

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

**CARACTERIZAÇÃO DE FILMES FINOS
MAGNÉTICOS EM ALTAS FREQUÊNCIAS**

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

Paula Roberta Kern

Santa Maria, RS, Brasil

2014

CARACTERIZAÇÃO DE FILMES FINOS MAGNÉTICOS EM ALTAS FREQUÊNCIAS

Paula Roberta Kern

Dissertação apresentada ao Curso de Mestrado 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
Mestre em Física

Orientador: Prof. Dr. Marcos André Carara

Santa Maria, RS, Brasil

2014

Ficha catalográfica elaborada através do Programa de Geração Automática da Biblioteca Central da UFSM, com os dados fornecidos pelo(a) autor(a).

Kern, Paula Roberta
Caracterização de filmes finos magnéticos em altas frequências / Paula Roberta Kern.-2014.
73 p.; 30cm

Orientador: Marcos André Carara
Dissertação (mestrado) - Universidade Federal de Santa Maria, Centro de Ciências Naturais e Exatas, Programa de Pós-Graduação em Física, RS, 2014

1. Microstrip 2. Permeabilidade 3. Anisotropia I.
Carara, Marcos André II. Título.

© 2014

Todos os direitos autorais reservados a Paula Roberta Kern. A reprodução de partes ou do todo deste trabalho só poderá ser feita mediante a citação da fonte.

E-mail: paulafisicakern@gmail.com

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

A Comissão Examinadora, abaixo assinada,
aprova a Dissertação de Mestrado

**CARACTERIZAÇÃO DE FILMES FINOS MAGNÉTICOS EM ALTAS
FREQUÊNCIAS**

elaborada por
Paula Roberta Kern

como requisito parcial para obtenção do grau de
Mestre em Física

COMISSÃO EXAMINADORA:

Marcos André Carara, Dr.
(Presidente/Orientador)

Luiz Guilherme Costa Melo, Dr. (UFSJ)

Jonas Maziero, Dr. (UFSM)

Santa Maria, 29 de Agosto de 2014.

A Deus, meus pais e irmãos!

AGRADECIMENTOS

Com a conclusão dessa dissertação gostaria de agradecer a todos que de uma forma ou outra contribuíram na sua realização. Peço mil desculpas se alguém não for lembrado.

Agradeço a Deus, por não ter me deixado sozinha em nenhum momento.

Ao professor Marcos Carara, pela orientação, dedicação, amizade, confiança e, principalmente, por sua infinita paciência.

Aos demais professores do LMMM, Luiz F. Schelp, Lucio S. Dorneles e Ricardo Barreto, por suas contribuições em minha formação.

Aos colegas e amigos do LMMM, Luciane, Diego, Dieivase, Mori, Wagner, Junara, Oreci, Manoela, Evgeni, Julia, Gazola, Tássia, Aline, Vitor e Rafael (II), pela parceria de sempre e colaborações no trabalho. Agradeço, em especial, ao Rafael (Banana) e ao Callega que muito me auxiliaram na parte experimental e ao Josué que nunca se cansou de responder minhas dúvidas.

Aos ex-integrantes do LMMM, Matheus, Vivian, Danusa, Paloma, Gabriela, Fabio e Greici, que em minhas memórias estarão sempre vinculados ao grupo.

Ao PPGFIS da UFSM, especialmente à Saionara, por sua disponibilidade em ajudar.

Ao pessoal do EMAÚS-SM e ao Maná, onde fiz verdadeiros amigos pela fé.

Às meninas da casa do estudante (Natana e Pâmela), minhas eternas amigas de Cristal do Sul (Deisi, Nega e Marciele) e minhas professoras do Ensino Médio (Marta e Mariza), pelo incentivo.

Às minhas amigas Ana, Andriele, Denise e Carine por me fazerem companhia, dividirem alegrias, angústias e sempre ouvirem minhas reclamações.

Aos meus irmãos (Juliana e Robert) pela cumplicidade, conversas jogadas fora e infinitas gargalhadas.

Por fim, agradeço aos meus pais (Gilnei e Clarice), minhas referências em caráter e força de vontade, obrigada por sempre nos incentivarem a estudar e aproveitar as oportunidades que vocês nunca tiveram.

*“Quando Eu cansei, Eu dormi.
Quando Eu tinha fome, Eu comi.
Quando Eu tinha que ir, você sabe, Eu fui.”*
— FORREST GUMP

RESUMO

Dissertação de Mestrado
Programa de Pós-Graduação em Física
Universidade Federal de Santa Maria

CARACTERIZAÇÃO DE FILMES FINOS MAGNÉTICOS EM ALTAS FREQUÊNCIAS

AUTORA: PAULA ROBERTA KERN

ORIENTADOR: MARCOS ANDRÉ CARARA

Local da Defesa e Data: Santa Maria, 29 de Agosto de 2014.

Para obter a permeabilidade complexa de amostras ferromagnéticas na faixa de GHz, técnicas de medidas com linhas de transmissão são as mais adequadas. Essas técnicas utilizam a variação dos parâmetros de espalhamento da linha, induzida pela amostra, para obtenção da permeabilidade. Nesse trabalho apresenta-se uma linha de transmissão tipo *microstrip* com uma porta e terminação em curto circuito, adequada para o estudo de filmes magnéticos tão finos quanto 100 nm, em frequências entre 100 MHz e 5 GHz. A permeabilidade do filme é calculada a partir de medidas do coeficiente de reflexão da *microstrip* em função da frequência e do campo magnético, em diferentes situações: vazia, carregada apenas com o substrato e carregada com o filme ferromagnético depositado sobre o substrato. Para avaliar a *microstrip* desenvolvida foram crescidos, por *magnetron sputtering*, filmes de Permalloy com espessuras entre 100 e 1000 nm. Curvas de magnetização medidas no plano revelaram que até uma espessura crítica, $t_{cr} \sim 275$ nm, os filmes apresentam um comportamento característico de filmes com anisotropia uniaxial, o que também foi constatado no estudo de suas propriedades dinâmicas. Para esses filmes as medidas de permeabilidade são bem descritas através de uma expressão conhecida como aproximação para a permeabilidade transversal. No entanto, a partir de t_{cr} as curvas de histerese dos filmes, medidas em direções ortogonais, são quase idênticas e apresentam uma forma típica de quando existe uma componente da anisotropia perpendicular ao plano do filme. Nesses filmes observou-se a presença de mais de um pico de ressonância nos espectros de permeabilidade.

Palavras-chave: Microstrip. Permeabilidade. Anisotropia.

ABSTRACT

Master's Dissertation
Programa de Pós-Graduação em Física
Universidade Federal de Santa Maria

HIGH FREQUENCY THIN FILMS CHARACTERIZATION

AUTHOR: PAULA ROBERTA KERN

ADVISOR: MARCOS ANDRÉ CARARA

Defense Place and Date: Santa Maria, august 29, 2014.

In order to determine the complex permeability of ferromagnetic samples in the GHz range, measurement techniques with transmission lines are most appropriate. These techniques use the modification of the scattering coefficients of the transmission line, induced by the sample, to obtain the permeability. In this work we have presented a shorted microstrip transmission line, suitable for the study of magnetic films as thin as 100 nm, in the 100 MHz - 5 GHz frequency range. The thin film permeability is calculated from the measurements of the reflection coefficient of a microstrip as a function of frequency and magnetic field, in the following situations: with the empty microstrip, loaded only with the substrate and loaded with the ferromagnetic film deposited on the substrate. To evaluate the developed microstrip, it was grown, by magnetron sputtering, Permalloy thin films with thickness ranging from 100 to 1000 nm. In plane magnetization measurements have shown that below a critical thickness, $t_{cr} \sim 275$ nm, the thin films present a behavior characteristic of systems with uniaxial anisotropy, this was also confirmed by the study of their dynamic properties. For this films the permeability measurement were well described by the expression called transverse permeability approximation. However, above t_{cr} the hysteresis loops, measured in orthogonal directions, are almost identical and present the shape typical when there is an anisotropy component perpendicular to the film's plane. In these films it were observed the presence of more than just one resonance peak in the permeability spectra.

Keywords: Microstrip. Permeability. Anisotropy.

SUMÁRIO

1 INTRODUÇÃO	11
2 CONCEITOS BÁSICOS EM FERROMAGNETISMO	13
2.1 Ferromagnetismo	13
2.1.1 Temperatura de Curie	14
2.1.2 Domínios magnéticos e a Curva de magnetização	15
2.2 Energia livre magnética	17
2.2.1 Anisotropia magnetocristalina	18
2.2.2 Anisotropia magnetostática (ou de forma).....	20
2.2.3 Anisotropia magnetoelástica	22
2.2.4 Anisotropia perpendicular e <i>stripe domains</i>	24
2.3 Ressonância Ferromagnética	26
2.3.1 Movimento de precessão da magnetização	28
2.3.2 Formulação de Smit e Beljers	31
2.3.3 Permeabilidade complexa e Ressonância ferromagnética.....	36
3 TÉCNICAS E PROCEDIMENTOS EXPERIMENTAIS	38
3.1 Produção das amostras	38
3.1.1 Deposição por <i>magnetron sputtering</i>	38
3.2 Caracterização magnética estática	42
3.2.1 Magnetômetro de Gradiente (de campo) Alternado	42
3.3 Caracterização magnética dinâmica	43
3.3.1 Guias de onda	44
3.3.1.1 Linhas de transmissão	44
3.3.2 Montagem de uma linha de transmissão.....	48
3.3.3 Sistema de medidas de permeabilidade em altas frequências	49
3.3.3.1 Medidas do coeficiente de reflexão da <i>microstrip</i> e obtenção da permeabilidade complexa	51
4 RESULTADOS E DISCUSSÕES	54
4.1 Propriedades magnéticas estáticas	54
4.2 Propriedades magnéticas dinâmicas	57
4.2.1 Abaixo da espessura crítica	58
4.2.2 Acima da espessura crítica	63
5 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS	68
REFERÊNCIAS	70

1 INTRODUÇÃO

Dentre os experimentos disponíveis para a análise das propriedades magnéticas de filmes finos, a ressonância ferromagnética (FMR) tem se mostrado muito útil para a investigação de anisotropias magnéticas e da dinâmica da magnetização [1].

A ressonância ferromagnética é observada em altas frequências, na ordem de GHz, e pode ser avaliada por meio de medidas da permeabilidade complexa em filmes finos ferromagnéticos. Para a realização de medidas nessa região do espectro eletromagnético, métodos que utilizam linhas de transmissão são os mais adequados [2]. Nesses casos, o filme fino em estudo é inserido numa linha de transmissão, causando alterações nos parâmetros característicos dessa, tais como impedância, constante de propagação, permissividade e permeabilidade efetivas. Conhecendo-se as características da linha e medindo-se as perturbações causadas, a permeabilidade complexa do filme fino pode ser obtida [3].

Nessa dissertação, desenvolvida no Laboratório de Magnetismo e Materiais Magnéticos (LMMM), apresenta-se uma linha de transmissão tipo *microstrip*, confeccionada para investigar as propriedades dinâmicas de filmes finos magnéticos, em frequências da ordem de GHz. Na técnica utilizada, obtém-se a permeabilidade dos filmes a partir de medidas do coeficiente de reflexão da *microstrip* em função da frequência e do campo magnético, nas situações em que ela está vazia, carregada apenas com o substrato e carregada com o filme ferromagnético depositado sobre o substrato.

A fim de avaliar a linha de transmissão confeccionada, bem como testar a sua sensibilidade, ela foi aplicada ao estudo de filmes finos de Permalloy ($Ni_{81}Fe_{19}$) depositados por *magnetron sputtering*.

As ligas de NiFe têm sido estudadas há muito tempo, por meio de várias técnicas experimentais, devido às suas boas propriedades físicas para aplicações nos mais variados dispositivos. Por exemplo, dependendo da concentração de Níquel, tais sistemas podem apresentar alta permeabilidade, baixa anisotropia magnética, alta magnetização e estabilidade, características essenciais para aplicações envolvendo gravação magnética [1].

Tipicamente, os momentos magnéticos de um filme fino de Permalloy se alinham no plano, devido à energia magnetostática relativamente forte. No entanto, para filmes acima de uma espessura crítica, uma componente de magnetização fora do plano pode formar-se. Consequentemente, uma matriz de domínios magnéticos com componentes da magnetização fora do

plano, conhecidos como *stripe domains* (domínios na forma de fitas), muitas vezes é formada [4].

Em filmes de Permalloy, a existência de *stripe domains* acima de uma espessura crítica foi observada pela primeira vez na década de 60 [5, 6]. A partir desses trabalhos, evidências de *stripe domains* foram observadas também em filmes de CoNbZr [7], Co [8] e FeTaN [9], por exemplo, todos exibindo uma anisotropia perpendicular ao plano.

No estudo que será apresentado, a emergência de *stripe domains* em filmes de Permalloy, a partir de uma espessura crítica, foi constatada através do formato das curvas de magnetização e, em altas frequências, do surgimento de múltiplos picos de ressonância no espectro de permeabilidade.

Essa dissertação está organizada da seguinte maneira. No segundo capítulo faz-se uma revisão sobre conceitos básicos em ferromagnetismo, sobre as energias de anisotropias magnéticas e, em especial, sobre o fenômeno de ressonância ferromagnética. O terceiro capítulo trata das técnicas e procedimentos experimentais adotados no desenvolvimento do trabalho, dando ênfase à linha de transmissão confeccionada para medidas em altas frequências. No quarto capítulo apresentam-se os resultados obtidos, os quais se referem às propriedades magnéticas estáticas e dinâmicas dos filmes de Permalloy produzidos. O quinto capítulo é dedicado às conclusões e perspectivas.

2 CONCEITOS BÁSICOS EM FERROMAGNETISMO

2.1 Ferromagnetismo

A manifestação mais marcante do magnetismo em sólidos é a magnetização espontânea de materiais como o ferro, cobalto e níquel, puros ou em ligas com outros elementos. Esses materiais são denominados ferromagnéticos.

O progresso na compreensão do ferromagnetismo iniciou com Pierre Weiss em 1906, quando lançou sua hipótese do campo molecular para expressar a interação entre os momentos elementares ¹ [10]. Segundo Weiss, tal campo atuava nos ferromagnetos e era tão forte que podia magnetizá-los até a saturação, mesmo na ausência de um campo externo. Sendo assim, a amostra era magnetizada espontaneamente.

O campo molecular, assumido por Weiss, é diretamente proporcional à magnetização local,

$$\vec{H}_m = \zeta \vec{M}, \quad (2.1)$$

onde ζ é o coeficiente do campo molecular, um parâmetro adimensional e característico de cada material.

Para explicar o porquê dos materiais ferromagnéticos poderem estar desmagnetizados, mesmo possuindo a magnetização espontânea, Weiss propôs uma segunda hipótese. Um ferromagneto desmagnetizado é dividido em pequenas regiões chamadas domínios. Cada domínio é espontaneamente magnetizado para o valor de saturação, porém as direções da magnetização dos vários domínios que compõe o ferromagneto são tais que a amostra como um todo tem uma magnetização nula [11].

Dessa forma, a teoria de Weiss contém dois postulados essenciais para o magnetismo: a magnetização espontânea e a divisão em domínios.

A origem física do campo molecular, no entanto, só foi explicada por Heisenberg em 1928, através da Mecânica Quântica. Trata-se de uma interação de troca (exchange), de natureza quântica, entre os momentos magnéticos atômicos do material, resultante do princípio de exclusão de Pauli. A energia de troca (E_{ex}) associada a essa interação é dada por

$$E_{ex} = -2J_{ex} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j = -2J_{ex} S_i S_j \cos \phi, \quad (2.2)$$

¹ Desconhecia-se que o momento magnético atômico tem origem no momento orbital e no de spin do elétron.

onde \vec{S}_i e \vec{S}_j representam os momentos de spin de dois átomos vizinhos (i e j), ϕ é o ângulo entre eles, e J_{ex} é a chamada integral de troca [11].

Num material magnético, a ordem existente é determinada pelo sinal de J_{ex} . Quando $J_{ex} > 0$, a ordem é ferromagnética, pois E_{ex} é mínima quando os spins estão paralelos. Se $J_{ex} < 0$, o material apresenta ordem antiferromagnética ou ferrimagnética, pois E_{ex} é mínima quando os spins estão antiparalelos. Ou seja, a interação de troca induz um alinhamento paralelo ou antiparalelo dos spins, afim de minimizar a energia livre magnética (será discutida posteriormente).

2.1.1 Temperatura de Curie

Pierre Curie verificou que a magnetização espontânea (M) dos materiais ferromagnéticos, devida ao alinhamento dos momentos magnéticos atômicos, diminui com o aumento da temperatura e torna-se nula acima de um certo valor, conhecido hoje como a temperatura de Curie (T_C).

Na figura 2.1, pode-se ver como acontece a variação da magnetização espontânea em materiais ferromagnéticos com a temperatura. Em $T = 0$, M tem o valor máximo, pois todos os momentos magnéticos estão alinhados, a magnetização está saturada. À medida que a temperatura aumenta, M diminui gradualmente devido à agitação térmica dos momentos. Em $T > T_C$, a energia térmica predomina sobre a energia de ordenamento e o material passa a ter um comportamento paramagnético [12].

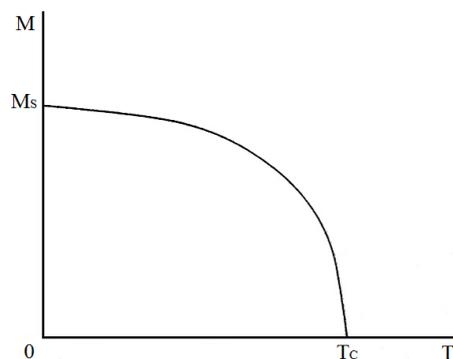


Figura 2.1 – Variação da magnetização espontânea em materiais ferromagnéticos com a temperatura [12].

As temperaturas de Curie dos três metais ferromagnéticos mais comuns, ferro, cobalto e níquel, são 1044 K, 1388 K e 628 K, respectivamente [13].

2.1.2 Domínios magnéticos e a Curva de magnetização

A magnetização total de uma amostra ferromagnética sem um campo externo é, em geral, muito menor que a magnetização espontânea local. Isso se deve à formação dos domínios magnéticos com diferentes orientações.

A estrutura de domínios de um material é determinada pela minimização da energia livre magnética. Na figura 2.2 são apresentadas três diferentes configurações de domínios em uma amostra. Se o alinhamento dos momentos magnéticos atômicos se der ao longo de todo o material, como ilustrado na parte (a) da figura, formando um monodomínio, a magnetização será uniforme. No entanto, essa configuração não se mantém em equilíbrio, pois os dipólos não compensados gerados nas extremidades criam um campo desmagnetizante ², não favorável à minimização de energia. Quando metade da amostra tiver magnetização num sentido e metade no outro, parte (b) da figura, o campo desmagnetizante será menor e a energia a ele associada será reduzida pela metade do valor em (a). A configuração apresentada por (c) é a de minimização, pois as linhas de campo se fecham internamente no material, de modo que o campo desmagnetizante é desprezível. Nessa situação, os domínios têm, internamente, a magnetização saturada. A magnetização total da amostra, porém, é nula.

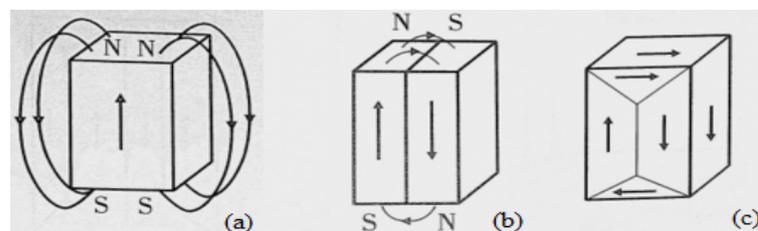


Figura 2.2 – Diferentes configurações para os domínios magnéticos de uma amostra ferromagnética. As setas indicam a orientação da magnetização em cada domínio (adaptado de [12]).

Entre dois domínios adjacentes existe uma região de transição denominada parede de domínio, como pode ser visto na figura 2.3, na qual a magnetização afasta-se da orientação da magnetização de um dos domínios e, gradativamente, aproxima-se da orientação da magnetização do outro.

A figura 2.4 ilustra dois tipos comuns de paredes de domínios. Nas paredes de Bloch, a rotação da magnetização ocorre no plano da parede. Já nas de Néel, a rotação da magnetização ocorre no plano perpendicular ao da parede.

Macroscopicamente, a grandeza que representa o estado magnético de um material é o

² Campo externo macroscópico que atua no sentido oposto ao da magnetização.

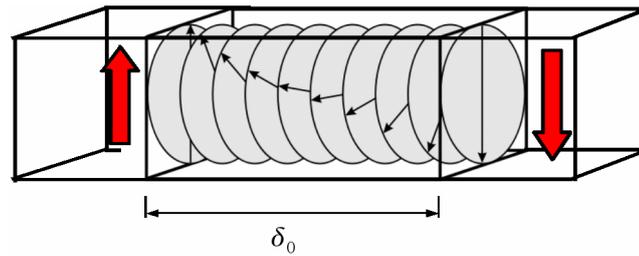


Figura 2.3 – Parede de domínio de 180°, δ_0 corresponde a largura da parede [14].

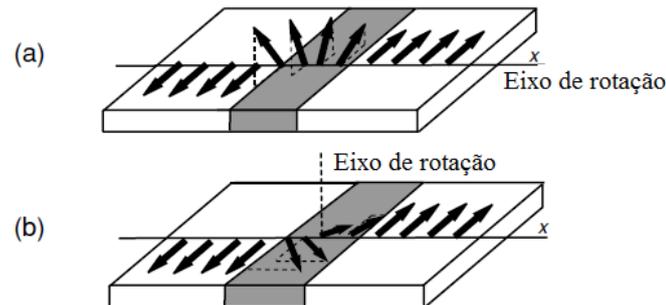


Figura 2.4 – (a) Parede de Bloch, (b) parede de Néel (adaptado de [13]).

vetor magnetização (\vec{M}) [12]. Ele é definido como o momento magnético ($\vec{\mu}_i$) por unidade de volume (V),

$$\vec{M} = \frac{1}{V} \sum_i \vec{\mu}_i. \quad (2.3)$$

Uma característica de qualquer material ferromagnético é a resposta não linear e irreversível de \vec{M} , quando submetido a um campo magnético externo (\vec{H}). Essa resposta é sintetizada numa curva de histerese, a qual pode apresentar diferentes formas, devido às diferentes estruturas de domínios magnéticos.

Na figura 2.5, tem-se a curva de histerese de um ferromagneto. Pode-se observar que a aplicação de um campo externo revela a ordem ferromagnética existente na escala microscópica. Quando $H = 0$, o material encontra-se num estado desmagnetizado, as direções de seus domínios magnéticos são tais que minimizam a energia livre magnética. Com o aumento de H , os domínios em orientações favoráveis a ele aumentam o volume, isso acontece através do movimento das paredes de domínio.

Através de uma curva de $M \times H$ obtêm-se, como indicado na figura 2.5, as seguintes informações de uma amostra.

- Remanescência (M_r): magnetização que permanece na amostra quando o campo magnético externo é zerado.

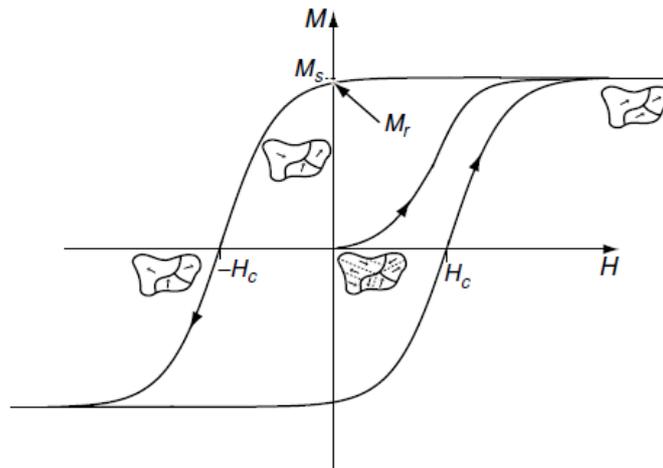


Figura 2.5 – Curva de histerese de um ferromagneto. Quando $H = 0$ o material encontra-se num estado desmagnetizado. Com o aumento de H , os domínios em orientações favoráveis a ele aumentam seu volume [13].

- Campo coercivo (H_c): valor de campo necessário para zerar a magnetização e depois inverter seu sentido.
- Magnetização de saturação (M_S): valor máximo da magnetização, todos os momentos magnéticos estão alinhados na direção do campo externo (não se altera para aumentos posteriores do campo).

2.2 Energia livre magnética

Mencionou-se anteriormente que a estrutura de domínios magnéticos resulta da minimização da energia livre magnética (F). Assim, para descrever com precisão o processo de magnetização, deve-se incluir todas as interações existentes na amostra ferromagnética numa expressão para a energia livre magnética,

$$F = E_{Zeeman} + E_{anisotropia}. \quad (2.4)$$

O primeiro termo representa a energia Zeeman, o segundo representa a soma das energias associadas às anisotropias presentes na amostra em estudo. A energia Zeeman,

$$E_{Zeeman} = -\mu_0 \vec{M} \cdot \vec{H}, \quad (2.5)$$

expressa a interação de um campo magnético externo (\vec{H}) com a magnetização da amostra (\vec{M}). A constante $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ Tm/A}$ é a permeabilidade magnética do vácuo.

Na sequência, apresenta-se uma discussão sobre as anisotropias magnéticas responsáveis pelo segundo termo da equação 2.4.

Anisotropias Magnéticas

As propriedades magnéticas dos materiais, muitas vezes, dependem da direção ao longo da qual são medidas. Denomina-se esse fenômeno de anisotropia magnética. Uma amostra é anisotrópica quando existe um eixo de fácil magnetização ao longo de alguma direção fixa. Sendo que tal direção é favorável energeticamente.

A anisotropia magnética está relacionada, principalmente, com a forma da amostra e sua estrutura cristalina. Porém, pode ser induzida no momento em que a amostra é feita, ou através dos seguintes tratamentos: tratamento térmico em um campo magnético, tratamento térmico simultaneamente com uma tensão mecânica aplicada, deformação plástica e irradiação magnética [11].

Cada anisotropia presente numa amostra está relacionada a um termo de energia. A soma desses corresponde ao segundo termo da equação 2.4. Para esse trabalho é de relevância a compreensão das seguintes anisotropias magnéticas: magnetocristalina, magnetostática e magnetoelástica.

2.2.1 Anisotropia magnetocristalina

A anisotropia magnetocristalina é uma propriedade intrínseca que reflete a simetria da rede cristalina do material em estudo. Sua origem física está na interação spin-órbita.

Em um cristal ferromagnético, os momentos magnéticos orbitais estão fortemente ligados à rede cristalina (que possui determinada simetria). Nem mesmo intensos campos magnéticos podem mudar suas orientações. Devido à interação spin-órbita de cada elétron, quando um campo magnético externo tenta reorientar um spin, sua órbita também tende a ser reorientada. Porém, a mesma está fortemente ligada à rede cristalina e resiste à mudança de orientação. A energia necessária para orientar os spins na direção do campo magnético externo, superando a interação spin-órbita, é denominada energia de anisotropia magnetocristalina.

Na ausência de um campo magnético externo, os spins ficarão orientados ao longo da direção cristalográfica que minimize a energia de acoplamento entre eles e os momentos magnéticos orbitais (nesse caso, a energia de anisotropia magnetocristalina também é mínima). Essa é a chamada direção de fácil magnetização, onde a saturação é atingida em valores de campo relativamente baixos. A direção cristalográfica ao longo da qual é necessário um campo mais intenso para superar a interação spin-órbita e atingir a saturação chama-se direção dura da magnetização.

As curvas de magnetização, apresentadas na figura 2.6(a), para monocristais dos elementos ferromagnéticos 3d revelam a presença de uma anisotropia de origem magnetocristalina, quando o campo magnético é aplicado ao longo de diferentes direções cristalográficas. Pode-se observar, para cada elemento, que numa das direções a saturação é alcançada com menos campo.

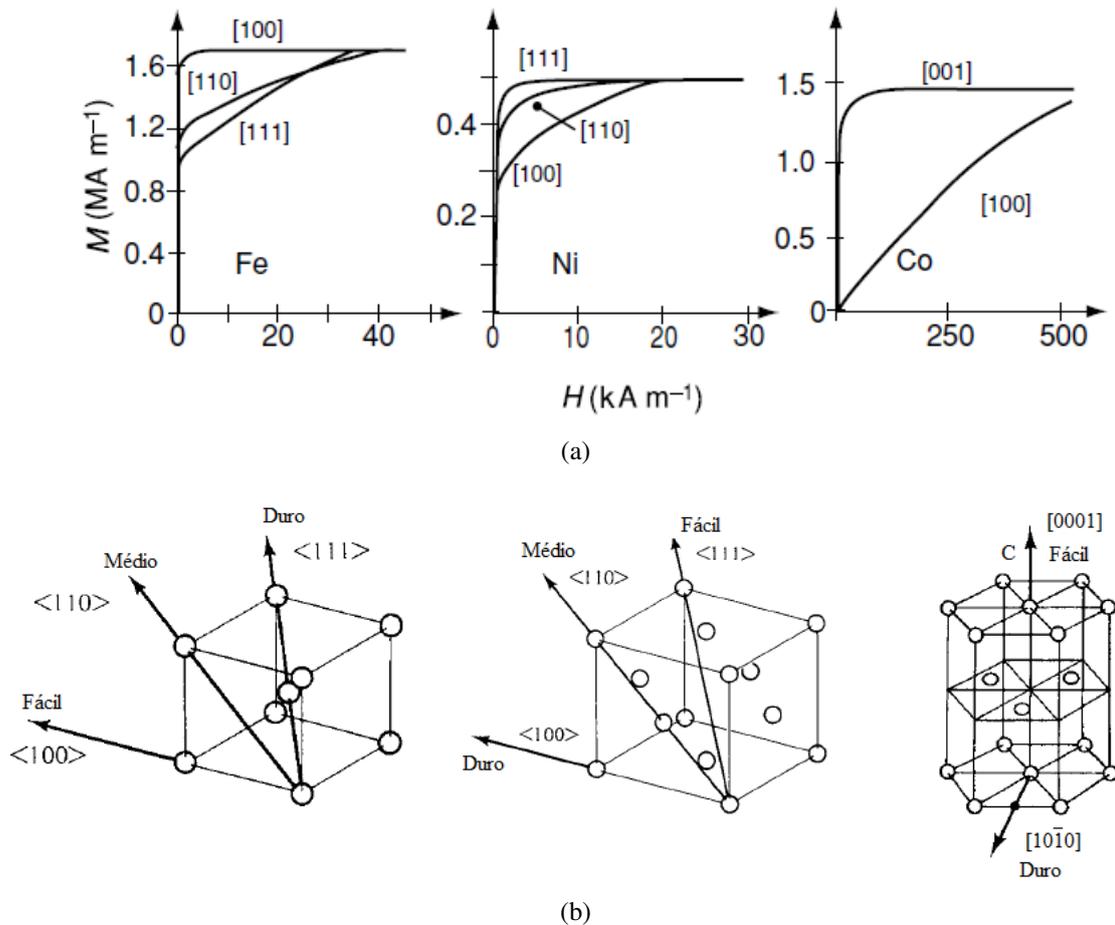


Figura 2.6 – (a) Magnetização de um monocristal de ferro, níquel e cobalto, respectivamente [13]. (b) Representação de suas respectivas estruturas cristalinas (adaptado de [11]).

Para o ferro, que apresenta uma estrutura cúbica de corpo centrado, as direções fáceis estão ao longo das arestas do cubo $\langle 100 \rangle$ ³ e as direções duras estão na diagonal $\langle 111 \rangle$. Para o níquel ocorre o contrário, devido a sua estrutura cúbica de face centrada. O cobalto, porém, apresenta uma única direção fácil no eixo hexagonal $[0001]$. Em casos como esse é dito que o material apresenta uma anisotropia uniaxial.

A energia de anisotropia magnetocristalina (E_{mc}) é descrita por uma expansão em série dos cossenos diretores dos ângulos entre \vec{M} e os eixos do cristal [11]. Para cristais de simetria

³ [] Denotam uma única direção e $\langle \rangle$ denotam um conjunto de direções equivalentes.

cúbica, como o ferro e o níquel, a E_{mc} pode ser escrita como

$$E_{mc} = K_0 + K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + K_2(\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2) + \dots, \quad (2.6)$$

onde $K_0, K_1, K_2\dots$ são constantes específicas do material a uma dada temperatura e representam a amplitude de cada termo da série, determinando, assim, quais serão as direções fáceis e difíceis da magnetização. Tais grandezas são dadas em erg/cm^3 (no CGS) ou J/m^3 (no SI). Os α_i são os cossenos diretores dos ângulos entre \vec{M} e cada um dos eixos do cubo.

Potências de ordem maior, geralmente, não são necessárias. Quando, em comparação com K_1, K_2 for muito pequeno, o termo a que pertence pode ser desprezado. Por ser independente da direção, o termo K_0 é ignorado, uma vez que em se tratando de anisotropia o que interessa é a variação da energia quando o vetor magnetização muda de direção.

Para um cristal hexagonal como o cobalto, que possui uma anisotropia uniaxial, tem-se uma energia de anisotropia uniaxial,

$$E_u = K_u \sin^2 \theta, \quad (2.7)$$

onde θ é o ângulo entre a magnetização e a direção fácil, e K_u a constante de anisotropia uniaxial.

O campo magnético necessário para saturar a magnetização de um cristal uniaxial na direção dura é conhecido como campo de anisotropia (H_K). Ele pode ser calculado através de

$$H_K = \frac{2K_u}{\mu_0 M_S}. \quad (2.8)$$

Nos materiais monocristalinos, onde os cristais se repetem com a mesma orientação ao longo de toda a rede, existirá uma forte anisotropia magnetocristalina, devido ao somatório das contribuições de todos os cristais de forma individual. Nos materiais policristalinos, onde os cristais se repetem, mas não necessariamente com a mesma orientação, a anisotropia é dada por uma média ponderada dos cristais individuais. Nos materiais amorfos, onde os átomos são distribuídos de maneira irregular, a anisotropia magnetocristalina é nula, nesses materiais a anisotropia magnética pode ter origem na forma da amostra.

2.2.2 Anisotropia magnetostática (ou de forma)

A anisotropia magnetostática está relacionada ao campo desmagnetizante (\vec{H}_d), que por sua vez tem dependência na geometria da amostra em estudo.

Para entender a origem dessa anisotropia magnética considere-se uma amostra sem uma orientação preferencial para a magnetização. Se a forma dessa amostra for esférica, um campo aplicado a magnetizará na mesma medida em qualquer direção. No entanto, se a amostra for retangular, por exemplo, será mais fácil magnetizá-la ao longo da direção de maior dimensão. Isso se deve ao fato de que o campo desmagnetizante ao longo do eixo de maior comprimento é mais fraco do que ao longo do eixo de menor comprimento [11].

Suponha que a amostra da figura 2.7(a) foi magnetizada por um campo magnético aplicado da esquerda para a direita, e posteriormente removido. Em seu interior os momentos magnéticos, representados por pequenos ímãs, se alinham de forma que o pólo norte de um é compensado pelo pólo sul do vizinho. Nas extremidades isso não ocorre, logo pólos livres são induzidos. As linhas que saem do norte e entram no sul constituem um campo desmagnetizante, tanto fora quanto dentro da amostra. Esse campo atua em oposição à direção da magnetização e, portanto, tende a desmagnetizar a amostra.

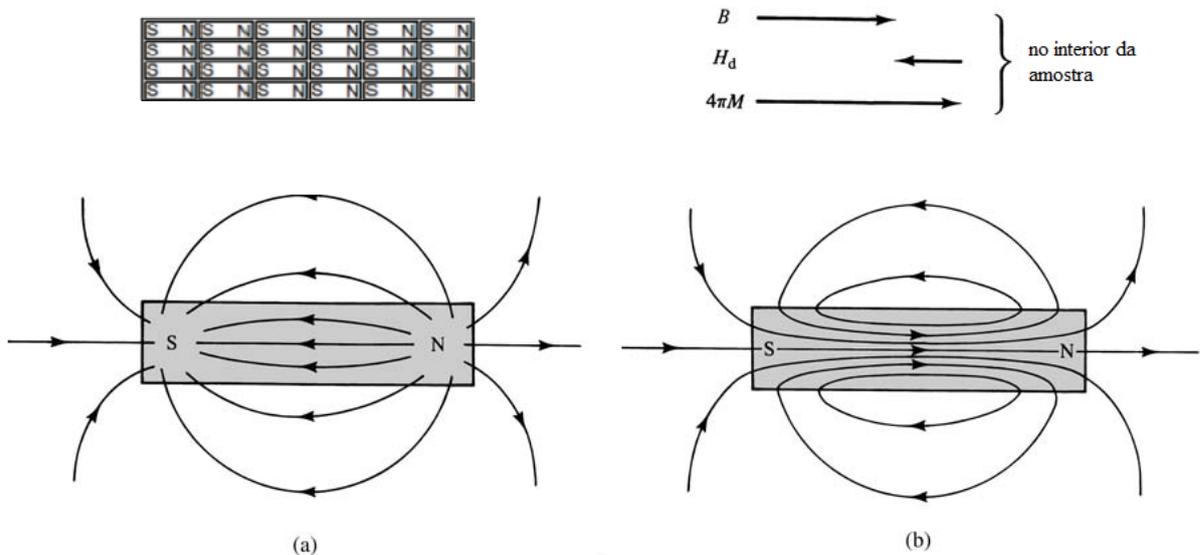


Figura 2.7 – (a) Momentos magnéticos da amostra representados por pequenos ímãs e o campo desmagnetizante fora dela. (b) Linhas de indução magnética direcionadas de sul para norte. Observe o esquema com as direções de B , H_d e $4\pi M$ (CGS) no interior da amostra (adaptado de [11]).

Para qualquer amostra com uma magnetização uniforme (\vec{M}) está relacionado um campo desmagnetizante (\vec{H}_d). A relação entre essas grandezas é expressa por

$$\vec{H}_d = -N_d \vec{M}, \quad (2.9)$$

onde N_d é o fator desmagnetizante, uma constante associada a forma da amostra. O sinal negativo na equação indica que o campo desmagnetizante é antiparalelo à magnetização.

Para quantificar essa anisotropia magnética, oriunda da geometria da amostra, precisa-se de uma expressão para a energia de anisotropia magnetostática (E_{ms}). De uma forma geral

$$E_{ms} = -\frac{1}{2}\mu_0\vec{H}_d \cdot \vec{M}. \quad (2.10)$$

A energia de anisotropia magnetostática é a principal responsável pelo surgimento das estruturas de domínios magnéticos. Uma vez que eles se organizam de forma que o campo desmagnetizante seja reduzido, minimizando-a e, conseqüentemente, minimizando a energia livre magnética.

Em se tratando de filmes finos magnéticos, onde o comprimento na direção perpendicular ao plano do filme é muito menor (da ordem de 10^{-9} metros) do que o comprimento nas direções no plano, têm-se uma forte contribuição desse tipo de anisotropia que, em geral, leva a magnetização a fixar-se no plano.

2.2.3 Anisotropia magnetoelástica

A anisotropia magnetoelástica está relacionada com a magnetostricção (λ), fenômeno pelo qual as dimensões de uma amostra ferromagnética sofrem deformações durante o processo de magnetização⁴, como pode ser visto na figura 2.8. Tais deformações, geralmente, são muito pequenas, da ordem de 10^{-5} a 10^{-6} . No entanto, a magnetostricção é um fator importante no controle da estrutura de domínios e no processo de magnetização [15].

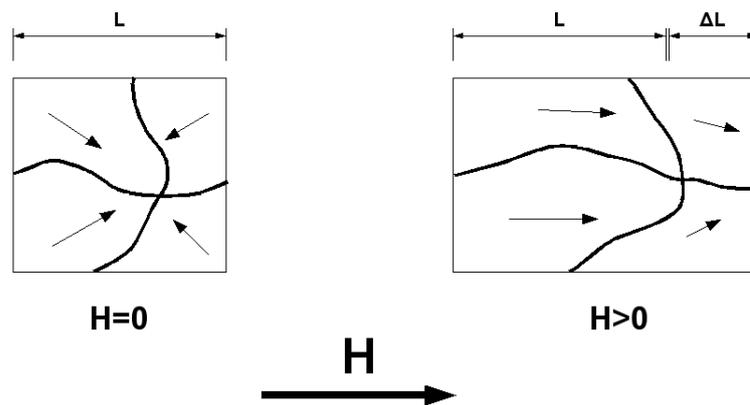


Figura 2.8 – Ordenamento dos domínios magnéticos desde um estado desmagnetizado ($H = 0$) até um estado de saturação ($H > 0$). O comprimento da amostra sofre uma deformação durante o processo de magnetização [14].

⁴ A magnetostricção foi descoberta em 1842 por Joule. Ele mostrou que o comprimento de uma barra de ferro aumentava quando ela era magnetizada longitudinalmente por um campo magnético fraco [11].

Ela é definida por

$$\lambda = \frac{\Delta L}{L}, \quad (2.11)$$

onde ΔL é a deformação no comprimento da amostra e L o comprimento inicial. Sendo que λ pode apresentar valores positivos, negativos e, em alguns materiais, muito próximos de zero.

Na figura 2.9, pode-se ver o comportamento da magnetostricção em função de um campo magnético externo. O valor de λ medido na saturação magnética é chamado de magnetostricção de saturação (λ_s).

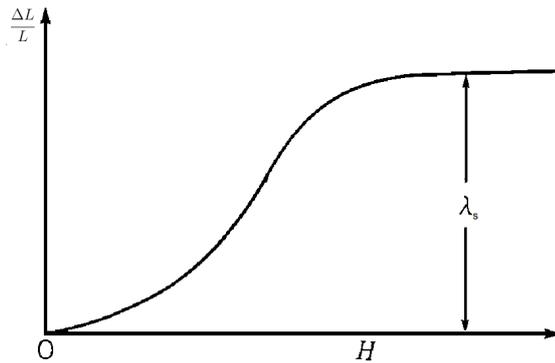


Figura 2.9 – Magnetostricção em função do campo magnético externo. O valor máximo representa a magnetostricção de saturação (λ_s) [15].

A existência da magnetostricção deve-se ao fato que a estrutura cristalina é deformada espontaneamente dentro de cada domínio, na direção de sua magnetização. Então, quando um campo magnético é aplicado, o eixo tensionado (onde ocorreu a deformação) acompanha a rotação da magnetização do domínio, resultando em uma deformação de toda a amostra [15]. Isso está esquematizado na figura 2.10.

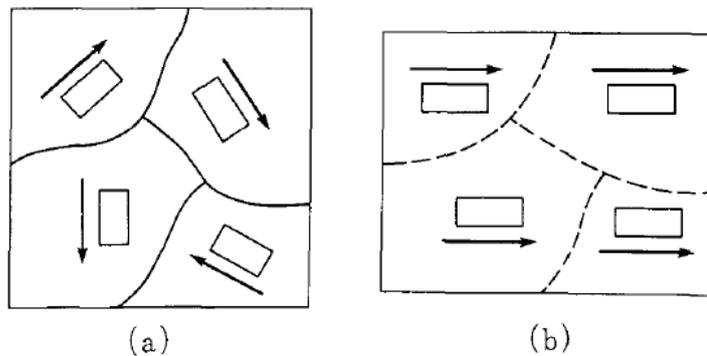


Figura 2.10 – Rotação da magnetização dos domínios sendo acompanhada pela rotação dos eixos de tensão espontânea [15].

Para um cristal cúbico, por exemplo, a energia de anisotropia magnetoelástica (E_{me}), definida como zero para uma rede não alongada, está relacionada com a magnetostricção e a

tensão na amostra por

$$E_{me} = -\frac{3}{2}\lambda_{100}\sigma \left(\alpha_1^2\delta_1^2 + \alpha_2^2\delta_2^2 + \alpha_3^2\delta_3^2 - \frac{1}{3} \right) - 3\lambda_{111}\sigma (\alpha_1\alpha_2\delta_1\delta_2 + \alpha_2\alpha_3\delta_2\delta_3 + \alpha_3\alpha_1\delta_3\delta_1), \quad (2.12)$$

onde σ é o módulo da tensão, os α_i são os cossenos diretores da magnetização, os δ_i são os cossenos diretores da tensão, e λ_{100} e λ_{111} são os valores de saturação da magnetostricção, quando o cristal cúbico é magnetizado nas direções $\langle 100 \rangle$ e $\langle 111 \rangle$, respectivamente.

Se a magnetostricção for isotrópica, $\lambda_{\langle 100 \rangle} = \lambda_{\langle 111 \rangle} = \lambda_S$, a equação 2.12 pode ser reescrita como

$$E_{me} = -\frac{3}{2}\lambda_S\sigma \cos^2 \theta, \quad (2.13)$$

onde θ é o ângulo entre a magnetização no estado saturado (M_S) e σ .

Devido a magnetostricção, quando uma tensão mecânica é aplicada numa amostra sua estrutura de domínios pode ser alterada, formando ou alterando uma direção de fácil magnetização. A direção em que a tensão mecânica vai induzir o alinhamento dos domínios magnéticos é dada pela análise do sinal do produto $\lambda\sigma$. Se $\lambda\sigma > 0$, um eixo de fácil magnetização é induzido na mesma direção em que a tensão é aplicada. Se $\lambda\sigma < 0$, é induzido em uma direção perpendicular à que a tensão é aplicada.

2.2.4 Anisotropia perpendicular e *stripe domains*

A direção da magnetização em um filme fino uniformemente magnetizado, geralmente, situa-se no plano, por razões magnetostáticas (mencionadas anteriormente). No entanto, uma anisotropia perpendicular pode surgir quando o filme fino cresce com um eixo fácil perpendicular a seu plano [13].

Se θ é o ângulo entre a magnetização e a normal ao filme e existe uma anisotropia perpendicular (K_p), a energia total por unidade de volume, $K_p \sin^2 \theta + \frac{1}{2}\mu_0 M_S^2 \cos^2 \theta$, é mínima em $\theta = 0$, quando o fator de qualidade,

$$Q = \frac{2K_p}{\mu_0 M_S^2}, \quad (2.14)$$

é maior do que um ($Q > 1$). Assim, a condição para uma anisotropia perpendicular intensa é

$$K_p > \frac{1}{2}\mu_0 M_S^2. \quad (2.15)$$

Segundo [16], o surgimento de uma anisotropia magnética perpendicular pode ser oriundo das anisotropias magnetocristalina, magnetostática e/ou magnetoelástica. De um modo geral,

qualquer um desses três mecanismos pode ser dominante, dependendo da composição do filme fino e dos parâmetros utilizados no processo de produção [17].

Filmes finos magnéticos que possuem uma anisotropia perpendicular à sua superfície, geralmente, exibem uma estrutura com *stripe domains* (domínios na forma de fitas). A extensão de tais domínios é, frequentemente, caracterizada pelo fator de qualidade (Q) citado acima, o qual relaciona a anisotropia perpendicular com a anisotropia magnetostática.

Para uma anisotropia perpendicular intensa, onde $Q > 1$, a magnetização situa-se, predominantemente, fora do plano. Quando $Q < 1$ (nesse caso $K_p < \frac{1}{2}\mu_0 M_S^2$), a magnetização tende a se manter no plano do filme até uma espessura crítica. Acima dessa espessura surge uma estrutura com *stripe domains*, por meio da qual a magnetização passa a ter uma componente fora do plano [18].

Na figura 2.11 apresenta-se uma ilustração esquemática de como ocorre a distribuição de spins nesses domínios. A magnetização, em cada domínio, se desvia do plano, alternando entre as direções *up* e *down*, devido à presença da anisotropia perpendicular.

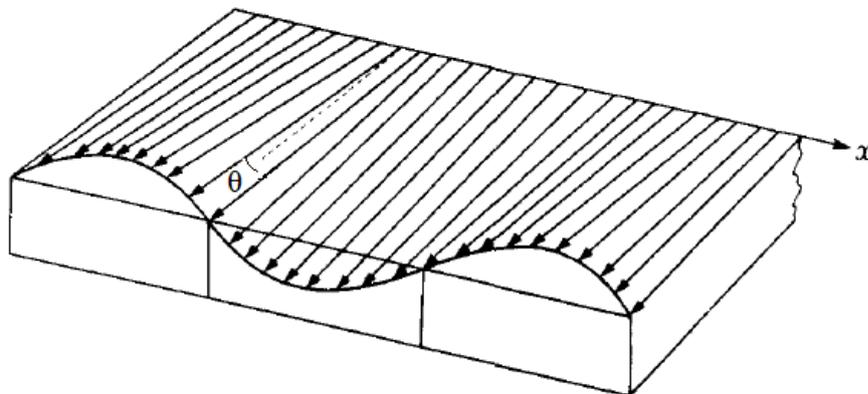


Figura 2.11 – Ilustração esquemática da distribuição de spins em *stripe domains*. O ângulo θ representa o desvio dos spins com relação ao plano do filme fino [15].

Essa estrutura de domínios magnéticos é a solução para minimizar, simultaneamente, a energia de anisotropia perpendicular e a energia de anisotropia magnetostática [15]. Sua existência pode ser constatada por várias técnicas de medidas magnéticas. Na figura 2.12, são mostradas imagens, obtidas por microscopia de força magnética (MFM), para filmes finos de Permalloy que acima de uma espessura crítica apresentam tais domínios. No filme de 225 nm, mesmo que fraca, já existe uma evidência da estrutura com *stripe domains*, o que é observado através da mudança de contraste na imagem.

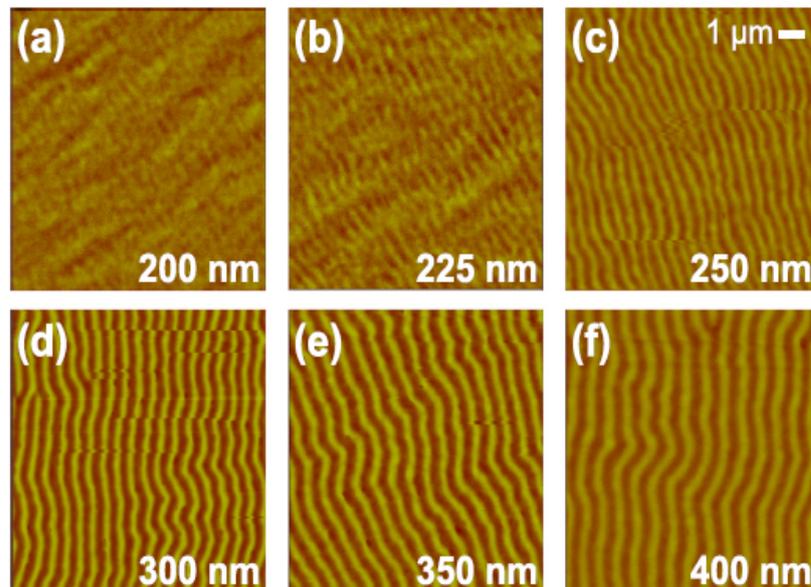


Figura 2.12 – Imagens, obtidas por MFM, dos domínios nas superfícies magnéticas (na ausência de um campo magnético) de filmes finos de Permalloy com diferentes espessuras [19].

2.3 Ressonância Ferromagnética

Quando um campo magnético alternado de alta frequência é aplicado numa amostra, situada num campo magnético estático, certos efeitos de ressonância são observados em valores particulares da frequência e do campo estático [11]. Tais efeitos podem envolver o momento magnético de um elétron isolado (ressonância paramagnética eletrônica ⁵), o momento magnético de um núcleo (ressonância magnética nuclear), ou, em se tratando de uma amostra ferromagnética, a magnetização (ressonância ferromagnética).

As técnicas experimentais que utilizam efeitos de ressonância magnética, dentre outras aplicações, são utilizadas na imagiologia médica e são valiosas na investigação da estrutura e das propriedades magnéticas dos sólidos [13]. Nesse trabalho, a ressonância ferromagnética (FMR) será utilizada no estudo da dinâmica da magnetização de filmes finos ferromagnéticos.

Para realizar um experimento de FMR, a ideia básica é aplicar um campo alternado, na faixa de micro-ondas, em uma amostra ferromagnética situada num campo magnético estático (\vec{H}), intenso o suficiente para magnetizá-la na sua direção. Com a intenção de perturbar os momentos magnéticos atômicos, responsáveis pela magnetização da amostra, e desviá-los da posição de equilíbrio (menor energia livre magnética), o campo da radiação de micro-ondas é aplicado perpendicularmente ao campo estático. Quando desviada de sua posição de equilíbrio,

⁵ Pode ser observada em todos os materiais, exceto nos diamagnéticos. Recebe tal nome por ter sido observada primeiramente em materiais paramagnéticos.

a magnetização precessiona em torno do campo estático, como pode ser observado na figura 2.13.

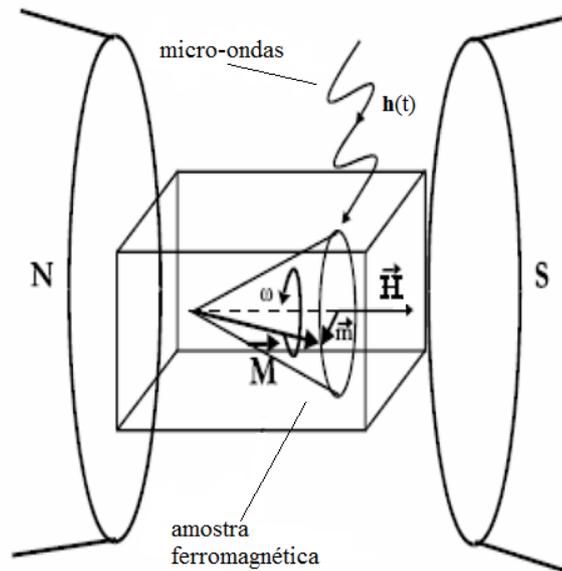


Figura 2.13 – Amostra ferromagnética situada num campo magnético estático (\vec{H}) que é aplicado perpendicularmente a um campo magnético alternado ($h(t)$). A magnetização da amostra precessiona em torno de \vec{H} com uma frequência ω [20].

Se a frequência de oscilação do campo alternado for igual à de precessão da magnetização, ocorrerá absorção de radiação eletromagnética pela amostra, ou seja, o sistema entrará em ressonância ferromagnética. Em termos da Mecânica Quântica, a ressonância acontece quando a degenerescência dos estados atômicos é quebrada (efeito Zeeman) e o sistema absorve energia de um campo magnético oscilante em frequências bem definidas, correspondentes às das transições entre os níveis de energia. A condição de ressonância estabelecida pela Quântica não depende da constante de Planck. Isso sugere que o mesmo resultado deve ser obtido através dos argumentos clássicos [13].

A ressonância ferromagnética foi observada pela primeira vez por Griffiths em 1946 [21]. Em seu experimento, um filme fino de ferro foi colocado na extremidade de uma cavidade ressonante de micro-ondas. Paralelamente à superfície do filme foi aplicado um campo magnético externo. Mantendo a frequência de micro-ondas constante, Griffiths verificou que um máximo de absorção de energia ocorria para um determinado valor do campo externo. Em 1947, Kittel discutiu a teoria relacionada a esse fenômeno e demonstrou, matematicamente, a condição de ressonância ferromagnética [22]. No ano seguinte, Kittel incluiu em sua teoria o efeito da forma da amostra ferromagnética e de sua orientação cristalina [23].

O estudo da ressonância ferromagnética é uma das ferramentas mais precisas para a

investigação de materiais ferromagnéticos [24]. Através de medidas de FMR é possível obter as constantes de anisotropia magnética e determinar informações quantitativas dos mecanismos de relaxação da magnetização, por exemplo [25].

2.3.1 Movimento de precessão da magnetização

A fim de obter uma expressão para a frequência de ressonância ferromagnética ⁶ parte-se, através de um tratamento semi-clássico, do estudo do movimento de um spin eletrônico (\vec{S}) num campo magnético externo (\vec{H}). Esse fenômeno está representado na figura 2.14.

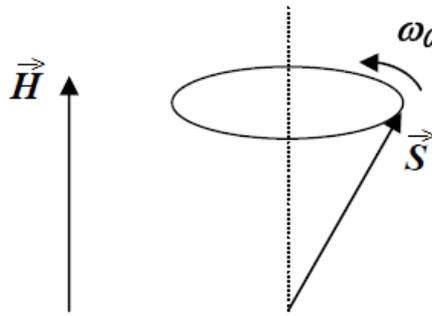


Figura 2.14 – Spin semi-clássico (\vec{S}) precessionando num campo magnético externo (\vec{H}).

Quando aplicado, o campo magnético externo exerce um torque ($\vec{\tau}$) sobre o momento magnético ($\vec{\mu}$) associado ao spin,

$$\vec{\tau} = \vec{\mu} \times \vec{H}. \quad (2.16)$$

Na situação de equilíbrio $\vec{\mu}$ e \vec{H} se alinham paralelamente, minimizando a energia de interação entre eles ($E = -\vec{\mu} \cdot \vec{H}$). Evidentemente, nesse caso, o torque dado pela equação 2.16 é nulo. Porém, se o spin for desviado da posição de equilíbrio pela ação de um campo alternado transversal à \vec{H} , por exemplo, ele passará a precessionar em torno de \vec{H} , uma vez que o torque será perpendicular ao plano de \vec{S} e \vec{H} . Esse torque produz uma variação no momento angular do elétron (\vec{J}), ou seja,

$$\vec{\tau} = \frac{d\vec{J}}{dt}. \quad (2.17)$$

Considere-se que a relação entre $\vec{\mu}$ e \vec{J} é

$$\vec{\mu} = -\gamma\vec{J}, \quad (2.18)$$

⁶ O sistema de unidades utilizado nessa seção é o CGS.

onde $\gamma = \frac{ge}{2mc}$ é o fator giromagnético⁷ do átomo, ou íon magnético.

Substituindo as equações 2.16 e 2.18 em 2.17 chega-se na equação de movimento do momento magnético associado ao spin,

$$\frac{d\vec{\mu}}{dt} = -\gamma\vec{\mu} \times \vec{H}. \quad (2.19)$$

Dessa forma, se a magnetização (\vec{M}) de uma amostra ferromagnética é uniforme e definida como o momento magnético por unidade de volume, sua equação de movimento pode ser escrita como

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma\vec{M} \times \vec{H}. \quad (2.20)$$

O movimento de \vec{M} , decorrente dessa equação, está ilustrado na figura 2.15. Vê-se que o vetor magnetização executa um movimento de precessão circular em torno do campo \vec{H} , semelhante a um giroscópio no campo gravitacional da terra [12].

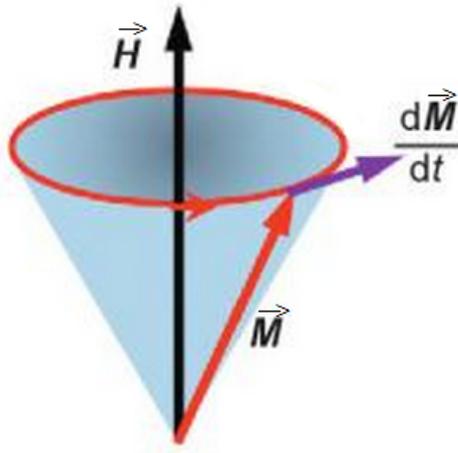


Figura 2.15 – Precessão da magnetização (\vec{M}) em torno de um campo magnético externo (\vec{H}), não considerando o termo de amortecimento (adaptado de [26]).

A solução para a equação de movimento da magnetização é

$$\omega_0 = \gamma H, \quad (2.21)$$

o que revela que ela precessiona em torno do campo externo na frequência de Larmor ($f_L = \omega_0/2\pi$). Pode-se observar que ω_0 é diretamente proporcional à intensidade do campo magnético e que o coeficiente de proporcionalidade é o fator giromagnético. Para $g = 2$, $\gamma \simeq 2\pi \times 2.8$ MHz/Oe. Assim, se $H = 1$ KOe (campo típico de ímãs ou eletroímãs), a frequência de

⁷ Onde e e m são a carga e a massa do elétron, respectivamente, c é a velocidade da luz e g é o fator de Landé (= 2 para o spin do elétron).

precessão da magnetização é 2.8 GHz (frequência situada na faixa de micro-ondas). Desse modo, a ressonância ferromagnética irá ocorrer quando a frequência de oscilação do campo alternado também for 2.8 GHz.

Em amostras ferromagnéticas, os spins estão acoplados por meio da interação de troca. Dessa forma, das excitações do sistema de spins, resultam precessões coletivas em torno da posição de equilíbrio. A excitação de menor energia é o modo uniforme, no qual os spins precessionam em torno de \vec{H} com a mesma fase, como esquematizado na figura 2.16. Nesse caso, a única frequência de precessão é a dada pela equação 2.21.

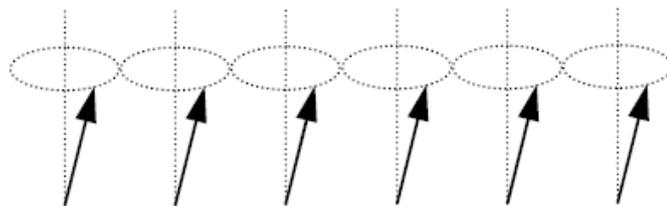


Figura 2.16 – Ilustração do modo uniforme em um sistema ferromagnético.

A equação 2.20 é denominada equação de Landau-Lifshitz sem *damping* (amortecimento). Ela implica que a magnetização apenas precessiona em torno do campo externo e nunca se alinha paralelamente a ele. Na prática, a amplitude da precessão da magnetização diminui com o tempo, e o vetor magnetização segue um caminho espiral, como mostrado na figura 2.17.

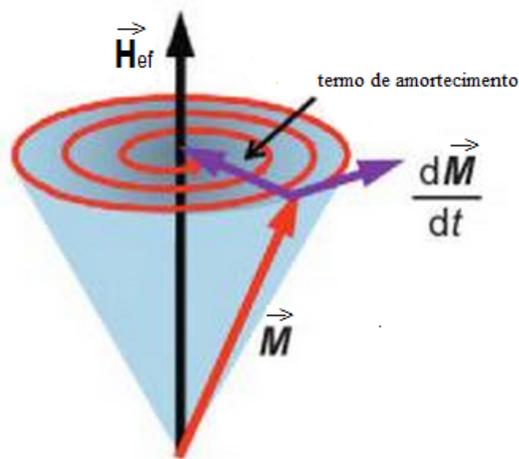


Figura 2.17 – Precessão da magnetização em torno de um campo magnético efetivo (\vec{H}_{ef}), considerando o termo de amortecimento (adaptado de [26]).

Portanto, um termo de amortecimento deve ser adicionado na equação 2.20 a fim de

descrever as perdas de energia durante o movimento de precessão e o alinhamento de \vec{M} com \vec{H} . A formulação de Landau-Lifshitz sugere um termo da forma

$$-\lambda \frac{\vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H})}{M^2}, \quad (2.22)$$

onde λ é um parâmetro de amortecimento ajustável.

Com a adição do termo de amortecimento 2.22 e com a substituição de \vec{H} por \vec{H}_{ef} , campo efetivo interno devido às várias interações existentes no ferromagneto em estudo, a equação de Landau-Lifshitz torna-se

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H}_{ef} - \lambda \frac{\vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}_{ef})}{M^2}. \quad (2.23)$$

Gilbert, a partir de uma formulação lagrangiana [27], sugeriu o termo de amortecimento

$$\frac{\alpha}{M} \left(\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \right), \quad (2.24)$$

onde $\alpha = \frac{\lambda}{\gamma M}$.

Colocando esse termo de amortecimento na equação 2.23, obtém-se a equação de movimento da magnetização de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG),

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H}_{ef} + \frac{\alpha}{M} \left(\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \right), \quad (2.25)$$

onde $\alpha > 0$ é o parâmetro de amortecimento de Gilbert, sendo muito menor que um para os metais de transição.

O termo de amortecimento garante que a magnetização precessiona um número finito de vezes em torno do campo efetivo, antes de chegar na posição de equilíbrio [26].

2.3.2 Formulação de Smit e Beljers

A Formulação de Smit e Beljers [28], apresentada em 1955, fornece um método para o cálculo da frequência de ressonância ferromagnética, a partir da energia livre magnética. Nesse método, adota-se um sistema de coordenadas esféricas, onde o vetor magnetização tem uma orientação definida pelos ângulos polar (θ) e azimutal (ϕ), como na figura 2.18.

A orientação de equilíbrio de \vec{M} , definida pelos ângulos de equilíbrio θ_0 e ϕ_0 , pode ser encontrada através das equações que expressam a situação de mínima energia livre [24],

$$F_\theta \equiv \frac{\partial F}{\partial \theta} = 0 \quad (2.26)$$

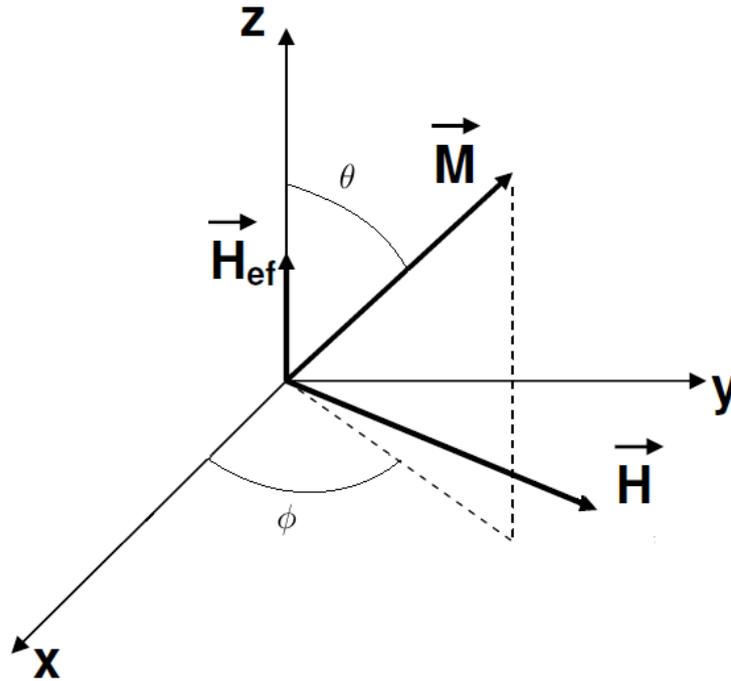


Figura 2.18 – Orientação de \vec{M} num sistema de coordenadas esféricas. Supõe-se que \vec{H}_{ef} e \vec{H} estão em diferentes direções.

e

$$F_\phi \equiv \frac{\partial F}{\partial \phi} = 0. \quad (2.27)$$

O campo efetivo interno (\vec{H}_{ef}), por sua vez, pode ser determinado a partir do gradiente da energia livre por unidade de volume da amostra ferromagnética. Em coordenadas esféricas,

$$\vec{H}_{ef} = -\vec{\nabla}_{\vec{M}} F = -\frac{\partial F}{\partial M} \hat{r} - \frac{1}{M} \frac{\partial F}{\partial \theta} \hat{\theta} - \frac{1}{M \sin \theta_0} \frac{\partial F}{\partial \phi} \hat{\phi}. \quad (2.28)$$

Já o vetor magnetização é expresso por

$$\vec{M}(t) = M_r \hat{r} + m_\theta(t) \hat{\theta} + m_\phi(t) \hat{\phi}, \quad (2.29)$$

mas para um amortecimento de pequenos sinais m_θ e $m_\phi \ll M_r$, assim pode-se considerar que

$$\vec{M} = M \hat{r}. \quad (2.30)$$

Substituindo as equações 2.30 e 2.28 na equação de movimento da magnetização sem considerar o termo de amortecimento,

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H}_{ef}, \quad (2.31)$$

tem-se

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \left[M \hat{r} \times \left(-\frac{\partial F}{\partial M} \hat{r} - \frac{1}{M} \frac{\partial F}{\partial \theta} \hat{\theta} - \frac{1}{M \sin \theta_0} \frac{\partial F}{\partial \phi} \hat{\phi} \right) \right] \quad (2.32)$$

Com a resolução do produto vetorial da equação anterior e reescrevendo as derivadas como $\frac{\partial F}{\partial \theta} = F_\theta$ e $\frac{\partial F}{\partial \phi} = F_\phi$, obtém-se

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma F_\theta \hat{\phi} - \frac{\gamma}{\sin \theta_0} F_\phi \hat{\theta}. \quad (2.33)$$

Ao comparar as equações 2.33 e 2.29 conclui-se que

$$\frac{dm_\theta}{dt} = -\frac{\gamma}{\sin \theta_0} F_\phi, \quad (2.34)$$

$$\frac{dm_\phi}{dt} = \gamma F_\theta, \quad (2.35)$$

$$\frac{dM}{dt} = 0. \quad (2.36)$$

No movimento de precessão em torno de \vec{H}_{ef} , \vec{M} sofre pequenos desvios a partir da posição de equilíbrio, como pode ser visto na figura 2.19. De acordo com essa figura os desvios são dados por

$$\delta m_\theta(t) = M \sin \delta\theta(t) = M \delta\theta(t) = M (\theta(t) - \theta_0) \quad (2.37)$$

e

$$\delta m_\phi(t) = M \sin \theta_0 \delta\phi(t) = M \sin \theta_0 (\phi(t) - \phi_0). \quad (2.38)$$

Substituindo as equações 2.37 e 2.38 nas equações 2.34 e 2.35, respectivamente, têm-se

$$\frac{d}{dt} \delta\theta = -\frac{\gamma}{M \sin \theta_0} F_\phi \quad (2.39)$$

$$\frac{d}{dt} \delta\phi = \frac{\gamma}{M \sin \theta_0} F_\theta. \quad (2.40)$$

Desde que os desvios $\delta\theta$ e $\delta\phi$ sejam pequenos, quando comparados com os valores de equilíbrio θ_0 e ϕ_0 , a energia livre magnética, $F = F(\theta, \phi)$, pode ser expandida numa série de Taylor em torno da posição de equilíbrio. Assim,

$$F = F_0 + F_\theta \delta\theta + F_\phi \delta\phi + \frac{1}{2} (F_{\phi\phi} \delta\phi^2 + 2F_{\theta\phi} \delta\theta \delta\phi + F_{\theta\theta} \delta\theta^2), \quad (2.41)$$

onde as primeiras e segundas derivadas da energia livre, F_θ , F_ϕ , $F_{\theta\theta}$, $F_{\phi\phi}$ e $F_{\theta\phi}$, são calculadas com relação aos ângulos de equilíbrio. Dessa forma, mantendo apenas os termos de primeira ordem,

$$F_\theta = F_{\theta\theta} \delta\theta + F_{\theta\phi} \delta\phi \quad (2.42)$$

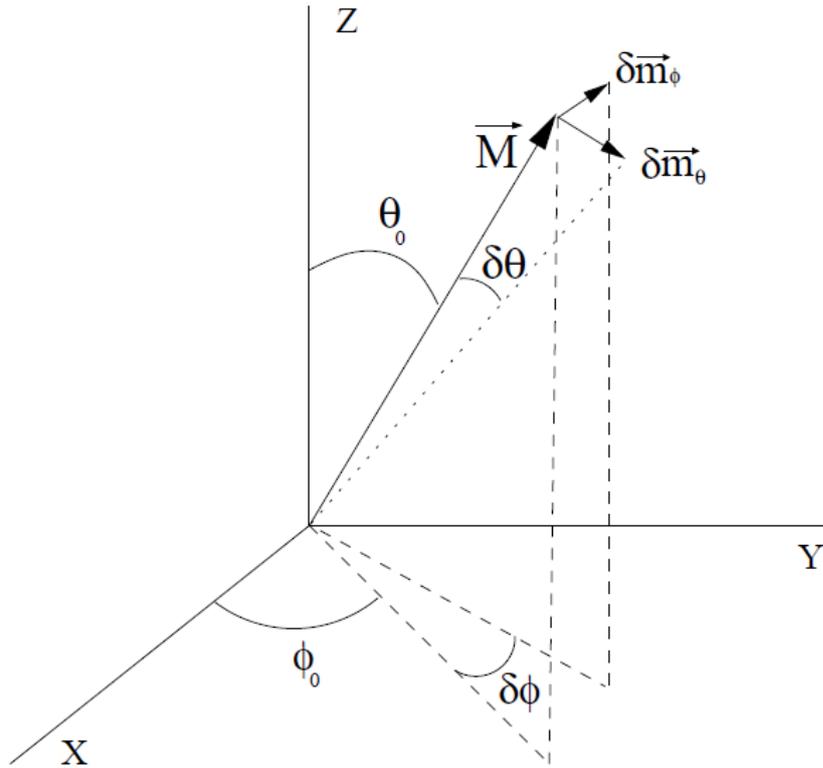


Figura 2.19 – Vetor magnetização com sua componente fixa, M_r , e aquelas que variam periodicamente com o tempo [29].

e

$$F_\phi = F_{\phi\theta}\delta\theta + F_{\phi\phi}\delta\phi. \quad (2.43)$$

Com a substituição das equações 2.42 e 2.43 nas equações 2.39 e 2.40, respectivamente, chega-se num sistema de equações lineares que descrevem as pequenas oscilações do vetor magnetização a partir da posição de equilíbrio [24],

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}\delta\theta &= -\frac{\gamma}{M \sin \theta_0} (F_{\phi\theta}\delta\theta + F_{\phi\phi}\delta\phi) \\ \frac{d}{dt}\delta\phi &= \frac{\gamma}{M \sin \theta_0} (F_{\theta\theta}\delta\theta + F_{\theta\phi}\delta\phi). \end{aligned} \quad (2.44)$$

O sistema de equações homogêneas 2.44 tem soluções periódicas da forma $\delta\theta, \delta\phi \sim \exp^{i\omega t}$, podendo ser reescrito como

$$\begin{aligned} \left(i\omega + \frac{\gamma}{M \sin \theta_0} F_{\phi\theta}\right) \delta\theta + \left(\frac{\gamma}{M \sin \theta_0} F_{\phi\phi}\right) \delta\phi &= 0 \\ \left(-\frac{\gamma}{M \sin \theta_0} F_{\theta\theta}\right) \delta\theta + \left(i\omega - \frac{\gamma}{M \sin \theta_0} F_{\theta\phi}\right) \delta\phi &= 0. \end{aligned} \quad (2.45)$$

Para que esse sistema tenha solução não trivial, o determinante a ele associado deve ser zero. Tal condição leva à equação

$$F_{\theta\phi}^2 - F_{\theta\theta}F_{\phi\phi} + \frac{\omega^2 M^2 \sin^2 \theta_0}{\gamma^2} = 0. \quad (2.46)$$

Dessa equação, obtém-se a condição de ressonância ferromagnética (ω_{res}), deduzida pela primeira vez por Smit e Beljers,

$$\omega_{res} = \left(\frac{\gamma}{M \sin \theta_0} \right) \sqrt{F_{\theta\theta} F_{\phi\phi} - F_{\theta\phi}^2}. \quad (2.47)$$

Pode-se observar que para obter ω_{res} é necessário uma expressão concreta para a energia livre magnética, a qual depende da orientação da magnetização [24]. Essa expressão, como mencionado na seção 2.2, deve considerar todas as interações presentes na amostra.

Os efeitos que a forma da amostra, orientação cristalina, tensões e estrutura de domínios causam no fenômeno de ressonância ferromagnética são determinados pelos componentes do campo efetivo interno, os quais podem ter diferentes importâncias, dependendo das propriedades do material e das condições experimentais [24].

Se, por exemplo, na expressão para a energia livre magnética for considerado apenas o efeito da forma da amostra, ou seja, a energia de anisotropia magnetostática, a equação 2.47 torna-se

$$\frac{\omega_{res}}{\gamma} = \sqrt{[H_0 + (N_x - N_z) M_S] [H_0 + (N_y - N_z) M_S]}. \quad (2.48)$$

Logo, nesse caso, a condição de ressonância ferromagnética depende essencialmente da forma da amostra (N_x , N_y e N_z são os fatores desmagnetizantes) e de sua magnetização de saturação (M_S) [24]. Tal equação foi deduzida primeiramente por Kittel em 1948, que a obteve diretamente da equação de movimento da magnetização, considerando o campo desmagnetizante [23].

Quando, na dedução da equação 2.47, considera-se o termo que representa o amortecimento da precessão da magnetização, a ω_{res} é muito pouco modificada, no entanto, pode-se obter uma expressão para a largura de linha da ressonância ferromagnética, dada por

$$\Delta\omega = \frac{\alpha\gamma}{M} \left(\frac{F_{\phi\phi}}{\sin \theta_0} + F_{\theta\theta} \right). \quad (2.49)$$

Essa grandeza carrega informações sobre os mecanismos microscópicos de relaxação da magnetização. Na equação 2.49, porém, apenas o amortecimento de LLG está sendo considerado.

Num experimento de FMR pode-se variar a frequência do campo magnético alternado enquanto o campo magnético externo é mantido fixo, ou fazer o contrário, uma vez que $\omega = \gamma H_{ef}$. Dessa forma, se a frequência de oscilação do campo alternado varia e o campo externo é constante, a largura de linha corresponde a uma faixa de frequências ($\Delta\omega$) tomada na meia

altura da curva de absorção de energia da radiação incidente na amostra. Quando se faz variar o campo externo e a frequência do campo alternado é fixa, a largura de linha corresponde a uma faixa de campos (ΔH).

2.3.3 Permeabilidade complexa e Ressonância ferromagnética

Quando aplica-se numa amostra um campo magnético alternado de frequência angular ω ,

$$h(t) = h_0 e^{i\omega t}, \quad (2.50)$$

a densidade de fluxo induzida (b), geralmente, fica defasada com relação a ele por um ângulo δ ,

$$b(t) = b_0 e^{i(\omega t - \delta)}. \quad (2.51)$$

Assim, em se tratando de campos alternados, a permeabilidade adquire uma componente fora de fase e pode ser escrita na forma complexa como

$$\mu = \frac{b}{h} = \frac{b_0 e^{i(\omega t - \delta)}}{h_0 e^{i\omega t}} = \frac{b_0}{h_0} e^{-i\delta}. \quad (2.52)$$

Utilizando a fórmula de Euler, pode-se reescrever a equação anterior,

$$\mu = \frac{b_0}{h_0} \cos \delta - i \frac{b_0}{h_0} \sin \delta. \quad (2.53)$$

Com as definições $\mu' = \frac{b_0}{h_0} \cos \delta$ e $\mu'' = \frac{b_0}{h_0} \sin \delta$ obtém-se

$$\mu = \mu' - i\mu''. \quad (2.54)$$

A parte real (μ') da equação da permeabilidade complexa expressa a componente de $b(t)$ que está em fase com $h(t)$. Já a parte imaginária (μ'') expressa a componente de $b(t)$ que está defasada de um ângulo $\pi/2$ em relação à $h(t)$.

A potência (P) absorvida por uma amostra situada num campo alternado de micro-ondas, transversal a um campo magnético estático (H), relaciona-se com a parte imaginária da permeabilidade por:

$$P = \frac{1}{2} \mu'' \omega h_0^2. \quad (2.55)$$

Nessa equação, observa-se que μ'' e P são diretamente proporcionais. Tais grandezas terão valores máximos quando $\omega = \omega_0 = \gamma H$, ou seja, na frequência de ressonância da precessão da magnetização.

Dessa forma, por meio de medidas da permeabilidade complexa em função da frequência, pode-se estudar o fenômeno de ressonância ferromagnética em uma amostra, uma vez que ele ocorre quando μ'' tem um valor máximo. Na figura 2.20 apresenta-se uma curva de $\mu \times f$ para um filme de NiFe, nesse caso a FMR acontece perto de 700 MHz.

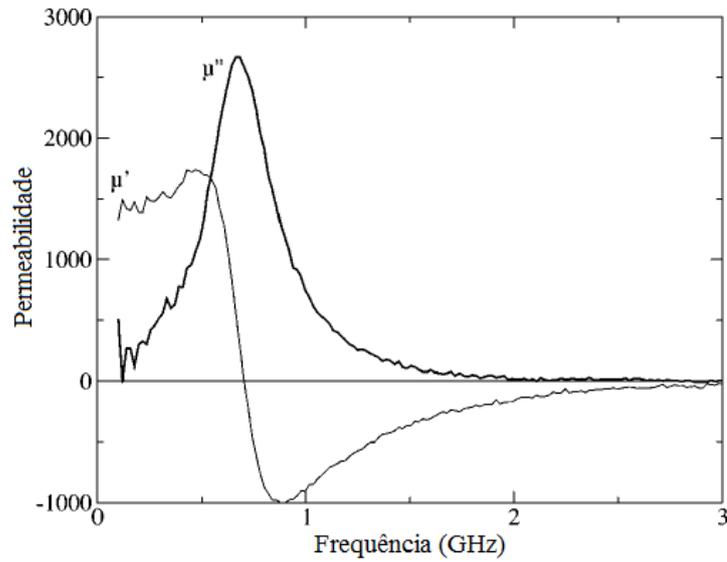


Figura 2.20 – Espectro de permeabilidade de micro-ondas de um filme de NiFe. A medida foi realizada ao longo do eixo duro (adaptado de [30]).

3 TÉCNICAS E PROCEDIMENTOS EXPERIMENTAIS

Esse capítulo trata das técnicas e procedimentos experimentais adotados na produção e caracterização magnética das amostras. Dá-se ênfase à confecção da linha de transmissão e ao sistema experimental para medidas em altas frequências.

3.1 Produção das amostras

Para a realização desse trabalho foram produzidos dois conjuntos de amostras de Permalloy (Py), composição $Ni_{81}Fe_{19}$, na forma de filmes finos circulares. A tabela 3.1 apresenta as espessuras nominais (planejadas) dos filmes de cada conjunto.

Conjunto 1	Conjunto 2
100 nm	150 nm
200 nm	250 nm
500 nm	300 nm
1000 nm	400 nm

Tabela 3.1 – Espessuras nominais dos filmes finos produzidos.

Os filmes foram depositados por *magnetron sputtering* em substratos de vidro e sobre uma camada *buffer* de 10 nm de Tântalo (Ta). Essa camada não está contabilizada nas espessuras nominais e serve para melhorar a adesão do Py sobre o vidro.

3.1.1 Deposição por *magnetron sputtering*

Filmes finos podem ser preparados por diferentes métodos, dependendo da composição, estrutura, espessura e aplicação. Todos os métodos se baseiam na deposição gradual de átomos ou moléculas do material desejado sobre um substrato [12].

A deposição por *sputtering* é amplamente utilizada para fazer filmes finos. Dentre suas qualidades, se destacam a excelente reprodutibilidade das amostras produzidas, boa aderência do filme ao substrato e a facilidade no controle da espessura.

Na figura 3.1, apresenta-se o esquema básico de um equipamento para a deposição de filmes finos por *sputtering*. Nessa técnica, primeiramente, a câmara é evacuada durante algumas horas para eliminar gases residuais, atingindo pressões muito baixas (10^{-11} - 10^{-8} Torr⁸). Em seguida, um gás nobre (Argônio, na maioria das vezes) é injetado na câmara, formando uma

⁸ 1 Pa = 0,01 mBar = 7,50 mTorr.

atmosfera inerte. O *sputtering*, ou seja, a emissão do material que se deseja obter um filme começa quando é aplicada uma diferença de potencial ⁹ (da ordem de KV) entre o porta-substratos e o alvo. O gás é ionizado nessa região, formando um plasma. Os íons do plasma são acelerados pela diferença de potencial em direção ao alvo, com quem colidem balisticamente. A energia adquirida pelos íons é suficiente para desbastar o alvo, espalhando seus átomos (ou aglomerados de átomos) em todas as direções da câmara, inclusive na do substrato, onde se forma o filme fino. A espessura do filme é controlada pelo tempo de exposição do substrato ao plasma e conhecendo-se a taxa de deposição. Essa é calibrada através de medidas de refletividade de raios-X a baixos ângulos, de filmes do material que se deseja depositar.

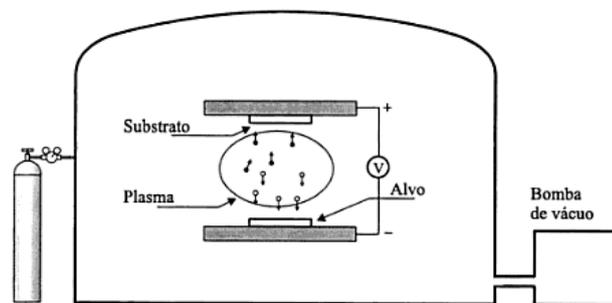


Figura 3.1 – Componentes básicos de um sistema de deposição por *sputtering* [12].

Muitos sistemas, inclusive o do LMMM, utilizam ímãs permanentes para criar um campo magnético que confina o plasma na região do alvo, aumentando a eficiência do processo de deposição. Sendo assim, a denominação da técnica passa a ser *magnetron sputtering*.

O sistema de deposição de filmes finos do LMMM, esquematizado na figura 3.2, é composto basicamente por:

- Uma câmara montada sobre um sistema de vácuo que possui duas bombas BALZERS, uma rotativa e uma difusora, capazes de baixar a pressão até 2.10^{-7} mBar.
- Quatro canhões magnéticos (dois da AJA), com formatos cilíndricos, sobre os quais são colocados os materiais a serem depositados (alvos). Dois canhões são alimentados por fontes de corrente AC e dois por fontes RF. Logo, é possível que quatro materiais diferentes sejam depositados sem que a câmara seja aberta (dois metais e dois isolantes, por exemplo).
- Um porta-substratos, na forma de uma cruz, que proporciona a deposição de até quatro filmes em uma mesma rodada. Ele é acionado por um motor de passos e permite uma

⁹ A alta tensão pode ser DC, utilizada para metais, ou RF, mais adequada para materiais isolantes.

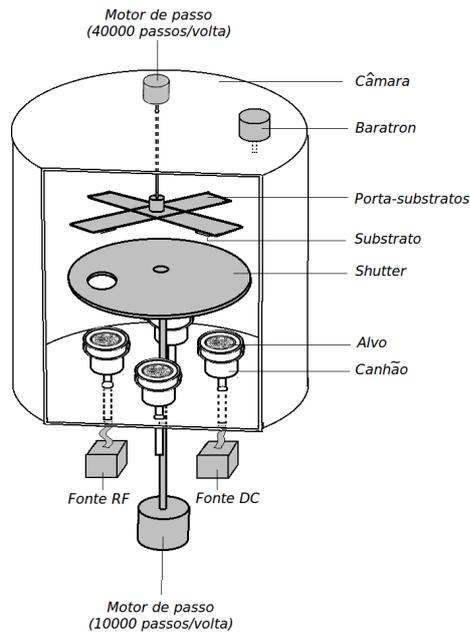


Figura 3.2 – Esquema do sistema de deposição de filmes finos do LMMM (fora de escala) [31].

deposição em movimento, melhorando, assim, a uniformidade dos filmes ao longo dos substratos.

- Um *shutter* (disco com um orifício) que permite iniciar e interromper a exposição do substrato ao plasma e é acionado por um motor de passos.
- Um Baratron que permite a verificação da pressão no interior da câmara durante o processo de deposição.
- O fluxo de gás para dentro da câmara é monitorado por dois controladores 1179A MKS (não apresentados no esquema).

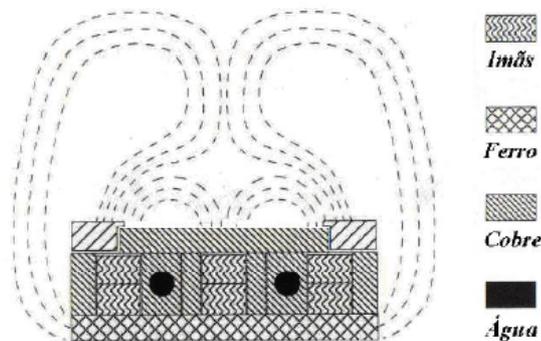


Figura 3.3 – Configuração das linhas de campo magnético em torno de um canhão (AJA International).

O sistema de ímãs que caracteriza a técnica como *magnetron sputtering* encontra-se nos canhões, abaixo do alvo. A configuração das linhas de campo magnético em torno de um canhão pode ser visualizada na figura 3.3. Essa configuração pode induzir uma anisotropia uniaxial nos filmes finos, devido à movimentação dos substratos sobre essa região durante a deposição.

Os parâmetros utilizados na deposição dos dois conjuntos de filmes finos estão apresentados na tabela 3.2. Como os dois materiais depositados, Permalloy e Tântalo, são metais, foram utilizadas duas fontes de corrente DC.

Fluxo de Argônio = 32 SCCM
Pressão no interior da câmara = 2.10 mTorr
Potência dos canhões (Py e Ta) = 50 W
Taxa de deposição do Py = 4.08 Å/s
Taxa de deposição do Ta = 5.36 Å/s
Distância dos alvos ao porta-substratos = 7.5 cm

Tabela 3.2 – Parâmetros de deposição dos dois conjuntos de filmes finos. SCCM denota Standard Cubic Centimeters per Minute.

Para produzir filmes finos circulares, eliminando dessa forma o fator desmagnetizante no plano, foram fixadas máscaras de cobre nos substratos de vidro, como a que pode ser vista na figura 3.4. Assim, nos substratos, só houve deposição em regiões onde existiam aberturas. As aberturas, portanto o diâmetro dos filmes finos circulares, são de 4 mm. Com exceção ¹⁰ das utilizadas para depositar os filmes de 1000 e 400 nm, que são de 3 mm.

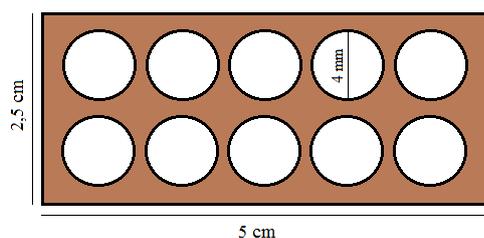


Figura 3.4 – Dimensões das máscaras utilizadas para depositar filmes finos circulares.

¹⁰ Simplesmente pelo fato de o LMMM não possuir quatro máscaras com aberturas de mesmas dimensões.

3.2 Caracterização magnética estática

3.2.1 Magnetômetro de Gradiente (de campo) Alternado

O Magnetômetro de Gradiente (de campo) Alternado (MGA) utiliza a força magnética para a detecção do momento magnético. Nesse método, uma amostra uniformemente magnetizada é colocada em um gradiente de campo magnético alternado. Dessa forma, ela é submetida a uma força dada por $F_x = M \cdot \nabla B_x$, onde M é a magnetização da amostra e ∇B_x é o gradiente de indução magnética.

Como pode ser observado na figura 3.5(a), a amostra é fixada na posição vertical em uma das extremidades de uma haste flexível não magnética e, então, colocada entre os pólos de um eletroímã, os quais geram um campo magnético estático. Paralelamente aos pólos do eletroímã existem duas bobinas que geram um gradiente de campo magnético alternado (H_{AC}) na região da amostra. Tal gradiente é utilizado para exercer uma força periódica na amostra magnetizada pelo campo estático. Essa força deflete a haste que prende a amostra, fazendo-a oscilar com a mesma frequência do H_{AC} . A amplitude de deflexão é proporcional à magnitude do gradiente de campo e ao momento magnético da amostra [32].

O primeiro MGA foi desenvolvido por H. Zijlstra [33] e utilizava um microscópio ótico para observar a variação da amplitude de vibração da haste. Atualmente, coloca-se um cristal piezo-elétrico na outra extremidade da haste, o qual transforma a oscilação mecânica em uma tensão elétrica alternada. A amplitude dessa tensão é proporcional ao momento magnético da amostra[34]. O sinal de saída do piezo-elétrico é detectado sincronicamente com a frequência do gradiente de campo magnético, através de um amplificador *lock-in*.

Observações.

- Para obter o sinal de maior intensidade (maior amplitude de vibração da haste), a frequência de operação deve ser a de ressonância mecânica da haste. Essa é encontrada fazendo-se uma varredura do sinal do piezo em relação a frequência, como na figura 3.6.
- A geometria das bobinas de campo magnético alternado deve propiciar o maior gradiente de campo possível sobre a amostra, para maximizar o sinal.
- Vibrações mecânicas do sistema experimental comprometem a medida, aumentando o ruído. Um pequeno ruído mecânico altera de maneira significativa a amplitude de oscilação da amostra.

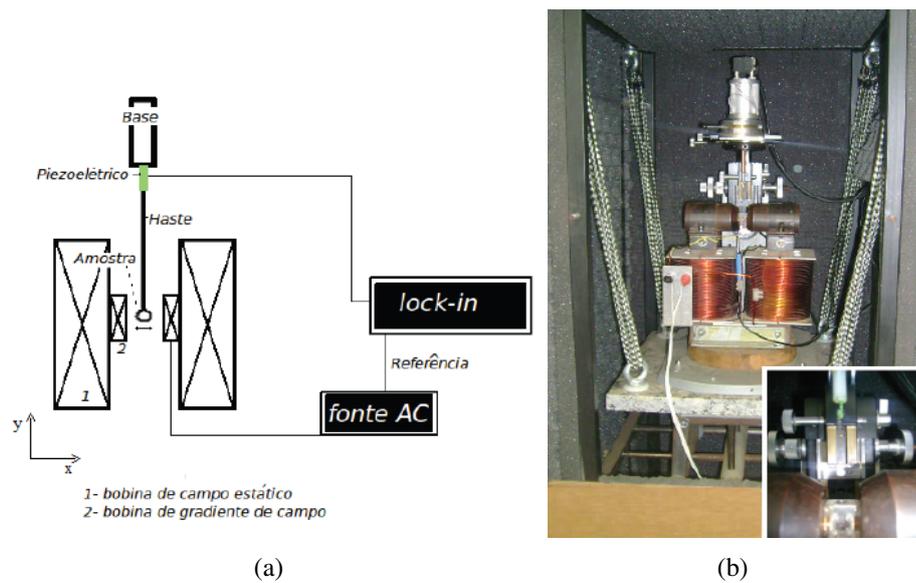


Figura 3.5 – (a) Diagrama básico de um MGA [35]. (b) MGA do LMMM, em destaque a região do porta amostras e o piezo-elétrico [31].

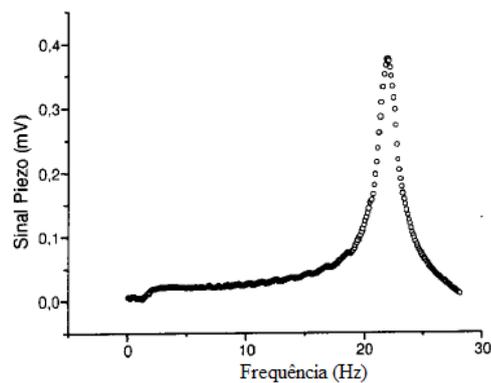


Figura 3.6 – Sinal do piezo em função da frequência para um campo aplicado de 100 Oe. A frequência de ressonância é, aproximadamente, 22 Hz [35].

Para a realização das medidas de magnetização dos filmes finos produzidos utilizou-se o MGA disponível no LMMM, que pode ser visto na figura 3.5(b).

3.3 Caracterização magnética dinâmica

Nessa seção será explicado como foi feita a caracterização magnética dinâmica dos filmes finos. Antes da apresentação da linha de transmissão e do sistema experimental utilizados, no entanto, será feita uma discussão a respeito de guias de onda.

3.3.1 Guias de onda

Uma guia de onda é qualquer estrutura que direciona a propagação de energia, na forma de uma onda eletromagnética, ao longo de determinado caminho. Numa situação ideal não existiriam perdas de energia e distorções na onda que é direcionada [36].

As guias de onda são necessárias quando existe o interesse em se trabalhar com altas frequências (a partir da faixa de micro-ondas), nas quais os circuitos elétricos AC típicos, compostos por resistores, indutores e capacitores, passam a ter maior potência irradiada e a energia eletromagnética não fica confinada.

A forma física mais apropriada para uma guia de onda, como pode ser observado na figura 3.7, depende da faixa de frequências em que se deseja trabalhar. As dimensões da guia devem estar relacionadas ao comprimento de onda da radiação que será guiada. Quanto menor o comprimento de onda da radiação, menor deve ser a estrutura da guia [36]. São exemplos de guias de onda: *microstrip*, *stripline*, cabos coaxiais e fibras óticas.

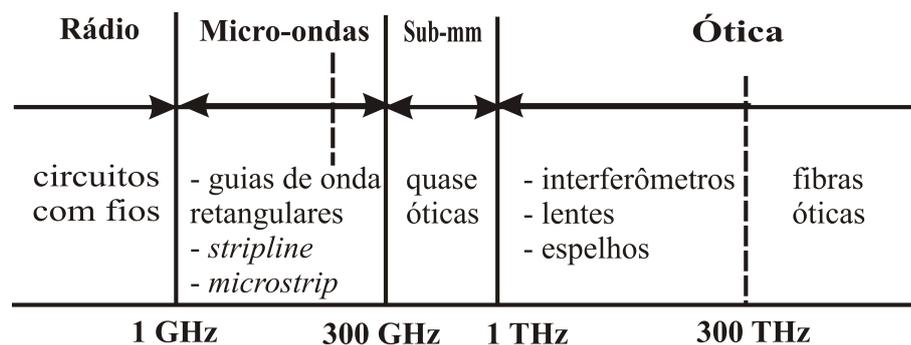


Figura 3.7 – Guias de onda apropriadas para cada região do espectro eletromagnético (adaptado de [36]).

3.3.1.1 Linhas de transmissão

Por questões de classificação, uma guia de onda formada por dois condutores separados denomina-se linha de transmissão [36].

A propagação de uma onda eletromagnética numa linha de transmissão pode ser abordada a partir de uma extensão da teoria de circuitos, ou através das equações de Maxwell [37]. Considerando a primeira possibilidade, associa-se a uma linha de transmissão de comprimento z , comparável ao comprimento de onda (λ) da radiação que é transmitida, um circuito com elementos distribuídos. Na figura 3.8 têm-se uma linha de transmissão, representada esquematicamente por dois fios condutores, e o circuito equivalente para uma região infinitesimal de

comprimento Δz .

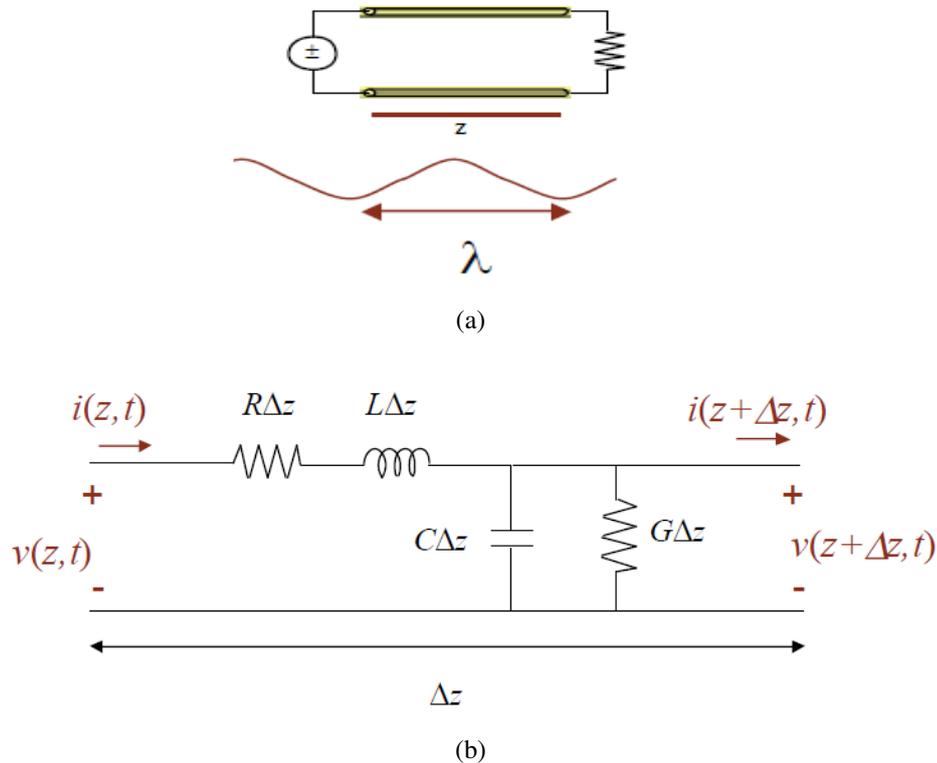


Figura 3.8 – (a) Dois fios paralelos de comprimento z formam uma linha de transmissão. (b) Uma região infinitesimal de comprimento Δz da linha pode ser modelada por um circuito equivalente [37].

No circuito associado ao comprimento infinitesimal Δz da linha de transmissão, $i(z, t)$ e $v(z, t)$ são, respectivamente, a corrente elétrica e a voltagem em função do comprimento e do tempo. As grandezas R , L , C e G são, respectivamente, a resistência, a indutância, a capacitância e a condutância por unidade de comprimento. Sendo que R e G estão relacionados à perdas de energia.

Com a aplicação das Leis de Kirchhoff ao circuito da figura 3.8(b) têm-se

$$v(z, t) - R\Delta z i(z, t) - L\Delta z \frac{\partial i(z, t)}{\partial t} - v(z + \Delta z, t) = 0 \quad (3.1)$$

e

$$i(z, t) - G\Delta z v(z + \Delta z, t) - C\Delta z \frac{\partial v(z + \Delta z, t)}{\partial t} - i(z + \Delta z, t) = 0. \quad (3.2)$$

Dividindo as equações 3.1 e 3.2 por Δz e tomando o limite em que $\Delta z \rightarrow 0$, obtêm-se as equações diferenciais

$$\frac{\partial v(z, t)}{\partial z} = -Ri(z, t) - L \frac{\partial i(z, t)}{\partial t} \quad (3.3)$$

e

$$\frac{\partial i(z, t)}{\partial z} = -Gv(z, t) - C \frac{\partial v(z, t)}{\partial t}. \quad (3.4)$$

Para um estado estacionário, as equações 3.3 e 3.4 podem ser reescritas como [37]

$$\frac{dV(z)}{dz} = -(R + j\omega L)I(z) \quad (3.5)$$

e

$$\frac{dI(z)}{dz} = -(G + j\omega C)V(z). \quad (3.6)$$

As equações 3.5 e 3.6 podem ser resolvidas simultaneamente, resultando nas equações de onda para a voltagem ($V(z)$) e a corrente ($I(z)$), dadas por

$$\frac{d^2V(z)}{dz^2} - \kappa^2V(z) = 0 \quad (3.7)$$

e

$$\frac{d^2I(z)}{dz^2} - \kappa^2I(z) = 0. \quad (3.8)$$

Onde

$$\kappa = \alpha + j\beta = \sqrt{(R + j\omega L)(G + j\omega C)} \quad (3.9)$$

é a constante de propagação complexa da linha de transmissão, tendo dependência na frequência angular (ω) da onda eletromagnética e sendo composta por uma constante de atenuação (α) e uma de fase ($j\beta$).

As soluções das equações 3.7 e 3.8 são, respectivamente,

$$V(z) = V_0^+ e^{-\kappa z} + V_0^- e^{\kappa z} \quad (3.10)$$

e

$$I(z) = I_0^+ e^{-\kappa z} + I_0^- e^{\kappa z}, \quad (3.11)$$

onde o termo $e^{-\kappa z}$ representa a propagação da onda na direção $+z$ da linha de transmissão, e o termo $e^{\kappa z}$ representa a propagação da onda na direção $-z$.

Na figura 3.9, mostra-se o caso em que a linha de transmissão é terminada numa impedância de carga arbitrária (Z_L). A razão entre a amplitude da onda refletida e a amplitude da onda incidente define o coeficiente de reflexão da voltagem na linha (Γ), o qual pode ser obtido para qualquer ponto (l) da mesma [37]. Para tal, toma-se a equação 3.10 e faz-se $z = -l$. Assim,

$$\Gamma(l) = \frac{V_0^- e^{-\kappa l}}{V_0^+ e^{\kappa l}} = \Gamma_0 e^{-2\kappa l}, \quad (3.12)$$

onde Γ_0 é o coeficiente de reflexão em $l = 0$. Se a linha é terminada em curto circuito $\Gamma_0 = -1$.

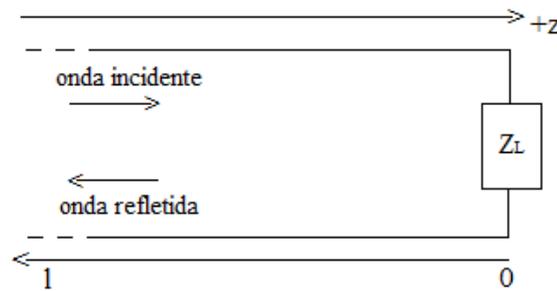


Figura 3.9 – Linha de transmissão terminada em Z_L (adaptado de [36]).

Quando o estudo da linha de transmissão, formada por dois fios paralelos (figura 3.8(a)), é feito em termos dos campos elétrico e magnético da onda eletromagnética que se está guiando, observa-se que eles são transversais à sua direção de propagação. Diz-se, então, que a onda se propaga no modo eletromagnético transversal (*transverse electromagnetic or TEM mode*) [36]. Nesse caso, pela solução geral das equações de Maxwell, a constante de propagação complexa é escrita como

$$\kappa = \sqrt{-\omega^2 \mu \left(\varepsilon - \frac{i}{\rho \omega} \right)}, \quad (3.13)$$

ou seja, em termos da frequência angular da onda (ω) e da resistividade (ρ), permeabilidade (μ) e permissividade (ε) da linha de transmissão.

Linha de transmissão de placas paralelas

Esse tipo de linha de transmissão consiste de duas placas condutoras paralelas, separadas por uma distância relativamente menor que seus comprimentos. Um exemplo é a *microstrip*, muito utilizada na obtenção das propriedades magnéticas dinâmicas de filmes finos [3, 38]. Na figura 3.10, mostra-se a seção transversal de uma *microstrip* carregada com um filme fino e a configuração das linhas de campo da onda eletromagnética por ela guiada.

Dentre as vantagens em se escolher uma *microstrip* têm-se as seguintes.

- O campo elétrico da onda eletromagnética guiada tem mínima interação com a amostra em estudo, enquanto o campo magnético é, aproximadamente, homogêneo sobre ela.
- Não limita o valor mínimo de frequência para as medidas. Esse é definido pela sensibilidade e ruídos instrumentais.

O maior problema para obter medidas de permeabilidade, por exemplo, através desse tipo de linha de transmissão é sua sensibilidade quando os filmes magnéticos são muito finos [38].

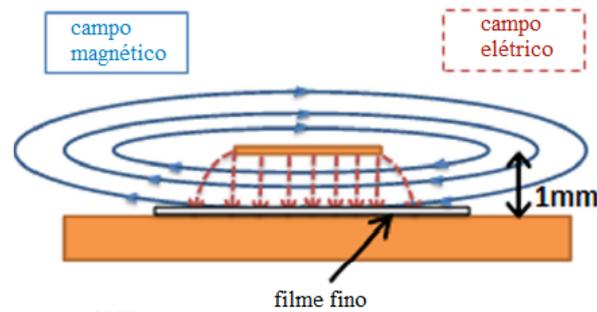


Figura 3.10 – Seção transversal de uma linha de transmissão tipo *microstrip* carregada com um filme fino. As linhas de campo elétrico (linhas tracejadas) e magnético (linhas contínuas) são mostradas (adaptado de [38]).

3.3.2 Montagem de uma linha de transmissão

A fim de estudar o comportamento de filmes finos ferromagnéticos em altas frequências, foi montada uma linha de transmissão tipo *microstrip*, adequada para medidas até 5 GHz. Ela foi projetada para ter uma impedância de entrada de, aproximadamente, 50Ω . Uma de suas extremidades tem um conector SMA e a outra é terminada em curto circuito. Suas dimensões, indicadas na figura 3.11, são as seguintes.

- A distância entre a placa de terra e a linha superior (h), região onde a amostra é colocada, tem, aproximadamente, o dobro de um substrato de vidro (0.5 mm). Isso, para que um filme ferromagnético depositado sobre vidro fique a meia distância das placas condutoras.
- A largura da linha superior (w) é 3 mm.
- A largura da placa de terra (a) é 6.5 mm, para que o fluxo de linhas de campo fique concentrado na região entre as placas.
- O comprimento total, $l = l_1 + l_2 + l_3 = 6.5$ mm, é menor do que um quarto do comprimento de onda para uma frequência de 5 GHz ($\lambda/4 = 15$ mm), sendo esse um dos principais limitadores da frequência máxima de medida.

A linha superior e a placa de terra foram feitas em Cobre, esse com uma espessura de 0.5 mm. Na figura 3.12, pode-se ver uma imagem da *microstrip* desenvolvida e utilizada nesse trabalho. Vale ressaltar que todas as partes que a formam NÃO são magnéticas, uma vez que influenciariam nas medidas.

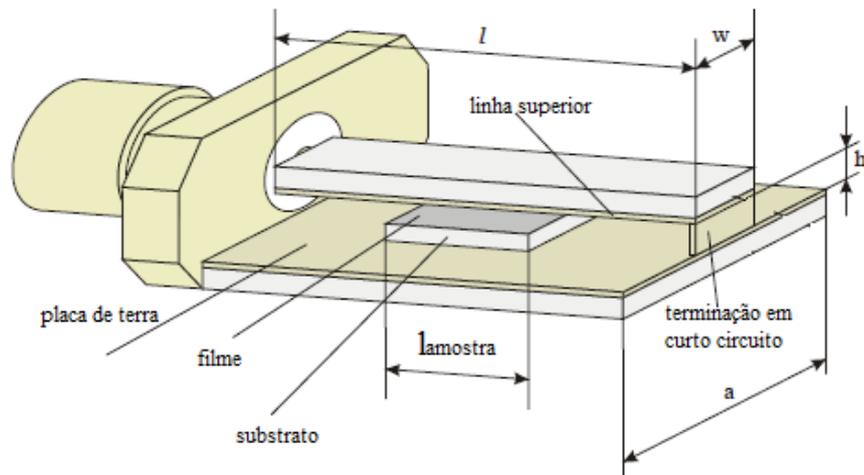


Figura 3.11 – Esquema da linha de transmissão tipo *microstrip* confeccionada (adaptado de [2]). As dimensões indicadas são as seguintes: $l = 6.5$ mm, $w = 3$ mm, $a = 6.5$ mm, $h = 0.5$ mm.

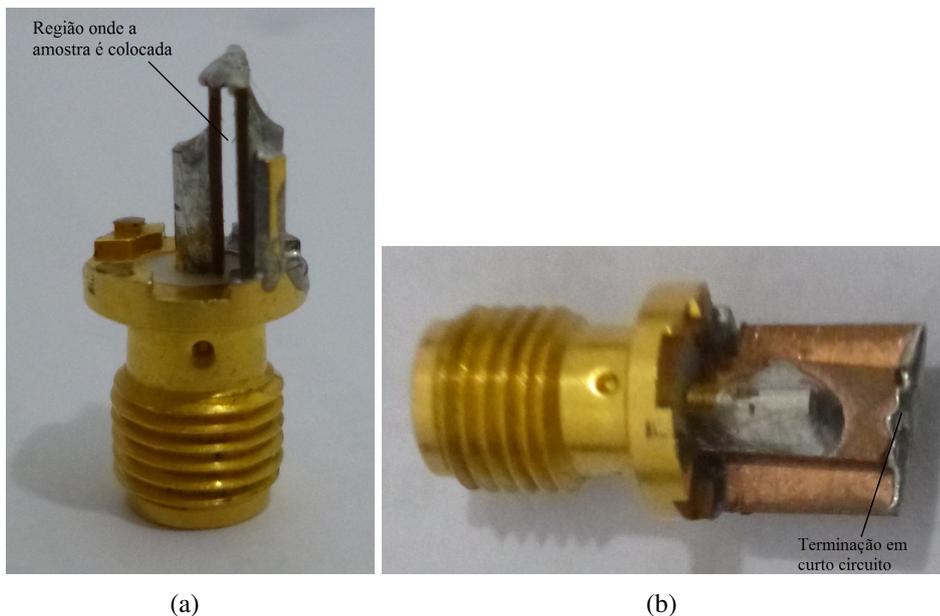


Figura 3.12 – Imagens da *microstrip* desenvolvida e utilizada nesse trabalho. Em (a) indica-se a região entre as placas condutoras onde a amostra é colocada, em (b) indica-se a terminação em curto circuito.

3.3.3 Sistema de medidas de permeabilidade em altas frequências

Um esquema do sistema de medidas de permeabilidade em altas frequências pode ser observado na figura 3.13. Os filmes são posicionados na *microstrip*, conectada por meio de um cabo coaxial de teste (ZV - Z93) a um analisador de rede. O sistema é composto ainda por bobinas de Helmholtz, alimentadas por uma fonte de corrente (KEPCO 20 -20), que produzem um campo magnético máximo de 220 Oe, responsável pela magnetização dos filmes.

Com um programa em HP VEE o sistema de medidas é controlado e os dados são

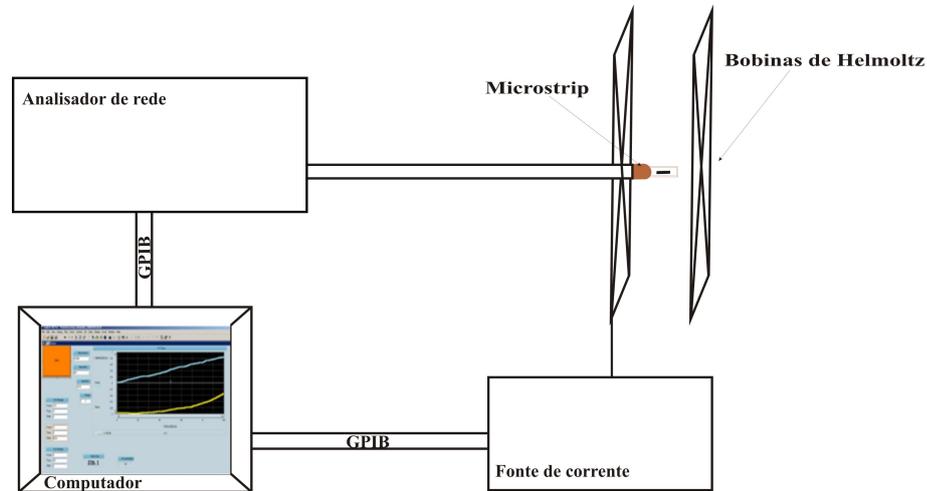


Figura 3.13 – Esquema do sistema de medidas de permeabilidade em altas frequências.

adquiridos, para tal faz-se o uso das interfaces GPIB dos instrumentos.

O analisador de rede é um Rohde & Schwarz ZVB 14 que trabalha numa faixa de frequências entre 10 MHz e 14 GHz, com duas portas de teste. Essas servem como saídas para um sinal de estímulo RF e como entradas para um sinal de resposta do dispositivo em teste (DUT). Com uma única porta de teste é possível transmitir um sinal de estímulo e medir um sinal de resposta na forma de reflexão.

As quantidades de medida básicas de um analisador de rede são os parâmetros-S. Eles descrevem como o DUT modifica o sinal que é transmitido ou refletido. O número de parâmetros-S é igual ao quadrado do número de portas do DUT. Quando existem duas portas, por exemplo, o fluxo de sinais é o apresentado na figura 3.14 (considerando que as portas da fonte e da carga são perfeitamente compatíveis). Os parâmetros-S são expressos como $S_{\langle out \rangle \langle in \rangle}$, onde $\langle out \rangle$ e $\langle in \rangle$ denotam o número da porta de saída e entrada do DUT, respectivamente.

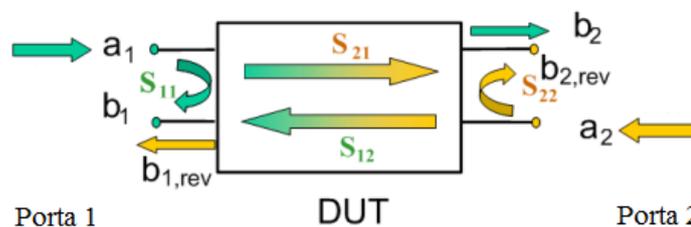


Figura 3.14 – Parâmetros-S para um DUT com duas portas (adaptado de [39]).

A matriz de dispersão dos parâmetros-S relaciona as ondas incidentes a_1 e a_2 com as ondas de saída b_1 e b_2 , através de uma equação linear [39],

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix}. \quad (3.14)$$

A *microstrip*, descrita anteriormente, tem apenas um conector. Logo, utiliza-se o parâmetro S_{11} que representa seu coeficiente de reflexão, definido como a razão entre as quantidades de onda refletidas e incidentes.

3.3.3.1 Medidas do coeficiente de reflexão da *microstrip* e obtenção da permeabilidade complexa

Medidas do coeficiente de reflexão da *microstrip*

Para obter os espectros de permeabilidade complexa dos filmes finos ferromagnéticos, utilizou-se uma técnica de banda larga desenvolvida por Bekker [2]. Nessa técnica, a permeabilidade é calculada a partir de medidas do coeficiente de reflexão (S_{11}) da linha de transmissão (no caso a *microstrip*), em função da frequência (f) do campo alternado e do campo magnético aplicado (H), em três situações:

1. com a *microstrip* vazia (S_{11}^{vazio});
2. com a *microstrip* carregada apenas com o substrato do filme (S_{11}^{sub});
3. com a *microstrip* carregada com o filme ferromagnético depositado sobre o substrato (S_{11}^{filme}).

As medidas de S_{11} , nas três situações, foram realizadas através do aparato experimental descrito anteriormente, na faixa de frequências entre 100 MHz e 5 GHz, com uma largura de banda de 100 Hz e uma potência de 0 dBm (= 1 mW). O campo H variou de - 220 a 220 Oe e foi aplicado ao longo dos eixos fácil e duro de cada amostra, determinados pelas curvas de magnetização.

Para a realização das medidas, num primeiro momento, é feito o procedimento padrão de calibração OSL (*Open, Short, Load*) do analisador de rede, usando o kit R & S ZV - Z53 (300 KHz...24 GHz). Essa calibração corrige os erros até a extremidade do cabo coaxial que se conecta com a *microstrip*.

Depois da calibração, como esquematizado na figura 3.15, o plano de referência 4 da linha é movido para o plano de referência 3, através de um *OFFSET* denominado comprimento elétrico. Isso é feito colocando o início da linha em curto, nesse caso uma medida de S_{11} dará -1 na parte real e 0 na imaginária. O valor de frequência a partir do qual S_{11} for diferente de -1, na parte real, também limitará a frequência máxima de medida.

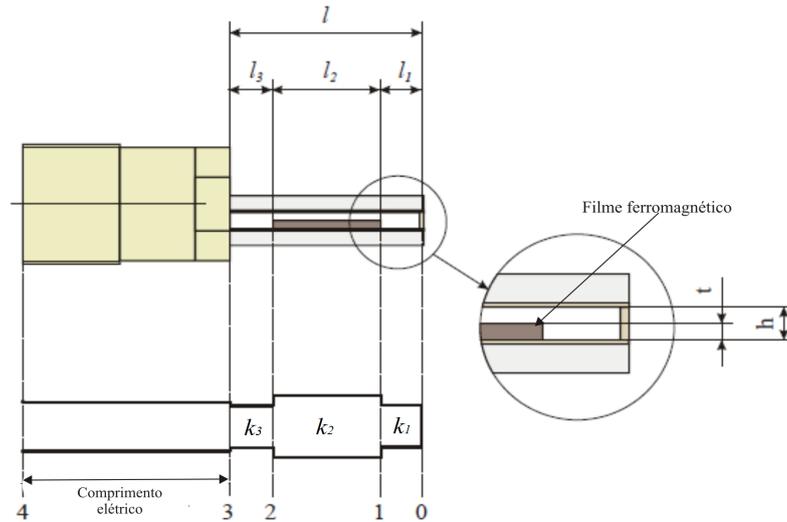


Figura 3.15 – Seções da *microstrip* quando carregada com um filme ferromagnético. Observe que l_2 é o comprimento do filme (adaptado de [2]).

Obtenção da permeabilidade complexa

Observa-se na figura 3.15 que a *microstrip* exibe três seções diferentes quando carregada com um filme ferromagnético. Logo, a equação para o coeficiente de reflexão, 3.12, pode ser escrita como

$$\Gamma = \Gamma_0 e^{-2(\kappa_1 l_1 + \kappa_2 l_2 + \kappa_3 l_3)}. \quad (3.15)$$

O parâmetro medido com o analisador de rede, S_{11} , representa o coeficiente de reflexão da linha de transmissão (em cada uma das três situações), denotado por Γ na equação acima. Γ_0 é -1 , devido à terminação em curto circuito. A constante de propagação na região l_2 ($= l_{amostra}$) é κ_2 . Se a *microstrip* está carregada com o substrato, $\kappa_2 = \kappa_{sub}$, se está carregada com o filme ferromagnético, $\kappa_2 = \kappa_{filme}$. Para a região não ocupada pela amostra, a constante de propagação é $\kappa_1 = \kappa_3 = \kappa_{vazio}$ e o comprimento é $l_1 + l_3 = l_{vazio}$.

Para um meio não homogêneo (ar + substrato + filme), de acordo com o modo eletromagnético transversal, a constante de propagação pode ser escrita em termos da permissividade e permeabilidade efetivas da linha de transmissão,

$$\kappa = \frac{i\omega \sqrt{\mu_{ef} \epsilon_{ef}}}{c_0}, \quad (3.16)$$

onde $\omega = 2\pi f$ e c_0 é a velocidade da luz no vácuo.

Feitas essas considerações, o primeiro passo para obter a permeabilidade de um filme é eliminar erros dependentes da frequência, associados à perdas por condução e perdas dielétricas,

bem como à fabricação e eventual má conexão. Para tal, são calculadas as permissividades efetivas da *microstrip* (ε_{ef}^{vazio}) e do substrato (ε_{ef}^{sub}).

Quando a *microstrip* está vazia só existe uma constante de propagação, $\kappa_1 = \kappa_2 = \kappa_3$, e a permeabilidade efetiva é 1, devido à ausência do filme ferromagnético. Assim, com uma medida do coeficiente de reflexão, S_{11}^{vazio} , é possível calcular $\varepsilon_{ef}^{vazio}(f)$ pelas equações 3.15 e 3.16,

$$\varepsilon_{ef}^{vazio} = \left(\frac{ic_0 \ln(-S_{11}^{vazio})}{2\omega(l_{amostra} + l_{vazio})} \right)^2. \quad (3.17)$$

Quando a *microstrip* está carregada com o substrato existem duas constantes de propagação diferentes, $\kappa_1 = \kappa_3 = \kappa_{vazio}$ e $\kappa_2 = \kappa_{sub}$, e a permeabilidade efetiva ainda é 1. Nesse caso, com uma medida do coeficiente de reflexão, S_{11}^{sub} , pode-se obter $\varepsilon_{ef}^{sub}(f)$. Para tal, ε_{ef}^{vazio} também é usado na equação 3.15, logo

$$\varepsilon_{ef}^{sub} = \left(\frac{ic_0 \ln(-S_{11}^{sub})}{2\omega l_{amostra}} - \frac{\sqrt{\varepsilon_{ef}^{vazio} l_{vazio}}}{l_{amostra}} \right)^2. \quad (3.18)$$

Com uma medida do coeficiente de reflexão da *microstrip* carregada com o filme ferromagnético depositado sobre o substrato, S_{11}^{filme} , pode-se calcular sua permeabilidade efetiva (μ_{ef}). Isso é feito através da equação 3.15, uma vez que as permissividades efetivas já são conhecidas. Dessa forma,

$$\mu_{ef} = \left(\frac{ic_0 \ln(-S_{11}^{filme})}{2\omega l_{amostra} \sqrt{\varepsilon_{ef}^{sub}}} - \frac{\sqrt{\varepsilon_{ef}^{vazio} l_{vazio}}}{\sqrt{\varepsilon_{ef}^{sub}} l_{amostra}} \right)^2. \quad (3.19)$$

Por fim, a permeabilidade relativa (μ_r) de um filme fino ferromagnético com espessura t pode ser calculada através da relação

$$\mu_r = \frac{\mu_{ef} - 1}{K \left(\frac{t}{h} \right)}, \quad (3.20)$$

onde h é a distância entre a placa de terra e a linha superior da *microstrip*. K é um fator de proporcionalidade que deve ser estabelecido por meio de uma amostra conhecida ou ajustando a parte real da permeabilidade em baixas frequências por meio da relação

$$\mu'_{inicial} = \frac{M_S}{H_K} + 1. \quad (3.21)$$

Nesse trabalho, os cálculos para obter a permeabilidade relativa foram realizados em um algoritmo desenvolvido no Maple.

4 RESULTADOS E DISCUSSÕES

Neste capítulo serão apresentados os resultados obtidos ao longo desse trabalho de mesurado.

O objetivo inicial era a confecção de uma linha de transmissão para avaliar as propriedades dinâmicas em filmes finos magnéticos, em frequências da ordem de GHz. Como mencionado na seção 3.3.2, uma linha de transmissão tipo *microstrip* foi confeccionada. No que segue, será mostrado que através dela foram feitas medidas de permeabilidade, na faixa entre 100 MHz e 5 GHz, em filmes de Permalloy ($Ni_{81}Fe_{19}$) com espessuras tão finas quanto 100 nm.

Para complementar o estudo dos filmes de Permalloy, crescidos por *magnetron sputtering*, foram realizadas medidas de magnetização no plano.

Mostram-se a seguir os resultados para as propriedades magnéticas estáticas e dinâmicas de tais filmes.

4.1 Propriedades magnéticas estáticas

As medidas de magnetização foram feitas no plano de cada amostra, em duas direções perpendiculares, através de um Magnetômetro de Gradiente Alternado. Na figura 4.1 são apresentadas as curvas de magnetização para os filmes de Permalloy com espessuras entre 100 e 250 nm.

Pode-se ver que o filme menos espesso (100 nm) tem uma curva de magnetização retangular ao longo de um eixo e uma curva inclinada, com um valor menor de remanescência, num eixo perpendicular ao primeiro, ou seja, existem um eixo de fácil magnetização e um eixo duro, respectivamente. Esse comportamento reflete a existência de uma anisotropia uniaxial no plano do filme e também pode ser observado nos filmes de 150 e 200 nm, porém com menos evidência. No filme de 250 nm, no entanto, quase não existem diferenças para medidas realizadas ao longo de eixos perpendiculares.

É importante mencionar aqui, que não foi realizado nenhum tipo de tratamento térmico com o objetivo de induzir uma anisotropia magnética nos filmes finos. A existência dessa anisotropia uniaxial pode ser atribuída ao processo de deposição por *magnetron sputtering*. Durante a deposição, o porta-substratos se movimenta sob um campo magnético existente na região do canhão. Como já dito, esse campo é devido ao sistema de ímãs responsável pelo

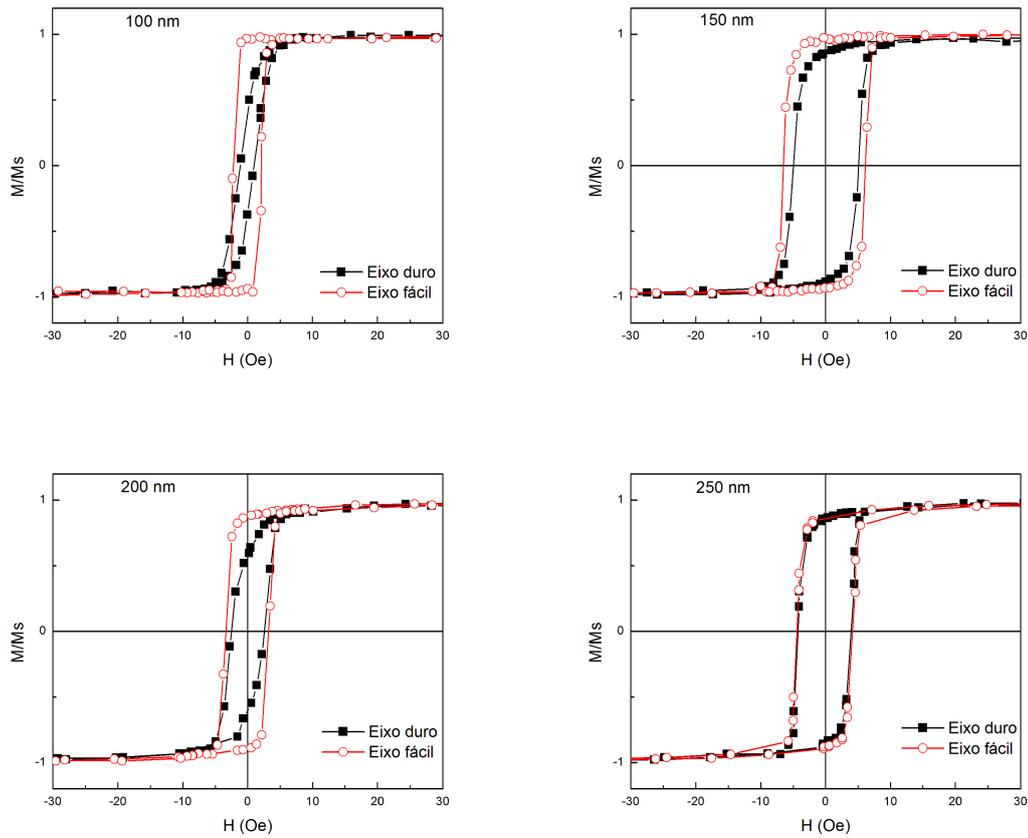


Figura 4.1 – Curvas de magnetização para os filmes finos de Py com espessuras entre 100 e 250 nm.

confinamento do plasma na região do alvo.

Com base nas curvas de magnetização das amostras de 100 e 200 nm (comportamento anisotrópico mais forte), observou-se que o eixo de fácil magnetização foi induzido na direção paralela à direção em que acontece o movimento do porta-substratos durante a deposição, como está esquematizado na figura 4.2.

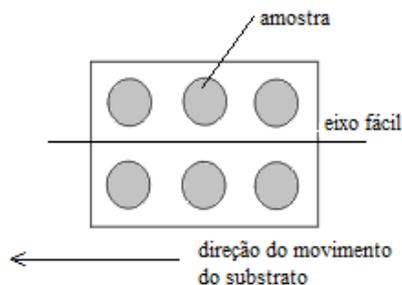


Figura 4.2 – Direção da anisotropia uniaxial induzida pela deposição por *magnetron sputtering*.

As curvas de magnetização para os filmes mais espessos, entre 300 e 1000 nm, são apresentadas na figura 4.3. Nessas curvas, medidas ao longo de direções ortogonais no plano, vê-se

um comportamento diferente, em relação aos filmes menos espessos, com duas características principais.

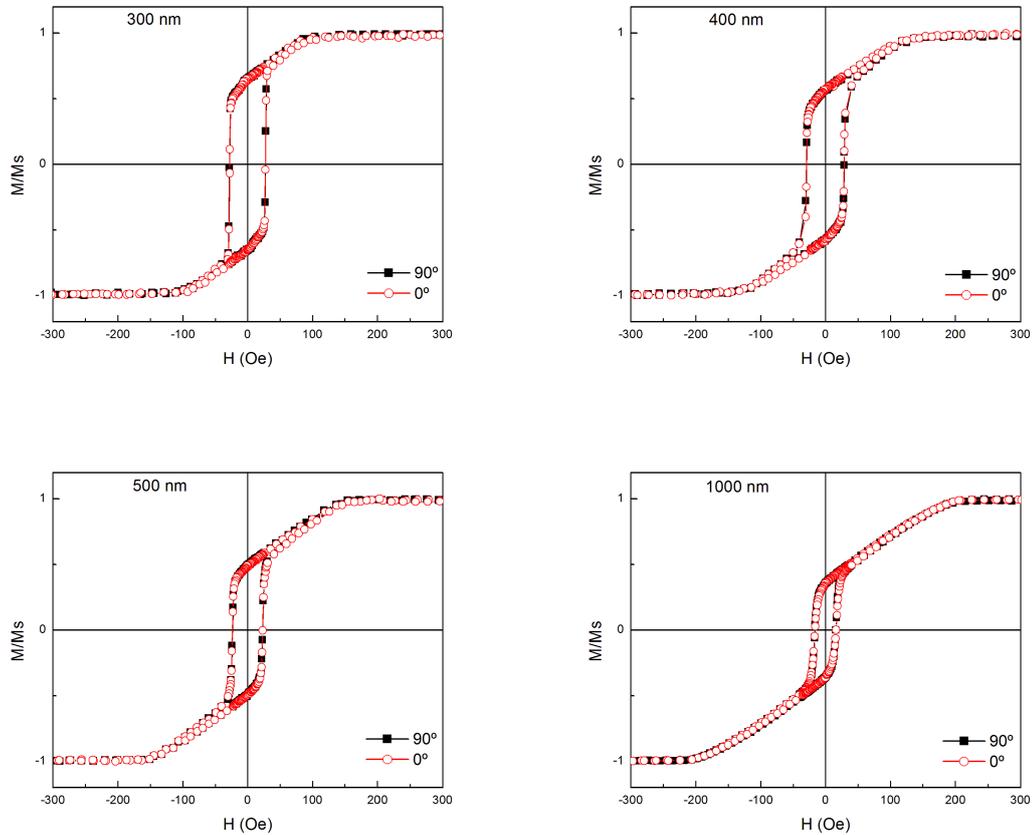


Figura 4.3 – Curvas de magnetização para os filmes finos de Py com espessuras entre 300 e 1000 nm.

- Ocorre um decréscimo linear da magnetização desde seu valor de saturação até um certo valor de remanescência. Essa forma de curvas de magnetização é típica de filmes finos com contribuição de uma anisotropia perpendicular ao plano, exibindo uma estrutura com *stripe domains* [6, 40].
- As curvas de magnetização ao longo daqueles que, considerando o esquema da figura 4.2, seriam eixo fácil e eixo duro não mostram diferenças. Isso reflete o chamado efeito de anisotropia rotável [6], o qual também é relacionado ao aparecimento de *stripe domains*.

O surgimento de *stripe domains* em filmes de Permalloy acontece a partir de uma espessura crítica (t_{cr}). Nos filmes produzidos estima-se, a partir da mudança nas curvas de magnetização, que $t_{cr} = 275 \pm 25$ nm. Esse valor está de acordo com o relatado por [19], por exemplo. Discrepâncias quanto à espessura crítica, encontradas na literatura, são compreendidas quando

considera-se que ela está relacionada ao valor da anisotropia perpendicular, a qual pode variar muito com as condições de fabricação dos filmes finos [18].

As curvas de magnetização revelam ainda que o aumento da espessura do filme leva a um aumento do campo de saturação (campo magnético necessário para saturar a amostra) e a uma redução da remanescência, como em [41].

Segundo [19], a emergência dos *stripe domains* em filmes finos de Permalloy é acompanhada por um aumento expressivo do campo coercivo (H_C). Dessa forma, através do gráfico 4.4, tem-se mais um indicativo da espessura crítica.

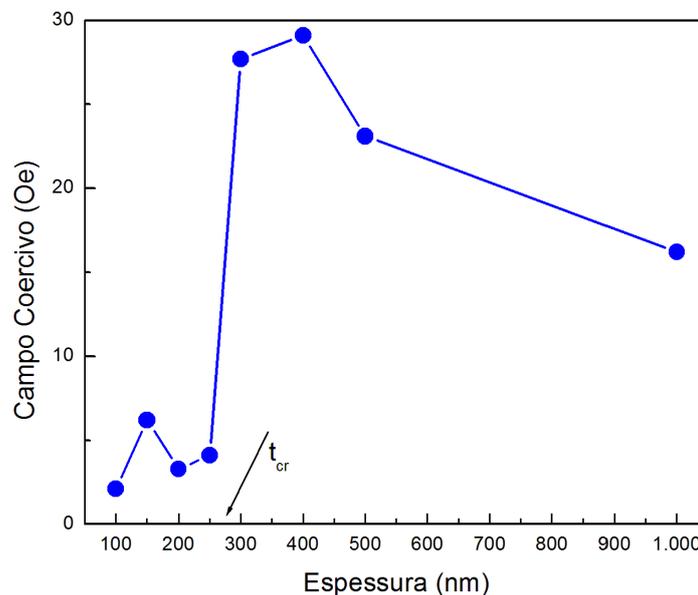


Figura 4.4 – Campo coercivo em função da espessura do filme fino.

4.2 Propriedades magnéticas dinâmicas

O estudo das propriedades magnéticas dinâmicas dos filmes foi realizado através da *microstrip* confeccionada. Como mencionado no capítulo anterior, os espectros de permeabilidade foram obtidos das medidas do coeficiente de reflexão (S_{11}) da *microstrip*, feitas em função da frequência do campo alternado (f) e do campo magnético estático (H).

Apresentam-se a seguir resultados para filmes com espessuras abaixo e acima da espessura crítica, onde supõe-se o aparecimento de uma estrutura com *stripe domains*.

4.2.1 Abaixo da espessura crítica

A figura 4.5 mostra as partes real (μ') e imaginária (μ'') da permeabilidade relativa para o filme com 200 nm de espessura. Na realização dessa medida, o campo magnético estático, $H = -195$ Oe, foi aplicado no plano do filme, ao longo de seu eixo fácil.

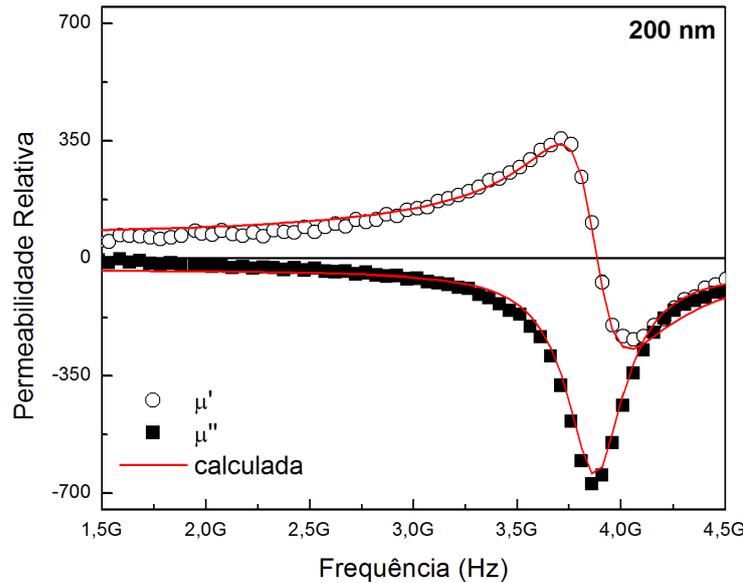


Figura 4.5 – Permeabilidade relativa medida (símbolos) e calculada (linhas em vermelho) para o filme de Permalloy com 200 nm de espessura. O campo ($H = -195$ Oe) foi aplicado ao longo do eixo fácil.

Sabe-se que a ressonância ferromagnética ocorre quando a parte real da permeabilidade passa por zero e a parte imaginária tem um valor máximo (em módulo). Assim, através das curvas na figura 4.5, tem-se que a frequência de ressonância (f_r) é 3.80 GHz. A existência de uma ressonância nesse filme era esperada e corresponde ao chamado modo giromagnético uniforme no plano [41]. Ela sugere ainda que abaixo da espessura crítica, os filmes de Permalloy apresentam uma anisotropia uniaxial.

Uma descrição completa das curvas de permeabilidade, considerando sua amplitude, a frequência de ressonância e a largura de linha da ressonância, foi feita através da expressão para a FMR denominada aproximação para a permeabilidade transversal,

$$\mu = \frac{\mu_{DC}}{1 - \left(\frac{f}{f_r}\right)^2 + 2i \left(\frac{f\Delta f}{f_r^2}\right)}, \quad (4.1)$$

onde μ_{DC} é a permeabilidade quase estática e Δf a largura de linha da ressonância [42].

Destaca-se que um mesmo conjunto de parâmetros, na equação 4.1, pode descrever muito bem tanto a parte real quanto a imaginária dos resultados experimentais obtidos com a *microstrip*, como pode ser observado na figura 4.5.

Na figura 4.6, têm-se as medidas da parte imaginária da permeabilidade em função da frequência, para três valores de campo magnético estático aplicados no plano do filme de 100 nm, ao longo de seu eixo fácil. Pode-se observar, pelas linhas contínuas em vermelho, que essas medidas também são bem descritas pela equação 4.1, considerando nesse caso apenas sua parte imaginária.

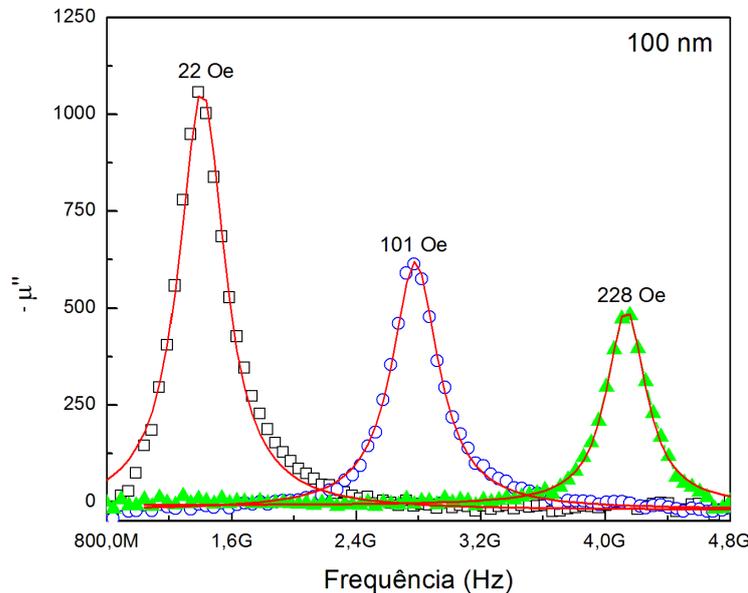


Figura 4.6 – Parte imaginária da permeabilidade vs a frequência em diferentes valores de H , para o filme de 100 nm. Os símbolos representam as curvas medidas e as linhas em vermelho representam as curvas calculadas com a parte imaginária da equação 4.1.

Para os campos com intensidades de 22 Oe, 101 Oe e 228 Oe, as frequências de ressonância são 1.42 GHz, 2.79 GHz e 4.14 GHz, respectivamente. Ou seja, o aumento do campo magnético estático desloca a ressonância para frequências mais altas, o que está de acordo com a teoria da FMR. Na figura 4.7(a), apresenta-se essa relação de dispersão, frequência de ressonância em função do campo magnético estático, para os casos em que H é aplicado ao longo do eixo fácil e ao longo do eixo duro do filme de 100 nm, sendo que os valores de f_r no gráfico são os obtidos pela descrição feita com a equação 4.1. Através da inclinação da curva $f_r^2 \times H$, pode-se calcular a magnetização de saturação, para esse filme obteve-se $M_S \sim 750$ emu/cc, como em [43].

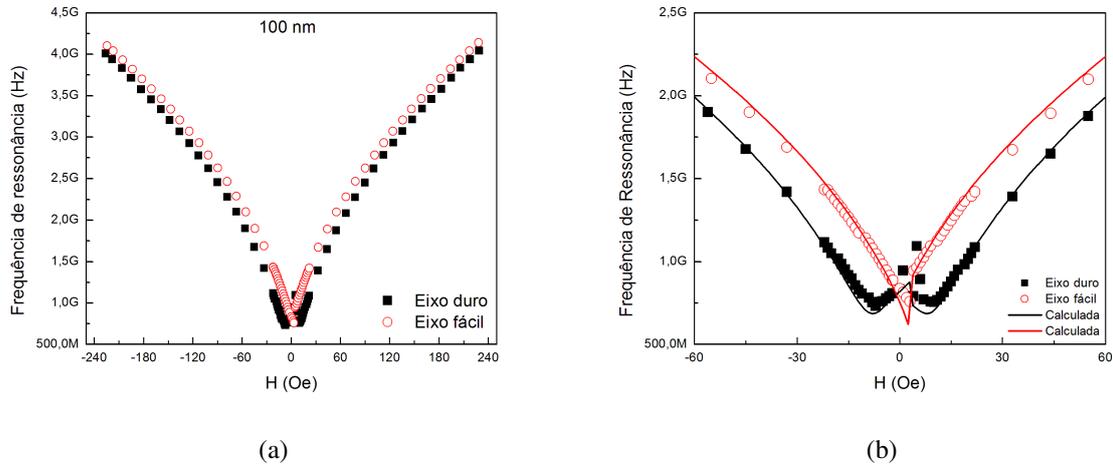


Figura 4.7 – (a) Relação de dispersão para o filme com 100 nm de espessura. (b) A região onde ocorre a inversão da magnetização está ampliada. As linhas contínuas representam os cálculos feitos através da relação de Smit e Beljers (equação 2.47).

Na figura 4.7(b), a região de campos estáticos onde ocorre a inversão da magnetização está ampliada. Pode-se ver que a relação de dispersão é diferente nos eixos duro e fácil do filme. No eixo fácil, a frequência de ressonância tem um mínimo quando $H \sim 0$. No eixo duro, no entanto, os mínimos ocorrem em $H \sim \pm H_K$, ou seja, próximo ao campo de anisotropia, [44]. Esse comportamento é característico de filmes que exibem uma anisotropia uniaxial, confirmando assim o que foi observado nas curvas de magnetização dessa amostra.

A relação de dispersão do filme de 100 nm pode ser descrita pela equação de Smit e Beljers (equação 2.47). Para tal, considera-se um modelo em que a energia livre magnética é composta pela soma das energias Zeemann, Uniaxial e Magnetostática. As linhas contínuas, em preto e vermelho, na figura 4.7(b) representam essa descrição teórica, na qual foram utilizados os parâmetros da tabela 4.1 e $\gamma = 2\pi \times 2.8$ MHz/Oe.

	M_S	H_K	ϕ_H
Eixo duro	749 emu/cc	7.7 Oe	76°
Eixo fácil	749 emu/cc	7.7 Oe	11°

Tabela 4.1 – Parâmetros utilizados na descrição teórica em termos da energia livre magnética do filme de 100 nm.

O ângulo azimutal (ϕ_H) define a direção de aplicação do campo estático com relação à direção da anisotropia, como mostra a figura 4.8. Destaca-se que o valor de H_K que melhor descreveu a relação de dispersão nos eixos duro e fácil, 7.7 Oe, está em concordância com o obtido da curva de magnetização ao longo do eixo duro, 6.3 Oe.

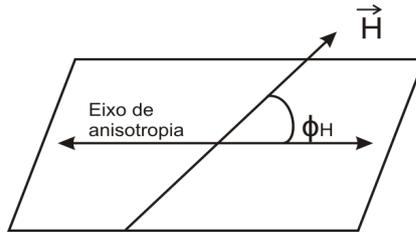


Figura 4.8 – Definição do ângulo azimutal ϕ_H .

As curvas da figura 4.9 também evidenciam a presença de uma anisotropia uniaxial bem definida no filme de 100 nm. Como pode ser visto, μ_{DC} , determinado a partir da equação 4.1, tem um máximo em $H \sim 0$ quando o filme é magnetizado ao longo do eixo fácil, e picos em $H \sim \pm H_K$ quando o filme é magnetizado ao longo do eixo duro. Os picos aparecem em $H \sim \pm 10$ Oe, valor próximo aos obtidos para o campo de anisotropia através da curva de magnetização e da relação de dispersão do filme.

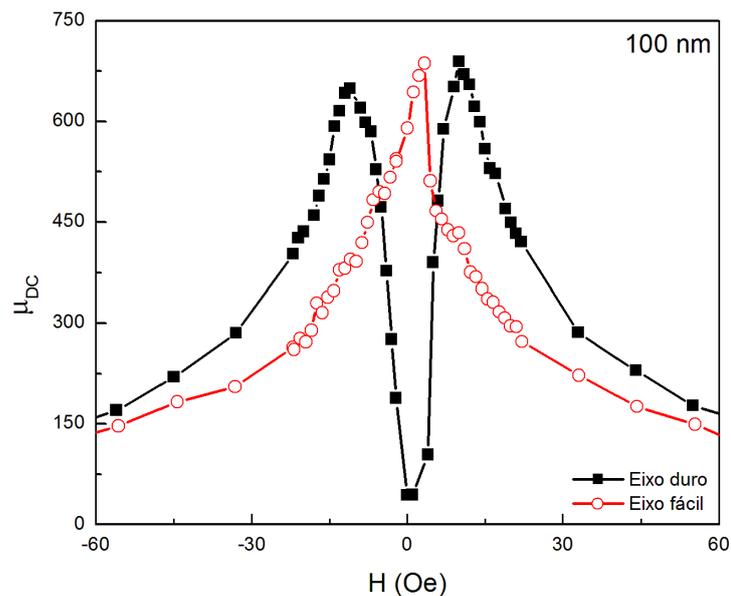


Figura 4.9 – Permeabilidade quase estática (μ_{DC}) em função do campo magnético estático, ao longo dos eixos duro e fácil do filme de 100 nm. Ao longo do eixo duro os picos aparecem em $H \sim \pm 10$ Oe.

Para o filme de 100 nm, a largura de linha em função do campo magnético estático, obtida a partir dos ajustes para a parte imaginária da permeabilidade feitos com a equação 4.1, é mostrada na figura 4.10. A medida apresentada foi realizada com o campo aplicado ao longo do eixo fácil. O pico na região de inversão da magnetização associa-se a uma dispersão de anisotropia. Já para os campos maiores que ± 15 Oe, a largura de linha praticamente não varia com

o campo e deve ter o amortecimento de Landau-Lifshitz-Gilbert como principal contribuição.

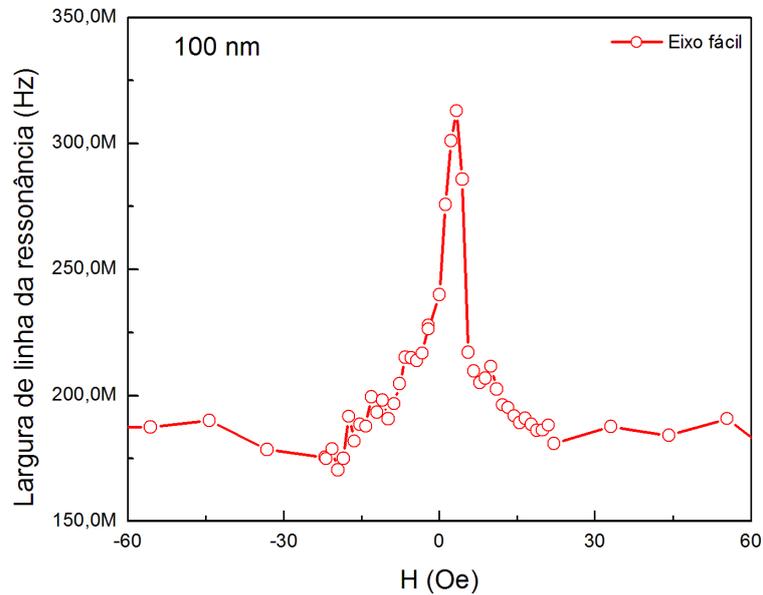


Figura 4.10 – Largura de linha da ressonância em função do campo magnético ao longo do eixo fácil do filme de 100 nm.

Em filmes mais espessos, observou-se que a dispersão de anisotropia aumenta e que a região onde ocorre o máximo da largura de linha se estende para campos mais altos.

Na figura 4.11, têm-se as relações de dispersão medidas ao longo dos eixos duro e fácil do filme com 250 nm de espessura. Nota-se que quase não existem diferenças entre as medidas realizadas ao longo dos dois eixos. Esse comportamento também foi constatado nas curvas de magnetização do filme, apresentadas na figura 4.1.

Portanto, os resultados obtidos a partir das medidas de permeabilidade para os filmes de Permalloy com espessuras abaixo da crítica, especialmente para o de 100 nm, estão em concordância com os obtidos a partir das curvas de magnetização. Comprova-se, assim, a existência de uma anisotropia uniaxial nos filmes com espessuras menores que 250 nm.

A provável origem da anisotropia uniaxial nesses filmes é uma combinação da anisotropia magnetoelástica com o campo do *magnetron sputtering*. Não se pode atribuir a uma origem magnetocristalina, pois medidas de difração de raios-X (não mostradas) caracterizaram todos os filmes produzidos como policristalinos e texturizados ao longo da direção orthogonal ao plano.

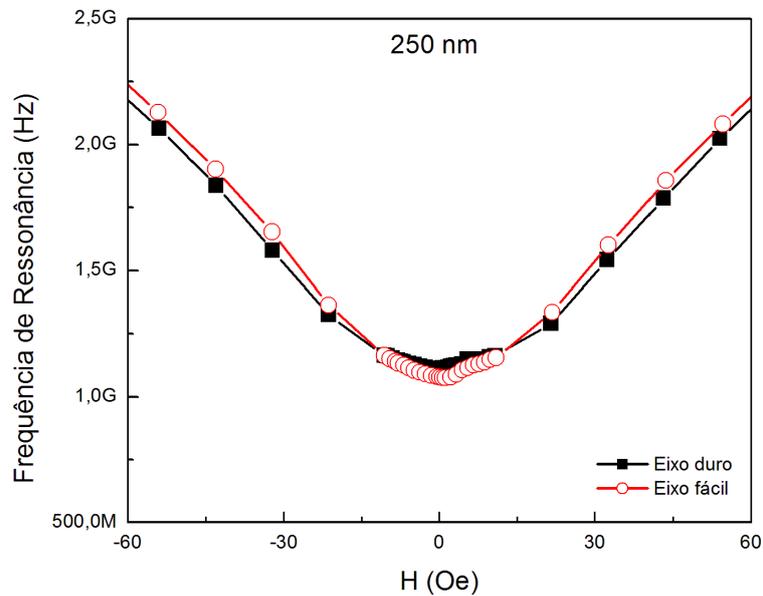


Figura 4.11 – Relação de dispersão medida ao longo do eixo fácil (símbolos vazados) e do eixo duro (símbolos cheios) do filme com 250 nm de espessura.

4.2.2 Acima da espessura crítica

Para os filmes com espessuras abaixo de t_{cr} , as medidas de permeabilidade revelaram uma única frequência de ressonância para cada valor de campo estático aplicado. No entanto, para os filmes com espessuras acima de $t_{cr} = 275$ nm, onde as curvas de magnetização, apresentadas na figura 4.3, sugerem que exista uma estrutura com *stripe domains*, os resultados são diferentes. Nesses filmes, em campos inferiores ao campo de saturação, apresentam-se duas e, eventualmente, três frequências de ressonância, como nos trabalhos [41, 43, 45].

Na figura 4.12, têm-se as medidas da parte imaginária da permeabilidade em função da frequência, para os filmes com 300 nm, 400 nm e 500 nm de espessura, na situação em que $H = 0$. Nesse caso, apenas o campo alternado de altas frequências foi aplicado no plano dos filmes, ou seja, perpendicularmente à direção em que devem existir *stripe domains*. As linhas contínuas nos gráficos representam os cálculos considerando dois termos na parte imaginária da equação 4.1, como se houvessem dois sistemas ressonantes independentes.

A partir das curvas mostradas na figura 4.12 e dos parâmetros dos ajustes de μ'' , tabelados em 4.2, conclui-se que o aumento da espessura do filme leva às seguintes características.

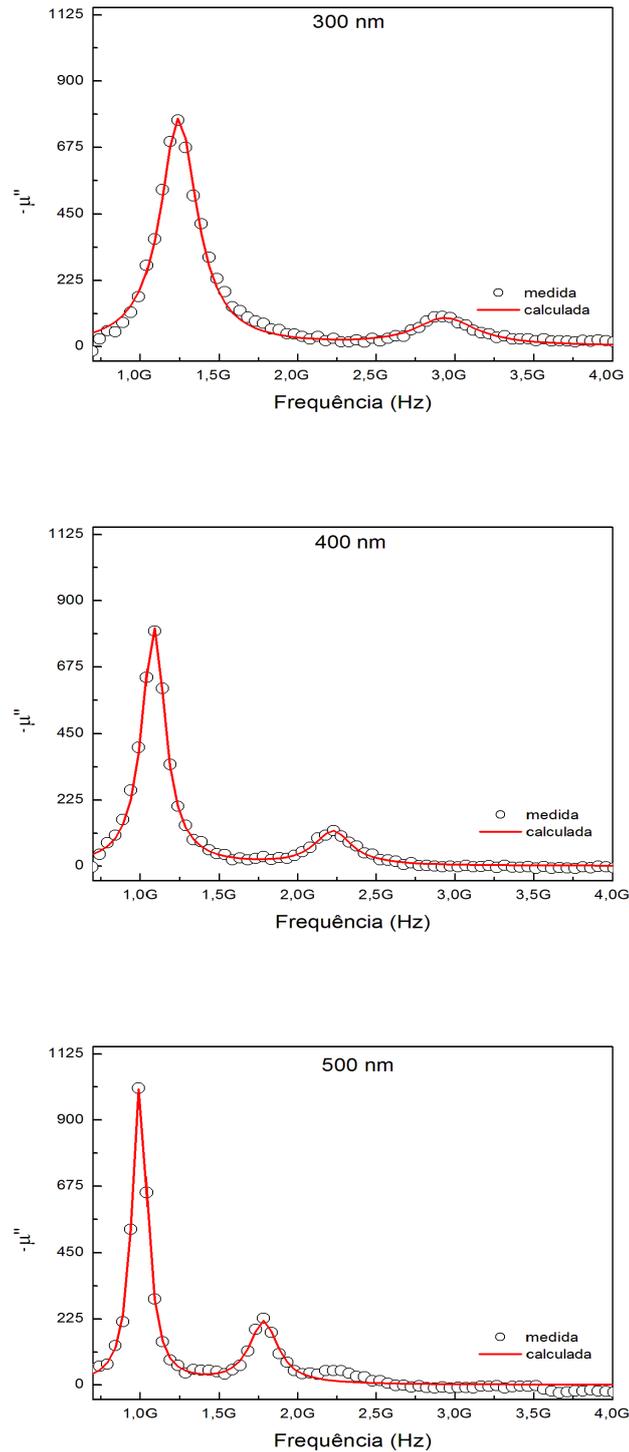


Figura 4.12 – Parte imaginária (medida e calculada) da permeabilidade em função da frequência para filmes de Permalloy com espessuras acima de $t_{cr} = 275$ nm, $H = 0$. Dois picos de ressonância podem ser observados.

- Um aumento do número de sistemas com ressonâncias magnéticas diferentes no mesmo filme.

Espessura (nm)	f_{r1} (GHz)	f_{r2} (GHz)	Δf_1 (GHz)
300	1.25	2.90	0.14
400	1.08	2.22	0.088
500	0.990	1.78	0.058

Tabela 4.2 – Frequências de ressonância (f_{r1} e f_{r2}) e a largura de linha da ressonância (Δf_1) para filmes com espessuras acima de $t_{cr} = 275$ nm. O índice 1 se refere à principal ressonância.

- Uma leve redução nos valores das frequências de ressonância, f_{r1} e f_{r2} .
- Uma redução considerável nas larguras de linha das ressonâncias.

Essas características já foram observadas por Youssef [41], quando da aplicação do campo alternado numa direção perpendicular a dos *stripe domains*.

Na figura 4.13, apresenta-se a relação de dispersão para o filme com 300 nm de espessura. Duas frequências de ressonância são observadas no mesmo valor de campo estático, na região $-60 \text{ Oe} \leq H \leq 60 \text{ Oe}$, onde os campos são menores que o de saturação (H_S). Tanto a primeira quanto a segunda frequência de ressonância não mudam seus valores para medidas realizadas no plano da amostra em direções perpendiculares. Considerando-se as curvas de magnetização desse filme, tal comportamento já era esperado.

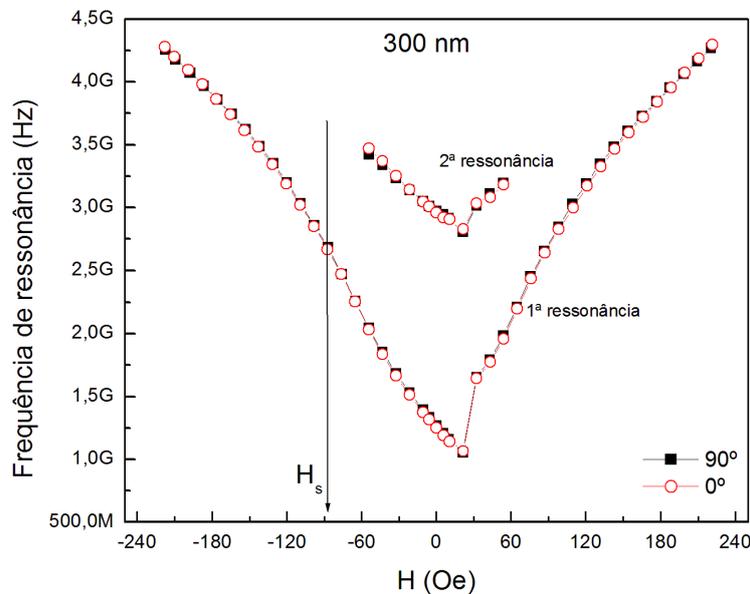


Figura 4.13 – Relação de dispersão para o filme de Permalloy com 300 nm de espessura. Para campos inferiores à H_S existem duas ressonâncias. Os resultados são idênticos para medidas realizadas em duas direções perpendiculares no plano do filme (símbolos cheios e vazados).

Para o filme de Permalloy com 1000 nm de espessura, o mais espesso que foi produzido,

aparecem até três picos de ressonância em determinados campos estáticos, abaixo de H_S . Isso pode ser visto na figura 4.14, onde é apresentada a parte imaginária da permeabilidade em função da frequência para $H = -66$ Oe.

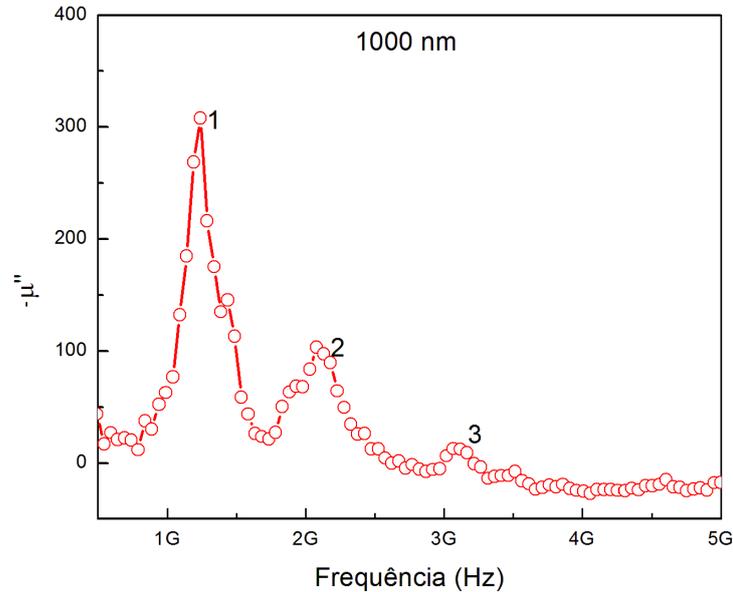


Figura 4.14 – Parte imaginária da permeabilidade em função da frequência para o filme de Permalloy com 1000 nm de espessura, $H = -66$ Oe. Três picos de ressonância podem ser observados.

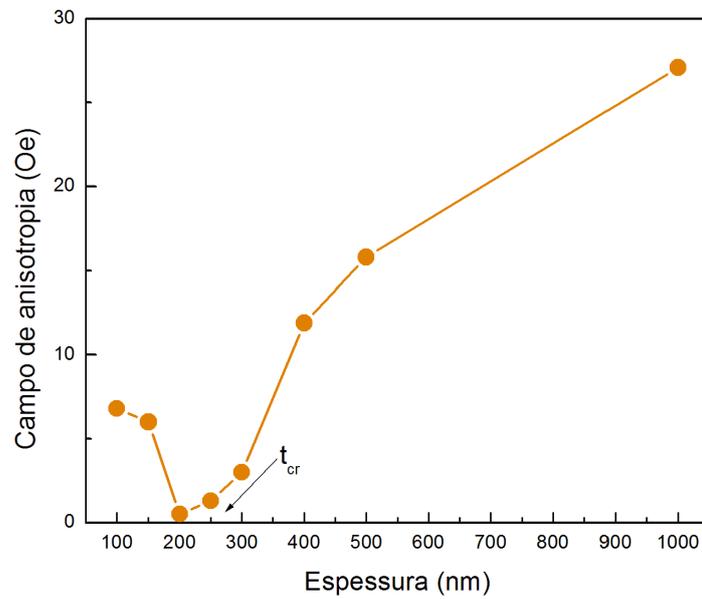
O campo de anisotropia de cada filme foi calculado por uma expressão [46] que o relaciona com a frequência de ressonância ferromagnética,

$$f_r = \frac{\mu_0 \gamma}{2\pi} \sqrt{(H - H_K)(H + M_S)}. \quad (4.2)$$

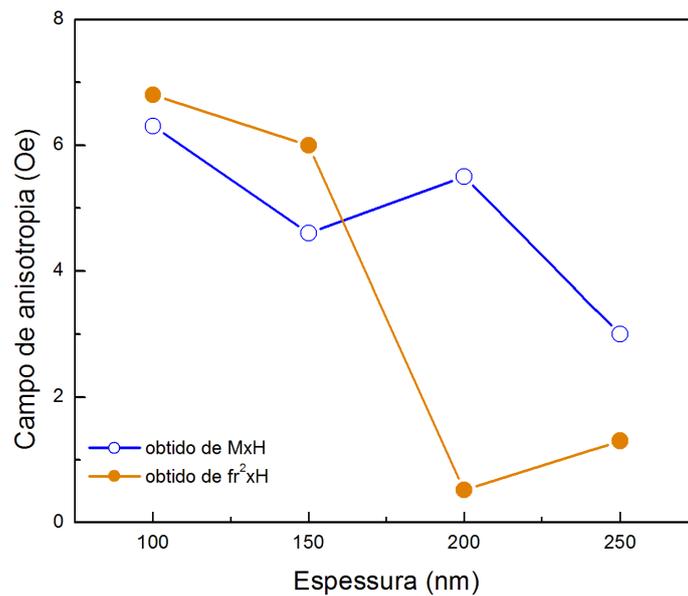
Da mesma maneira que a evolução do campo coercivo, mostrada na figura 4.4, a evolução do campo de anisotropia com a espessura do filme indica, aproximadamente, o valor de t_{cr} , onde supõe-se o surgimento de uma anisotropia perpendicular e de uma estrutura com *stripe domains*. A mudança de comportamento de H_K em torno da espessura crítica pode ser vista na figura 4.15(a).

Observa-se que o campo de anisotropia diminui quando a espessura aumenta e, acima de t_{cr} , ele passa a subir com a espessura, o que deve estar relacionado à componente de anisotropia perpendicular ao plano dos filmes.

Por fim, na figura 4.15(b), faz-se uma comparação entre os valores calculados para o campo de anisotropia a partir das medidas de ressonância ferromagnética e os obtidos das curvas



(a)



(b)

Figura 4.15 – (a) Campo de anisotropia, obtido a partir de $f_r^2 \times H$, em função da espessura do filme. (b) Comparação com os campos de anisotropia obtidos a partir das curvas $M \times H$.

de magnetização, onde H_K corresponde ao valor de campo necessário para saturar a amostra na direção dura. A comparação é feita, no entanto, apenas para os filmes onde supõe-se a existência de uma anisotropia uniaxial no plano, ou seja, para filmes com espessuras abaixo de t_{cr} .

5 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

A confecção de uma linha de transmissão tipo *microstrip*, com uma porta e terminação em curto circuito, permitiu que os espectros de permeabilidade complexa de filmes finos de Permalloy fossem obtidos. A permeabilidade foi calculada a partir de medidas do coeficiente de reflexão (S_{11}) da *microstrip* em função da frequência do campo alternado e do campo magnético estático, nas seguintes situações: vazia, carregada apenas com o substrato e carregada com o filme ferromagnético depositado sobre o substrato.

Por meio dessa técnica, as propriedades magnéticas dinâmicas dos filmes puderam ser avaliadas em altas frequências. Boas medidas foram obtidas até 5 GHz, para filmes tão finos quanto 100 nm. Testes realizados em filmes magnéticos com espessuras menores que 100 nm não apresentaram bons resultados, logo essa é, aproximadamente, a espessura magnética que limita a sensibilidade da *microstrip*.

Os filmes finos estudados, com espessuras entre 100 e 1000 nm, foram depositados por *magnetron sputtering*. A caracterização de suas propriedades estáticas e dinâmicas revelou que abaixo de uma espessura crítica, $t_{cr} \sim 275$ nm, apresenta-se um comportamento que evidencia a existência de uma anisotropia uniaxial. Até essa espessura, as medidas de permeabilidade foram muito bem descritas pela equação para a permeabilidade transversal. Além disso, a relação de dispersão para o filme de 100 nm foi calculada por meio da equação proposta por Smit e Beljers para a frequência de ressonância, considerando um modelo em que a energia livre magnética é composta pela soma das energias Zeemann, Uniaxial e Magnetostática. Dessa descrição, obteve-se o valor da magnetização de saturação ($M_S \sim 749$ emu/cc) e do campo de anisotropia ($H_K = 7.7$ Oe) do filme.

Acima da espessura crítica, no entanto, as curvas de magnetização medidas em direções perpendiculares se apresentaram idênticas, com uma forma típica de curvas para filmes finos com uma componente de anisotropia perpendicular ao plano. Esse comportamento sugere a existência de uma estrutura magnética com *stripe domains*. A presença dessa estrutura de domínios pode ser constatada ainda pelo aparecimento de mais de um pico de ressonância, abaixo do campo de saturação, nos espectros de permeabilidade para tais filmes. No filme de 1000 nm três picos de ressonância foram observados.

Como seguimento desse trabalho de mestrado:

- A emergência de *stripe domains* continuará sendo investigada.

- Serão analisados os parâmetros de amortecimento que influenciam na largura de linha da ressonância, nos filmes com espessuras abaixo e acima da crítica.
- Pretende-se ainda, através da *microstrip*, avaliar a permeabilidade em filmes de Permalloy acoplados a filmes antiferromagnéticos, ou seja, em sistemas que apresentam *Exchange bias*.

REFERÊNCIAS

- [1] SIHUES, M. D. de.; RINCÓN, C. A. D.; FERMIN, J. R. Ferromagnetic resonance study of NiFe alloy thin films. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 316:e462–e465, 2007.
- [2] BEKKER, V.; SEEMANN, K.; LEISTE, H. A new strip line broad-band measurement evaluation for determining the complex permeability of thin ferromagnetic films. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 270:327–332, 2004.
- [3] LIU, Y. et al. Broadband complex permeability characterization of magnetic thin films using shorted microstrip transmission-line perturbation. *Review of scientific instruments*, 76:063911, 2005.
- [4] ZHOU, C. et al. Stripe domain and enhanced resonance frequency in ferrite doped FeNi films. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 46:425002, 2013.
- [5] SPAIN, R. J. Dense-banded domain structure in "rotatable anisotropy" Permalloy films. *Applied Physics Letters*, 3:208, 1963.
- [6] SAITO, N.; FUJIWARA, H.; SUGITA, Y. A new type of magnetic domain structure in negative magnetostriction Ni-Fe films. *Journal of the Physical Society of Japan*, 19:1116–1125, 1964.
- [7] SHIMADA, Y.; SHIMODA, M.; KITAKAMI, O. Multiple magnetic resonance in amorphous Co-Nb-Zr films with weak perpendicular anisotropy. *Japanese Journal of Applied Physics*, 34:4786–4789, 1995.
- [8] HEHN, M. et al. Nanoscale magnetic domain structures in epitaxial Cobalt films. *Physical Review B*, 54:3428, 1996.
- [9] VIALA, B.; MINOR, M. K.; BARNARD, J. A. Microstructure and magnetism in FeTaN films deposited in the nanocrystalline state. *Journal of Applied Physics*, 80:3941, 1996.
- [10] WEISS, P. L'hypothèse du champ moléculaire et la propriété ferromagnétique. *Journal de Physique*, 6:661–690, 1907.

- [11] CULLITY, B. D.; GRAHAM, C. D. *Introduction to Magnetic Materials*. Wiley, 2th edition, 2009.
- [12] REZENDE, S. M. *Materiais e Dispositivos Eletrônicos*. Livraria da Física, 3 edition, 2012.
- [13] COEY, J. M. D. *Magnetism and Magnetic Materials*. Cambridge University Press, 2009.
- [14] BECK, F. Dinâmica de paredes de domínios em microfios amorfos recobertos por vidro. Master's thesis, Programa de PG em Física UFSM, 2010.
- [15] CHIKAZUMI, S. *Physics of Ferromagnetism*. Oxford University Press, 2th edition, 1997.
- [16] AMOS, N. et al. Magnetic force microscopy study of magnetic stripe domains in sputter deposited Permalloy thin films. *Journal of Applied Physics*, 103:07E732, 2008.
- [17] SVALOV, A. V. et al. Structure and magnetic properties of thin Permalloy films near the “transcritical” state. *IEEE transactions on magnetics*, 46:333–336, 2010.
- [18] SOH, W. T. et al. Magnetization dynamics in Permalloy films with stripe domains. *Journal of Applied Physics*, 114:053908, 2013.
- [19] MCCORD, J. et al. Revisiting magnetic stripe domains — anisotropy gradient and stripe asymmetry. *Journal of Applied Physics*, 113:073903, 2013.
- [20] SOSSMEIER, K. D. *Relaxação de spin: principais mecanismos em microfios e em filmes multicamadas*. PhD thesis, Programa de PG em Física UFSM, 2010.
- [21] GRIFFITHS, J. H. E. Anomalous high-frequency resistance of ferromagnetic metals. *Nature*, 158:670–671, 1946.
- [22] KITTEL, C. Interpretation of anomalous larmor frequencies in ferromagnetic resonance experiment. *Physical Review*, 71:270–271, 1947.
- [23] KITTEL, C. On the theory of ferromagnetic resonance absorption. *Physical Review*, 73:155–161, 1948.
- [24] VONSOVSKII, S. V. *Ferromagnetic Resonance*. Pergamon Press, 1966.
- [25] VUKADINOVIC, N. et al. Ferromagnetic resonance spectra in a weak stripe domain structure. *Physical Review B*, 65:054403, 2001.

- [26] CAMLEY, R. E.; STAMPS, R. L. *Solid State Physics*. Academic Press - Elsevier, 2014.
- [27] GILBERT, T. L. Classics in magnetics a phenomenological theory of damping in ferromagnetic materials. *IEEE transactions on magnetics*, 40:3443–3449, 2004.
- [28] SMIT, J.; BELJERS, H. G. Ferromagnetic resonance absorption in $BaFe_{12}O_{19}$, a highly anisotropic crystal. *Philips Res. Rep.*, 10:113–130, 1955.
- [29] LANDI, S. Ressonância Ferromagnética em Super-Redes NiFe/Ru. Master's thesis, Programa de PG em Física UFG, 2009.
- [30] ACHER, O. et al. Hysteretic behavior of the dynamic permeability on a Ni-Fe thin film. *Physical Review B*, 68:184414, 2003.
- [31] RIGUE, J. N. Anisotropias magnéticas em filmes finos de Co: Uma análise por magnetometria de torque. Master's thesis, Programa de PG em Física UFSM, 2010.
- [32] TAKEUCHI, A. Y. *Técnicas de Medidas Magnéticas*. Livraria da Física, 2010.
- [33] ZIJLSTRA, H. A vibrating reed magnetometer for microscopic particles. *Review of Scientific Instruments*, 41:1241–1243, 1970.
- [34] FLANDERS, P. J. An alternating-gradient magnetometer (invited). *Journal of Applied Physics*, 63:3940–3945, 1988.
- [35] SAMPAIO, L. C. et al. Técnicas de magnetometria. *Revista Brasileira de Ensino de Física*, 22:406–410, 2000.
- [36] CRONIN, N. J. *Microwave and Optical Waveguides*. Institute of Physics Publishing, 1995.
- [37] POZAR, D. M. *Microwave Engineering*. Wiley, 3th edition, 2005.
- [38] SEBASTIAN, T.; CLAVIJO, S. A.; DIAZ, R. E. Improved accuracy thin film permeability extraction for a microstrip permeameter. *Journal of Applied Physics*, 113:033906, 2013.
- [39] *R&S ZVB Vector Network Analyzers - Quick Start Guide*.
- [40] PAIN, D. et al. Static and dynamic properties of ferromagnetic thin films with stripe domain structure. *J. Phys. IV France*, 8:327–330, 1998.

- [41] YOUSSEF, J. B. et al. Thickness-dependent magnetic excitations in Permalloy films with nonuniform magnetization. *Physical Review B*, 69:174402, 2004.
- [42] COS, D. de.; ARRIBAS, A. G.; BARANDIARAN, J. M. Frequency dependence of the ferromagnetic resonance width in magneto-impedance measurements. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 320:2513–2516, 2008.
- [43] MORAITAKIS, E. et al. Permeability measurements of Permalloy films with a broad band stripline technique. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 222:168–174, 2000.
- [44] GESHEV, J.; PEREIRA, L. G.; SCHMIDT, J. E. Dependence of the ferromagnetic resonance modes on the coupling strength in exchange-coupled trilayer structures. *Physica B*, 320:169–171, 2002.
- [45] VIEGAS, A. D. C. et al. Thickness dependence of the high-frequency magnetic permeability in amorphous $Fe_{73.5}Cu_1Nb_3Si_{13.5}B_9$ thin films. *Journal of Applied Physics*, 101:033908, 2007.
- [46] KITTEL, C. *Introduction to Solid State Physics*. Wiley, 7th edition, 1996.