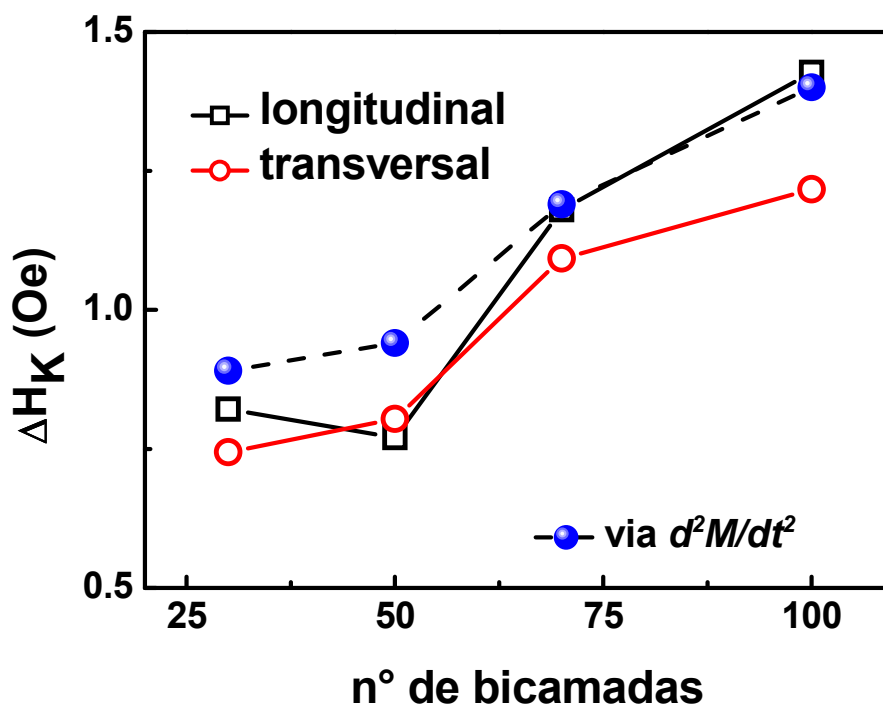


Figura 6-25: Contribuição de dispersões na anisotropia ao alargamento da linha de ressonância em função do número de bicamadas Py/Cu nos filmes estudados. Os símbolos vazios são os resultados obtidos pelo ajuste da largura de linha de FMR para os cortes longitudinal e transversal. Os símbolos cheios mostram a contribuição de dispersões na anisotropia obtida pelo método da derivada segunda da magnetização, para o corte transversal.

Outra observação a fazer na Figura 6-25 é quanto a diferença observada entre os resultados obtidos para as amostras longitudinal e transversal. Trabalhos que investigam a variação de anisotropia com o ângulo medido [79, 80] dão conta de que a contribuição de dispersões na anisotropia à largura de linha de FMR deveria ser a mesma para $\phi = 0^\circ$ ou $\phi = 90^\circ$. Nestes mesmos trabalhos pode-se observar que esta contribuição é bastante sensível a variações angulares. Portanto, a diferença que observamos entre os dois conjuntos de amostras, longitudinal e transversal, indica uma imprecisão no corte das amostras.

A contribuição do espalhamento de mágnons à largura de linha em frequência é apresentada na Figura 6-26. O espalhamento de mágnons, assim com as dispersões na anisotropia, também é um mecanismo de relaxação imposto por inhomogeneidades presentes na amostra. Observa-se o aumento do termo que dá a contribuição do espalhamento de mágnons com o aumento do número de bicamadas, uma indicação de que as rugosidades nas interfaces são os principais responsáveis pelo espalhamento de mágnons.

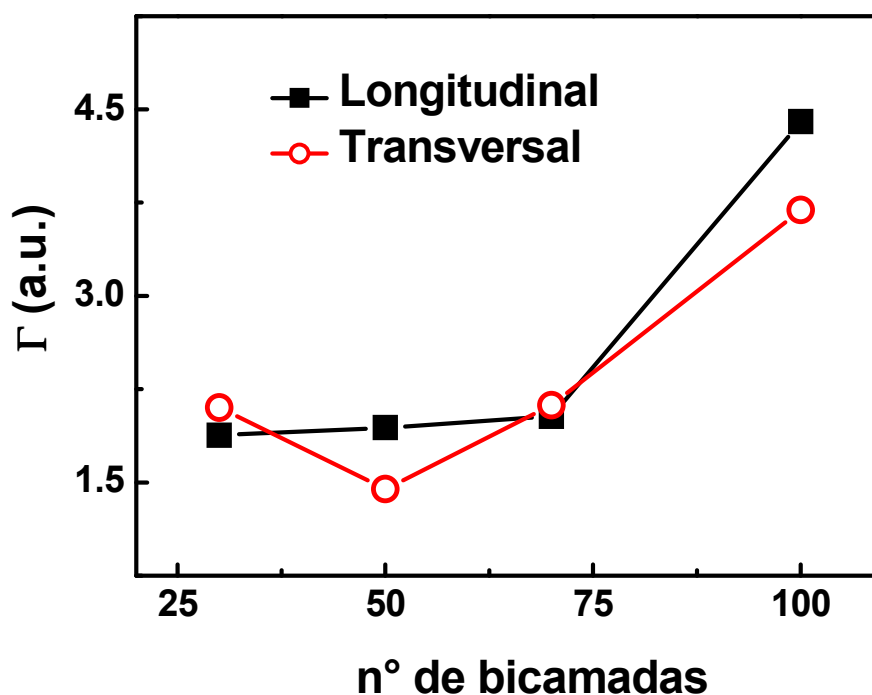


Figura 6-26: Contribuição do espalhamento de mágnons à largura de linha de FMR. Evolução com o número de bicamadas para os cortes longitudinal e transversal.

7 CONCLUSÕES

Neste trabalho apresentamos um estudo da relaxação magnética em microfios amorfos recobertos por vidro e em filmes multicamadas de PyCu. O estudo se deu pela observação da largura de linha de FMR. Identificamos os principais mecanismos que contribuem para o amortecimento da magnetização e avaliamos como estes mecanismos de amortecimento evoluem. No caso dos microfios observou-se a variação dos mecanismos de amortecimento associados a precessão da magnetização quando a estrutura magnética das amostras é modificada. Para tal, os microfios foram submetidos a diferentes tratamentos térmicos e suas características magnéticas determinadas com a aplicação de tensão mecânica. No caso dos filmes avaliou-se a evolução dos mecanismos de amortecimento com o número de bicamadas, ou seja, as modificações impostas por um maior número de interfaces nas amostras.

Em ambos os conjuntos de amostras estudadas observou-se que os principais mecanismos que contribuem para o alargamento da linha de ressonância são: amortecimento de Gilbert, dispersões na anisotropia e espalhamento de mágnons.

O termo de amortecimento de Gilbert contribui ao alargamento da linha de ressonância de forma linear com o campo e não apresenta uma dependência clara com a temperatura de tratamento e tensão aplicada, no caso dos microfios, nem com o número de bicamadas, no caso dos filmes.

A contribuição ao alargamento na linha de ressonância devido a dispersões da anisotropia apresenta, como principal característica, um máximo em $H=H_K$ para ambas as geometrias estudadas quando o campo aplicado é ortogonal à direção de anisotropia. A largura de linha de ressonância se mostra bastante sensível às anisotropias presentes no material. Este mecanismo de amortecimento contribui de forma similar e quase constante para todos os microfios quando submetidos a tensões inferiores a 40 MPa. Para tensões mais elevadas observa-se um aumento desta contribuição ao alargamento da linha de ressonância, o que está associado ao surgimento de uma segunda camada magnética circunferencialmente magnetizada. No caso dos filmes observa-se um aumento das dispersões de anisotropia com o aumento do número de bicamadas indicando que as regiões de interfaces entre camadas magnéticas são inhomogêneas, ou seja, apresentam algum tipo de rugosidade.

O espalhamento de mágnons é devido à inomogeneidades topológicas e magnéticas. No caso dos microfios estudados pode-se creditar parte desta contribuição às rugosidades na interface metal-vidro. O efeito da tensão aplicada é uma pequena redução na contribuição do espalhamento de mágnons ao alargamento da linha de ressonância. Esta redução na contribuição do espalhamento de mágnons com a tensão pode ser explicada pelo melhor alinhamento de diferentes regiões da casca externa com a direção circunferencial. Ainda no caso dos microfios, quanto ao tratamento térmico, observa-se um aumento do termo de amortecimento devido a espalhamento de mágnons quando as amostras são submetidas a tratamento térmico. Ainda, este aumento é maior para o tratamento *DC*, comparado com os efeitos do tratamento *ac*. A explicação para esse fato pode estar relacionada a menor quantidade de inomogeneidades internas nas amostras *ac* comparadas com as *DC*, fato que está intimamente relacionado à magnetostricção apresentada pelas amostras. No caso dos filmes, observa-se o aumento do termo que dá a contribuição do espalhamento de mágnons com o aumento do número de bicamadas, uma indicação de que as rugosidades nas interfaces são os principais atuantes no espalhamento de mágnons.

Ao final deste trabalho conseguiu-se estabelecer uma ferramenta confiável para determinar e separar os diferentes mecanismos responsáveis pela relaxação de spin nos materiais estudados. A observação de que as interfaces são os principais mecanismos de amortecimento nos filmes multicamadas abre caminho para um estudo mais detalhado das interfaces em sistemas com exchange bias, por exemplo, que são sistemas nos quais a qualidade da interface influencia diretamente no acoplamento entre as camadas Ferro-Antiferromagnéticas.

REFERÊNCIAS

-
- [1] WOLF, S. A. Spintronics: a spin-based electronics vision for the future. **Science**, v. 294, p. 1488, 2001.
- [2] TUDOSA, I. et al. The ultimate speed of magnetic switching in granular recording media, **Nature**, v. 424, p. 831, 2004.
- [3] GERRITS, T. et al. Ultrafast precessional magnetization reversal by picosecond magnetic field pulse shaping. **Nature**, v. 418, p. 509, 2002.
- [4] SKUBIC, B. Spin Dynamics e Magnetic Multilayers, dissertation presented at Uppsala University, Acta Universitatis Upsaliensis, Editor: The Dean of the Faculty of Science and Technology, 2007.
- [5] QIAN, Z. e VIGNALE, G. Spin dynamics from time-dependent spin-density-functional theory. **Phys. Rev. Lett.**, v. 88, p. 056404, 2002.
- [6] VIGNALE, G e KOHN, W. Current-Dependent Exchange-Correlation Potential for Dynamical Linear Response Theory. **Phys. Rev. Lett.**, v.77, p.2037, 1996.
- [7] LANDAU, L. D. e LIFSHITZ, E. M. Theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies. **Phys. Z. Sowjetunion**, v.8, p.153, 1935.
- [8] GILBERT, T. L. A Lagrangian formulation of the gyromagnetic equation of the magnetic field. **Phys. Rev.**, v.100, p. 1243, 1955.
- [9] KIKUCHI, R. On the Minimum of Magnetization Reversal Time. **J. Appl. Phys.**, v.27, p.1352, 1956.
- [10] MALLINSON, J. C. On damped gyromagnetic precession. **IEEE Trans. Mag.** v.23, p.2003, 1987.
- [11] BLOEMBERGEN, N. e WANG, S. Relaxation effects in para- and ferromagnetic resonance. **Phys. Rev.**, v.93, p. 72, 1954.
- [12] GRIFFITHS, J. H. E. Anomalous high-frequency resistance of ferromagnetic metals. **Nature**, v.158, p. 670, 1946.

-
- [13] KITTEL, C. On the theory of ferromagnetic resonance absorption. **Phys. Rev.**, v 73, p. 155, 1948.
- [14] STÖHR, J. e SIEGMANN, H. C. **Magnetism – From Fundamentals to Nanoscale Dynamics**. Berlin: Springer, 2006.
- [15] SMIT, J. e BELJERS, H. G. Ferromagnetic resonance absorption in $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ a highly anisotropic crystal. **Philips Res. Rep.**, v. 10, p. 113, 1955.
- [16] SPARKS, M. **Ferromagnetic Relaxation Theory**. New York: McGraw Hill Inc., 1964.
- [17] SKUBIC, B. Microwave susceptibility of thin ferromagnetic films: metrology and insight into magnetization dynamics, thesis presented at Université Paris, 2007.
- [18] SUHL, H. Ferromagnetic resonance in nickel ferrite between one and two kilomegacycles. **Phys. Rev.**, 97, p. 555, 1955.
- [19] AMENT, S. e RADO, G. T. Electromagnetic effects of spin wave resonance in ferromagnetic metals. **Phys. Rev.**, v.97, p.1558, 1955.
- [20] McMICHAEL, R.D.; TWISSELMANN, D.T. e KUNZ, A. Localized ferromagnetic resonance in inhomogeneous thin films. **Phys. Rev.Lett.**, v. 90, p. 227601, 2003.
- [21] CHAPPERT, C. et al. Ferromagnetic resonance studies of very thin cobalt films on a gold substrate. **Phys. Rev. B**, v. 34, p.3192, 1986.
- [22] FERMI, J. R. et al. Ferromagnetic resonance linewidth and anisotropy dispersions in thin Fe films. **J. Appl. Phys.**, v. 85, p.7316, 1999.
- [23] De COS, D.; GARCÍA-ARRIBAS, A. e BARANDIARAN, J. M. Frequency dependence of the ferromagnetic resonance width in magnetoimpedance measurements. **J. Magn. Magn. Mater.**, v. 320, p. 2513, 2008.
- [24] KITTEL, C. **Quantum Theory of Solids**. New York: J. Wiley and Sons, 1963, cap. 4.
- [25] KEREKES, M. et al. Frequency domain studies of CoZr continuous thin films and FeNi wires using coplanar transmission lines. **J. Appl. Phys.**, v. 95, p. 6616, 2004.
- [26] HOFFMAN, H. Theory of magnetization ripple. **IEEE Trans. Magn.**, v. 4, p. 32, 1968.
- [27] HARTE, K. J. Theory of Magnetization Ripple in Ferromagnetic Films. **J. Appl. Phys.**, v. 39, p. 1503, 1968.
- [28] SPARKS, M.; LOUDON, R. e KITTEL C. Ferromagnetic relaxation I, Theory of the relaxation of the uniform precession and the degenerate spectrum in insulators at low temperatures, **Phys. Rev.**, v. 1220, p.791, 1961.

-
- [29] ARIAS, R. e MILLS, D. L. Extrinsic contributions to the ferromagnetic resonance response of ultrathin films. **Phys. Rev. B**, v. 60, p.7395, 1999.
- [30] ERICKSON, R. P. e MILLS, D. L. Magnetic instabilities in ultrathin ferromagnets. **Phys. Rev. B**, v. 46, p.861, 1992.
- [31] AZEVEDO, A. et al. Extrinsic contributions to spin-wave damping and renormalization in thin Ni₅₀Fe₅₀ films. **Phys. Rev. B**, v. 62, p.5331, 2000.
- [32] KALARICKAL, S. S. et al. Ferromagnetic resonance linewidth in metallic thin films: Comparison of measurement methods **J. Appl. Phys.**, v. 99, p.093909, 2006.
- [33] KUANR, B.; CAMLEY, R. E. e CELINSKI, Z. Narrowing of the frequency-linewidth in structured magnetic strips: Experiment and theory, **Appl. Phys. Lett.**, v. 87, p. 012502, 2005.
- [34] KUANR, B. K.; CAMLEY, R. E. e CELINSKI, Z. Relaxation in epitaxial Fe films measured by ferromagnetic resonance. **J. Appl. Phys.**, v. 95, p.6610, 2004.
- [35] LANDAU, L. D. e LIFSHITZ, E. M. **Electrodynamics of Continuous Media**, Oxford: Pergamon Press, 1975.
- [36] SOSSMEIER, K. D. Magnetoimpedância como ferramenta para a caracterização magnética de microfios amorfos. Dissertação (Mestrado em Física)-Universidade Federal de Santa Maria, Santa Maria, RS, 2006.
- [37] ATKINSON, D. e SQUIRE P. T. Experimental and phenomenological investigation of the effect of stress on magnetoimpedance in amorphous alloys. **IEEE Trans. Magn.**, v. 33 , p. 3364, 1997.
- [38] MACHADO, F. L. A.; REZENDE, S. M. e MARTINS, C. S. A theoretical model for the giant magnetoimpedance in ribbons of amorphous soft-ferromagnetic alloys. **J. Appl. Phys.**, v. 79, p. 6558, 1996.
- [39] CHEN, D.-X. et al. Magnetoimpedance of metallic ferromagnetic wires. **Phys. Rev B.**, v. 57, p. 10699, 1998.
- [40] SOMMER, R. L. e CHIEN, C. L. Role of magnetic anisotropy in the magnetoimpedance effect in amorphous alloys. **Appl. Phys. Lett.**, v. 67, p. 857, 1995.
- [41] KNOBEL, M. et al. Effect of tensile stress no the field response of impedance in low magnetostriction amorphous wires. **J. Magn. Magn. Mater.**, v. 169, p. 89, 1997.
- [42] VELÁZQUEZ, J. et al. Giant magnetoimpedance in nonmagnetostrictive amorphous wires. **Phys. Rev B.**, v. 50, p. 16737, 1994.
- [43] PANINA, L. V. e MOHRI, K. Magneto-impedance effect in amorphous wires. **Appl. Phys. Lett.**, v. 65, p. 1189, 1994.
- [44] PANINA, L.V. et al. Giant magnetoimpedance in Co-rich amorphous wires and films. **IEEE Trans. Magn.**, v. 31, p. 1249, 1995.

-
- [45] MELO, L. G. C. e SANTOS, A. D. Domain wall oscillations in GMI configurations. **Mater. Sci. Forum.**, v. 302-3, p. 219, 1999.
- [46] MOHRI, K. et al. Magneto-inductive element. **IEEE Trans. Magn.**, v. 29, p. 1245, 1993.
- [47] DIONNE, G. F. Magnetic relaxation and anisotropy effects on high-frequency permeability. **IEEE Trans. Magn.**, v. 39, p. 3121, 2003.
- [48] KRAUS, L. GMI modeling and material optimization. **Sensors Act. A**, v. 106, p. 187, 2003.
- [49] YELON, A. et al. Calculations of giant magnetoimpedance and of ferromagnetic resonance response are rigorously equivalent. **Appl. Phys. Lett.**, v. 69, p. 3084, 1996.
- [50] SOSSMEIER, K. D. et al. Wide-range frequency method to obtain the transverse permeability from impedance measurements. **J. Magn. Magn. Mater.**, v. 320, p. E1-E3, 2008.
- [51] WIESNER, H. e SCHNEIDER, J. Magnetic-properties of amorphous Fe-P alloys containing Ga, Ge and As. **Phys. Stat. Sol. (a)**, v. 26, p.71-75, 1974.
- [52] OHNAKA, I. et al. Production of metal filament by in-rotating-water spinning method. **J. Jpn. Inst. Met.**, v.45(7), p.751, 1981.
- [53] ZHUKOV, A. Glass-coated magnetic microwires for technical applications. **J. Magn. Magn. Mater.**, v. 242, p. 216, 2002.
- [54] VÁZQUEZ, M. e HERNANDO, A. A soft magnetic wire for sensor applications. **J. Phys. D: Appl. Phys.**, v. 29, p. 939, 1996.
- [55] ULITOVSKI, A. V. Method of continuous fabrication of microwires coated by glass. **Author certification USSR Patent**, n. 128427, 1950.
- [56] WASA, K.; KITABATAKE, M. e ADACHI, H. **Thin film material technology: sputtering of compound materials**. Norwich: Springer, William Andrew, Inc., 2004.
- [57] GREENE, J. E. e BARNETT, S. A. Ion-surface interactions during vapor phase crystal growth by sputtering, MBE, and plasma-enhanced CVD: Applications to semiconductors. **J. Vac. Sol. Technol.**, v. 21(2), p. 285, 1982.
- [58] VOSSEN, J. L. e KERN, W. (eds.), **Thin Film Processes**. New York: Academic Press 1978.
- [59] DORNELES, L.S. Efeito das flutuações na espessura do isolante sobre o tunelamento em junções de Al/AlO_x/Al. Tese (Doutorado em Física)-Universidade Federal de Santa Maria, Santa Maria, RS, 2003.
- [60] ALLIA, P.; BARRICO, M.; TIBERTO, P. e VINAI, F. Joule heating effects in the amorphous Fe₄₀Ni₄₀B₂₀ alloy. **Phys. Rev. B**, v. 47, p. 3118, 1993.

-
- [61] KNOBEL, M.; ALLIA, P.; GÓMEZ-POLO, C.; CHIRIAC, H. e VÁZQUEZ, M. Joule heating in amorphous metallic wires. **J. Phys. D: Appl. Phys.**, v. 28, p. 2398, 1995.
- [62] CHIRIAC, H. e ASTEFANOAEI, I. A model of the DC Joule heating in amorphous wires. **Phys. Stat. Sol.**, v. 153, p. 183, 1996.
- [63] CHIRIAC, H.; KNOBEL, M. e OVARI, T.A. Temperature distribution in a Joule effect annealed amorphous glass-covered wire. **Mater. Sci. Forum**, v. 302, p. 239, 1999.
- [64] ZHUKOVA, V. et al. Tailoring of magnetic properties of glass-coated microwires by current annealing. **J. Non-Cryst. Solids**, v. 287, p. 31, 2001.
- [65] CARARA, M.; SOSSMEIER, K. D. et al. Study of CoFeSiB glass-covered amorphous microwires under applied stress. **J. Appl. Phys.**, v. 98, p. 033902, 2005.
- [66] SOSSMEIER, K. D. et al. Comparison between ac and dc current annealing in CoFeSiB glass-covered amorphous microwires. **J. Phys. D: Appl. Phys.**, v. 40, p. 3233, 2007.
- [67] CHIZHIK, A. et al. Circular magnetic bistability induced by tensile stress in glass-covered amorphous microwires. **Appl. Phys. Lett.**, v. 82, p. 610, 2003.
- [68] GESHEV, J.; PEREIRA, L. G. e SCHMIDT, J. E. Dependence of the ferromagnetic resonance modes on the coupling strength in exchange-coupled trilayer structures. **Physica B**, v. 320, p. 169, 2002.
- [69] BARANOV, S. A. Residual stress in the core of an amorphous microwire **Met. Sci. Heat Treat.** v. 45, p. 965, 2003.
- [70] BOTTONI, G.; CANDOLFO, D. e CECCHETTI, A. Distribution of anisotropy field in recording media deduced from the hysteresis curve. **J. Appl. Phys.**, v. 81, p.3794, 1997.
- [71] BOTTONI, G.; CANDOLFO, D. e CECCHETTI, A. Comparison between different methods for evaluating the anisotropy Field distribution in recording systems. **IEEE Trans. Magn.**, v. 36, p. 2441, 2000.
- [72] BETANCOURT, I.; VALENZUELA, R. e VAZQUEZ, M. Domain model for the magnetoimpedance of metallic ferromagnetic wires. , **J. Appl. Phys.**, v. 93, p. 8110, 2003.
- [73] LIAO, J. S. et al. Microwave permeability spectra of sputtered FeCoB soft magnetic thin films. **Acta Metall. Sin.(Engl. Lett.)**, v. 21, p. 419, 2008.
- [74] SOSSMEIER, K. D. et al. Ferromagnetic resonance linewidth mechanisms in annealed CoFeSiB glass-covered microwires. **J. Phys. D: Appl. Phys.**, v. 43, p. 055003, 2010.
- [75] SCHREIBER, F. et al. Gilbert damping and g-factor in $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}$ alloy films **Sol. State Comm.**, v. 93, p. 965, 1995.
- [76] HURBEN, M. J. e PATTON, C. E. Theory of two mágnon scattering microwave relaxation and ferromagnetic linewidth in magnetic thin films. **J. Appl. Phys.**, v. 83, p.4344, 1998.

[77] VAZQUEZ, M. et al. Influence of nanocrystalline structure on the magnetic properties of wires and microwire. **Textures and Microstructures**, v. 32, p. 245, 1999.

[78] MILLS, D. L. e REZENDE, S. M. **Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures II**, Edited by Burkhard Hillebrands, Kamel Ounadjela, Topics in Applied Physics, vol. 87, **Spin damping in ultrathin magnetic films**, pp.27-59.

[79] FERMIN, J. R. et al. Ferromagnetic resonance linewidth and anisotropy dispersions in thin Fe films. **J. Appl. Phys.**, v. 85, p.7316, 1999.

[80] DUBOWIK, J. e STOBIECKI, F. Extrinsic contributions to FMR linewidth in Permalloy/X multilayers (X = Cu, CuAu). **J. Magn. Magn. Mater.**, v. 245, p. 538, 2002.