



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

MAGNETOIMPEDÂNCIA E DINÂMICA DA
MAGNETIZAÇÃO EM NANOESTRUTURAS
FERROMAGNETO / Cu (Ag) /
FERROMAGNETO*

TESE DE DOUTORADO

Marcio Assolin Corrêa

Santa Maria – RS – Brasil

2007

* Trabalho parcialmente financiado por: CAPES e CNPQ

MAGNETOIMPEDÂNCIA E DINÂMICA DA
MAGNETIZAÇÃO EM NANOESTRUTURAS
FERROMAGNETO / Cu (Ag) /
FERROMAGNETO

por

Marcio Assolin Corrêa

Tese apresentada ao Curso de Doutorado do Programa de Pós-graduação em Física da
Universidade Federal de Santa Maria (UFSM – RS), como requisito parcial para a obtenção
do título de Doutor em Física.

Santa Maria – RS – Brasil

2007

© 2006

Todos os direitos reservados a Marcio Assolin Corrêa. A reprodução de partes ou do todo deste trabalho só poderá ser feita com a autorização por escrito do autor.

Fone: 0xx55 84022811; e-mail: mmacorrea@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 TESE:

**MAGNETOIMPEDÂNCIA E DINÂMICA DA
MAGNETIZAÇÃO EM NANOESTRUTURAS
FERROMAGNETO / Cu (Ag) / FERROMAGNETO**

ELABORADA POR
MARCIO ASSOLIN CORREA
COMO REQUISITO PARCIAL PARA A OBTENÇÃO DO TÍTULO DE
DOUTOR EM FÍSICA

COMISSÃO EXAMINADORA:

Prof. Dr. Rubem Luís Sommer – Orientador

Prof. Dr. Antônio Azevedo da Costa

Prof. Dr. Paulo Pureur Neto

Prof. Dr. José Carlos Merino Mombach


Prof. Dr. Lucio Strazzabosco Dorneles


Santa Maria, 17 de Agosto de 2007.


*Agradeço profundamente:
Aos meus pais, meus irmãos e a Milene.*


Agradecimentos:


Gostaria de agradecer a algumas pessoas que contribuíram para o desenvolvimento deste trabalho, muitas vezes inconscientemente, mas que sem elas não seria possível alcançar meus objetivos:


 *Ao prof. Rubem Luiz Sommer, pela orientação, paciência, e pelo aprendizado durante todos estes anos;*


 *Ao professores do LMMM Luiz Fernando Schelp, pelos momentos de discussão e Marcos Carara, em especial, pela revisão feita como referee deste trabalho.*

 *Aos colegas de laboratório, Felipe, Teco, Ricardo, João, Matheus, Kelly, Marcelo, Calega, Claudiosir, Fabião, Tiago, etc...(desculpa se esqueci alguém);*

 *A Sabrina e ao Alexandre pela parceria desde a graduação;*


 *Aos meus colegas de UNIPAMPA: Profa. Ju, Prof. Luiz (Thander), Exa. Profa. Dr. Suzana Morsh, Rejane (Melhor secretária dos colegiados da UNIPAMPA), Patrícia, Renata, Tadeu, Evelton, Cristina e a todos os funcionários da nossa recém criada UNIPAMPA;*


 *Aos meus alunos da Primeira e Segunda turma de Geofísica da UNIPAMPA;*


 *Agradecimento especial ao Prof. Dr. Novaes, pela oportunidade e apoio para o término deste trabalho;*

No ciclo familiar, são muitas as pessoas que contribuíram para que este sonho se tornasse realidade e gostaria de agradecer (novamente mil desculpas se esqueci de alguém);

 *Aos meus pais e irmãos por toda minha vida;*

 *A minha esposa, companheira e a pessoa “normal” que mais sabe sobre Magnetoimpedância: Milene dos Santos Figueiredo, pela paciência;*

 *A Milene dos Santos Figueiredo, pelo companheirismo, amor, dedicação, e tudo mais. A propósito, Milene, eu te amo!*

 *E finalmente, a galera dos jogos do Grêmio: Letícia, Fedi, Alemão, Vinicius, Igo...(dá-lhe Grêmio);*

Resumo

Neste trabalho serão investigadas as propriedades magnéticas estáticas e em alta frequência de amostras na forma de “sanduíche” formado por FM/*i*/Cu(Ag)/*i*/FM onde FM são multicamadas ferromagnéticas e *i* uma camada isolante de SiO₂. As amostras foram produzidas por “magnetron sputtering” sobre substratos de vidro com um “buffer” de 50 Å de Ta. Os modelos propostos por L. Spinu para o cálculo da susceptibilidade transversal e L. V. Panina para o cálculo da Magnetoimpedância de uma tri-camada foram utilizados na tentativa de descrição do efeito Magnetoimpedância nas amostras produzidas. A associação destes modelos permitiu a simulação da impedância das amostras na forma de “sanduíche” para uma grande faixa de frequências, conhecendo-se apenas a forma da densidade de energia livre ferromagnética. Modificando-se a composição da camada FM (FeCuNbSiB/Cu ou NiFe/Cu ou NiFe/Ag) e a largura da camada metálica não magnética (W_m) (Cu ou Ag), foi possível controlar a posição dos máximos de MI em função da frequência. Variações de até 220 % foram obtidas para a amostra com FM = FeCuNbSiB/Cu e $W_m = 1,00 \text{ mm}$, a uma frequência de 300 MHz, além de uma estrutura de picos bastante peculiar. A união dos modelos e a utilização de uma descrição da configuração energética adequada possibilitaram as simulações das curvas de impedância em função do campo para frequências até 1.4 GHz. Para valores de frequência acima de 1.4 GHz, os efeitos da distribuição de campos internos provocam o surgimento de picos positivos próximos a campos nulos, associados possivelmente a diferentes modos de ressonância que acabaram gerando uma discordância nas simulações.

Abstract

In this work the static and dynamic magnetic properties are investigated in FM/*i*/Cu(Ag)/*i*/FM tri-layer structured samples where FM is the ferromagnetic multilayer and *i* is the SiO₂ isolating layer. All samples have been deposited by magnetron “sputtering” on a glass substrate with a 50 Å Ta buffer layer. The models proposed by L. Spinu for the calculus of the transverse susceptibility and by L.V. Panina for the calculus of the magnetoimpedance in a tri-layer sample were considered in order to try to describe the MI effect for the produced samples. The connection of these models permits, just knowing the ferromagnetic free energy density, the simulation of the impedance for a tri-layer in a large frequency range. The real and imaginary parts of the impedance have been measured as a function of the frequency (100 kHz up to 1.8 GHz) and of the static magnetic field (±300 Oe). It was possible, varying the FM part in the tri-layer, using FeCuNbSiB/Cu, NiFe/Cu and NiFe/Ag, and parameters as width of the metallic layer (W_m) (Cu or Ag) to control the frequency value where the MI maximum occurs. Variations up to 220 % were measured for the sample with FM = FeCuNbSiB/Cu and $W_m = 1,00 \text{ mm}$ in 300 MHz. The connection of the models and an adequate energy configuration became possible to simulate the magnetoimpedance curves as a function of the magnetic field for frequencies up to 1.4 GHz. For frequencies higher than 1.4 GHz, effects of the distribution of the field induce the appearance of positive peaks for low fields and this effect can be associated to different resonance modes that generate discordance with respect to the simulation.

ÍNDICE

1	INTRODUÇÃO	11
2	REVISÃO TEÓRICA	13
2.1	Processos de Magnetização	13
2.2	Energia Livre Ferromagnética	15
2.3	Interação entre Camadas Magnéticas	18
2.3.1	Energia de Acoplamento de Troca entre camadas.....	18
2.3.2	Energia de Interação Dipolar	19
2.4	Cálculo das Curvas de Magnetização	22
2.5	Permeabilidade e Magnetoimpedância	22
2.5.1	Efeito Magnetoindutivo.....	25
2.5.2	Magnetoimpedância em Frequências Moderadas	29
2.5.3	Magnetoimpedância e Ressonância Ferromagnética.....	32
2.6	Extensão do modelo de Spinu para o cálculo da Permeabilidade Transversal	34
2.6.1	Permeabilidade vs. Frequências da Corrente de Sonda	37
2.6.2	Permeabilidade vs. Campo Magnético	38
2.6.3	Relação de Dispersão da FMR	39
2.7	Magnetoimpedância em Multicamadas Ferromagneto/Metal	40
2.7.1	Cálculo da Impedância	45
3	Procedimento Experimental	48
3.1	Preparação das Amostras	48
3.1.1	Produção de Alvos.....	48
3.2	Deposição dos Filmes	49
3.3	Calibração da Espessura	50
3.4	Caracterização Magnética (Quase Estática)	50
3.5	Caracterização da estrutura de domínios magnéticos	51
3.6	Magnetoimpedância e Resposta em Altas Frequências	53
4	Resultados e Discussão	55
4.1	Amostras Produzidas	55
4.2	Difração de Raios X	57
4.3	Microscopia Kerr	59
4.4	M × H (Experimental)	60
4.5	Simulações das Curvas de Magnetização	64
4.6	Magnetoimpedância: Z × H	68
4.6.1	Curvas de Z × H - Série A	69
4.6.2	Curvas de Z × H - Série B	75
4.6.3	Curvas de Z × H - Série C	80
4.7	Curvas $MI\%_{\max} \times f$	85
4.7.1	Curvas de $MI\%_{\max} \times f$ - Série A.....	85
4.7.2	Curvas de $MI\%_{\max} \times f$ - Série “B”	87
4.7.3	Curvas de $MI_{\max} \times f$ - Série “C”	88
4.8	$MI\%_{\max} \times f$ - Efeito da largura da camada central não magnética	90
4.9	Simulações de curvas de Magnetoimpedância	92
5	Considerações Finais: Conclusões e perspectiva para trabalhos futuros	100
6	Bibliografia	102

Lista de Símbolos

H_u	Campo de Anisotropia	$\Delta\omega$	Largura de Linha de Absorção
\vec{H}_d	Campo Desmagnetizante	W_F	Largura do Ferromagneto no “sanduíche”
E_z	Campo Elétrico na direção z do plano cartesiano	W_m	Largura do Metal não magnético do “sanduíche”
\vec{H}_{eff}	Campo Magnético Efetivo	M_s	Magnetização de Saturação
\vec{H}_{ext}	Campo Magnético Externo	MI	Magnetoimpedância
ξ	Comprimento Médio Lateral	τ	Módulo Elástico
σ_e	Condutividade Elétrica	α	Parâmetro de Amortecimento de Gilbert
J_{AB}	Constante de Acoplamento de Troca	β	Parâmetro de “Pining”
J'_{AB}	Constante de Acoplamento de Troca Biquadrático	$\text{Im}(\mu)$	Parte Imaginária da Permeabilidade
k_i	Constante de Anisotropia	$\text{Re}(\mu)$	Parte Real da Permeabilidade
k_u	Constante de Anisotropia Uniaxial	μ	Permeabilidade
λ	Constante de Magnetostricção de Saturação	μ_ϕ	Permeabilidade Circular
a, b, c	Constantes de Rede	μ_{dif}	Permeabilidade Diferencial
I_{ac}	Corrente Alternada	μ_t	Permeabilidade Transversal
α_i	Cosseno Diretor	δ_m	Profundidade de Penetração
ϵ	Deformação	R_{dc}	Resistência DC
E	Densidade de Energia Livre	FMR	Ressonância Ferromagnética
E_t	Energia de Troca	\vec{S}	Spin
F	Energia Livre	χ_t	Susceptibilidade Magnética Transversal
E_{mc}	Energia Magnetocristalina	$\hat{\mu}$	Tensor Permeabilidade
E_{me}	Energia Magnetoelástica	$\hat{\chi}$	Tensor Susceptibilidade
E_{mt}	Energia Magnetostática	σ_r	Termo Referente à Rugosidade interfacial
E_Z	Energia Zeeman	MI%	Varição Percentual da MI
$d_{h, k, l}$	Espaçamento Planar	c	Velocidade da Luz
t	Espessura da Camada	\vec{E}	Vetor Campo Elétrico
Λ	Espessura do Filme	q	Vetor de Espalhamento
N_d	Fator Desmagnetizante	\vec{j}	Vetor Densidade de Corrente
γ	Fator Giromagnético	\vec{B}	Vetor Indução Magnética
ω	Frequência Angular	\vec{M}	Vetor Magnetização
ω_r	Frequência Angular de Ressonância	\hat{M}	Vetor Unitário da Magnetização
f_r	Frequência de Ressonância	\hat{u}_k	Vetor unitário direcional da Anisotropia
Z	Impedância	\hat{n}, \mathbf{n}	Vetor Unitário Perpendicular ao Plano
h, k, l	Índices dos planos de Miller	V_L	Voltagem Induzida
L_i	Indutância Interna		
J_{ij}	Integral de Troca		

UNIDADES PARA PROPRIEDADES MAGNÉTICAS				
Grandeza	Símbolo	Gaussiano & cgs emu	Fator de Conversão	SI & mks
Indução Magnética	B	Gauss (G)	10^{-4}	Tesla (T), Wb/m ²
Fluxo Magnético	Φ	Maxwell (M _x), G- cm ²	10^{-8}	Weber (Wb), V·s
Diferença de potencial magnético	U	Gilbert (Gb)	$10/4\pi$	Ampère (A)
Campo Magnético Externo	H	Oersted (Oe), Gb/cm	$10^3/4\pi$	A/m
Magnetização (Volume)	M	emu/cm ³	10^3	A/m
Magnetização (Volume)	$4\pi M$	G	$10^3/4\pi$	A/m
Polarização Magnética	J	emu/cm ³	$4\pi \times 10^{-4}$	T, Wb/m ²
Magnetização (Massa)	σ, M	emu/g	1 $4\pi \times 10^{-7}$	A·m ² /kg Wb·m/kg
Momento magnético	M	emu, erg/G	10^{-3}	A·m ² , joule por Tesla (J/T)
Momento de dipolo magnético	J	emu, erg/G	$4\pi \times 10^{-10}$	Wb·m
Susceptibilidade (Volume)	χ, κ	Adimensional, emu/cm ³	4π $(4\pi)^2 \times 10^{-7}$	Adimensional Henry por metro (H/m), Wb/(A·m)
Susceptibilidade (massa)	χ_p, κ_p	cm ³ /g, emu/g	$4\pi \times 10^{-3}$ $(4\pi)^2 \times 10^{-10}$	m ³ /kg H·m ² /kg
Permeabilidade	μ	Adimensional	$4\pi \times 10^{-7}$	H/m, Wb/(A·m)
Permeabilidade Relativa	μ_r	-----		Adimensional
Densidade de Energia	W	erg/cm ³	10^{-1}	J/m ³
Fator desmagnetizante	D, N	Adimensional	$1/4\pi$	Adimensional

1 INTRODUÇÃO

O efeito Magnetoimpedância (MI) é a variação da impedância complexa de uma amostra ferromagnética quando submetida a um campo magnético *DC*. A mudança na impedância está intimamente ligada à variação da permeabilidade magnética para diferentes campos e frequências da corrente de sonda através do Efeito “skin” (efeito pele). O Efeito “skin” está presente em qualquer metal quando submetido a uma corrente alternada e tende a concentrar a mesma na periferia do material.

O efeito MI foi amplamente estudado em amostras na forma de fios e fitas magnéticas fabricadas por “Melt-Spining”. Tais materiais, com espessuras da ordem de μm , podem apresentar altas variações percentuais de MI em função da frequência e do campo magnético aplicado. As medidas em filmes finos intensificaram-se principalmente pela necessidade de produção de circuitos integrados, que leva a miniaturização dos dispositivos baseados no efeito MI. As dimensões das amostras, principalmente a espessura, são características cruciais para o estudo.

Recentemente uma estrutura particular de filme fino atraiu o interesse de pesquisadores. Uma amostra estruturada na forma FM/M/FM, onde FM é um material ferromagnético e M um metal não magnético, possibilita a sintonia das maiores variações percentuais do efeito MI em frequências relativamente baixas. Esta estrutura consiste basicamente em dois filmes ferromagnéticos separados por uma camada metálica não magnética e de condutividade elevada.

Os trabalhos apresentados até o momento trazem camadas simples magnéticas como os elementos ferromagnéticos que compõem o “sanduíche”. Morikawa *et. al.* [1] apresentaram em 1997 trabalhos com esta estrutura utilizando ligas amorfas de CoSiB ou FeCoSiB, constituindo a camada FM do “sanduíche” depositadas por magnetron sputtering. As espessuras foram da ordem de $2 \mu m$ para cada camada ferromagnética o que resulta em um total de $4 \mu m$ de FM em cada “sanduíche”. Neste trabalho, a temperatura de deposição foi de $50^{\circ} C$ com a aplicação de um campo magnético *DC* de 100 Oe durante o crescimento do filme para a indução de anisotropia. Com isso, variações da ordem de 25 % foram alcançadas para frequências de 1 MHz. Outros resultados, também utilizando esta estrutura de “sanduíche”, foram apresentados por Shu-qin Xiao *et. al.* [2] em 2000. Neste trabalho foram necessários tratamentos térmicos para eliminação do “stress” acumulado durante o crescimento dos filmes

e indução de anisotropia. Obtiveram ainda variações de até 80 % na MI em frequências de 13 MHz para amostra de FeCuNbSiB com espessuras da ordem de μm .

Este trabalho propõe uma nova estrutura de tri-camada (“sanduíche”) ainda não explorada pela comunidade científica: a utilização de multicamada ferromagnéticas com espessura de 0.5 μm ao invés de filme magnético simples para a confecção “sanduíches”. Este procedimento possibilita a eliminação de tratamentos térmicos nos filmes após o crescimento, além de se mostrar extremamente útil na sintonia em frequência onde as maiores variações no efeito MI acontecem simplesmente variando a liga ferromagnética utilizada.

Panina em 2000 [3] modelou a impedância (Z) para uma estrutura na forma de tri-camada. Recentemente L. Spinu *et. al.* [4] apresentaram um cálculo para a susceptibilidade transversal de um material ferromagnético, partindo da energia livre magnética do material e da equação de Landau-Lifshitz. Esses dois modelos foram reunidos para a simulação das curvas de $Z \times H$ e comparação com os resultados experimentais.

Ao longo deste trabalho buscamos os seguintes objetivos:

- Estudar a possibilidade de essas estruturas serem candidatas ao uso em sensores de campo magnético futuramente. Se possível, alcançar valores elevados de MI% ($\text{MI}\% = ([Z(H_{\text{max}}) - Z(H)] / Z(H_{\text{max}})) \times 100$).
- Controlar a forma das curvas de $Z \times H$ e $\text{MI}\% \times f$, onde f é a frequência da corrente de sonda;
- Adaptar e desenvolver modelos teóricos que descrevam as curvas de $\text{MI} \times H$ para toda faixa de frequência, se possível, sem a necessidade de utilizar diferentes modelos para diferentes faixas de frequências;
- Obter informações magnéticas relevantes a partir da comparação entre os resultados teóricos e experimentais, em particular, aumentar a compreensão sobre o comportamento magnético da amostra submetida a campos magnéticos *DC* e *AC*.

Esta tese está dividida em cinco capítulos. No presente capítulo, são apresentados as motivações e objetivos do trabalho. No capítulo 2 é apresentada uma revisão teórica sobre processos de magnetização, anisotropias magnéticas, permeabilidade e magnetoimpedância em filmes finos. No capítulo 3 são apresentados os procedimentos experimentais adotados para a produção e caracterização da amostras. No capítulo 4 são expostos os resultados e as discussões a respeito dos modelos propostos para a utilização neste trabalho e a sua validade com relação à faixa de frequência. Por fim, no capítulo 5 são apresentadas as conclusões e as perspectivas para trabalhos futuros.

2 REVISÃO TEÓRICA

2.1 Processos de Magnetização

Todos os materiais magnéticos abaixo da temperatura de Curie são compostos por pequenas regiões chamadas de domínios magnéticos nas quais os dipolos magnéticos atômicos têm uma direção preferencial de alinhamento e onde a magnetização assume valor $M_s(T)$. Os domínios são separados por regiões de transição denominadas de paredes de domínios magnéticos, que se caracterizam por uma rotação gradual dos momentos. Para o caso de uma parede de domínios de 180° , ao se percorrer um caminho perpendicular a esta parede, partindo-se do interior de um dos domínios observar-se-á que os momentos magnéticos atômicos no interior da parede giram gradualmente saindo da direção da magnetização do primeiro domínio até o alinhamento com a magnetização do segundo domínio (ver Figura 1 (a)). No interior destes domínios, a magnetização espontânea presente é igual à magnetização de saturação do material. A aplicação de um campo magnético externo (\vec{H}_{ext}) de pequena intensidade faz com que os domínios com orientação favorável com relação ao campo, cresçam às custas dos demais. Este processo chama-se de movimentos de parede de domínio. Aumentando a intensidade de \vec{H}_{ext} , estes deslocamentos das paredes podem se tornar irreversíveis. Para campos ainda maiores observar-se-á rotação dos momentos magnéticos na direção do campo \vec{H}_{ext} . Quando isso acontece, considera-se a amostra magneticamente saturada. Quando \vec{H}_{ext} varia lentamente entre dois extremos $-\text{H}_{max}$, $+\text{H}_{max}$, $-\text{H}_{max}$ observa-se que a amostra percorre um ciclo no plano $M \times H$ denominado ciclo de histerese do material (Figura 1(b)). A forma com que a magnetização \vec{M} varia em função do campo \vec{H}_{ext} é fortemente dependente da frequência e amplitude do campo de oscilação. Para esta situação o comportamento da magnetização é descrita pela equação do movimento de Landau-Lifshitz-Gilbert [5]

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff} - \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt}, \quad (1)$$

onde γ é o fator giromagnético, M_s a magnetização de saturação, \vec{H}_{eff} o campo magnético efetivo, obtido através da derivada da energia livre (F) com relação à magnetização (\vec{M}) e α o parâmetro de amortecimento de Gilbert. O campo magnético \vec{H}_{eff} carrega toda a informação sobre as forças macroscópicas e microscópicas atuantes no sistema magnético. Uma forma de obter a direção e o sentido da magnetização para cada valor de \vec{H}_{ext} é através da minimização da energia livre. São vários os termos de energia livre que devem ser considerados na configuração energética de um material ferromagnético, e para cada um destes termos há uma energia associada, como por exemplo, a energia associada à forma da amostra (Energia Magnetostática) e energia associada à mudança nas dimensões do ferromagneto quando submetido ao \vec{H}_{eff} (Energia Magnetoelástica), dentre outras.

A seguir, será realizada uma discussão a respeito dos termos da energia livre ferromagnética relevantes em filmes finos.

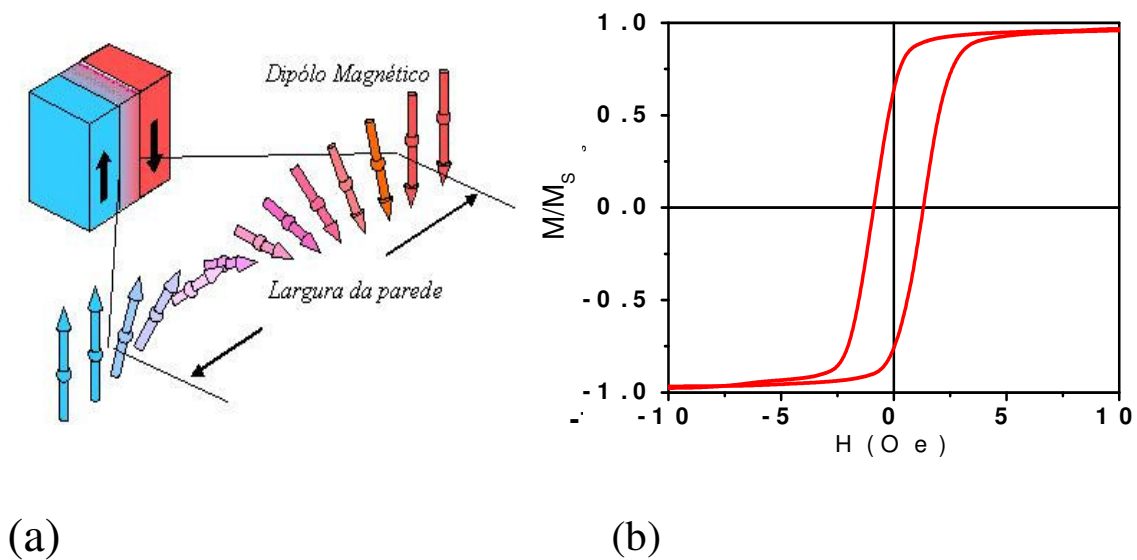


Figura 1: (a) Representação de dois domínios magnéticos separados por uma parede de domínios de 180°. Em detalhes a rotação dos momentos magnéticos saindo do alinhamento de um domínio e chegando a do outro gradativamente. (b) Curva de histerese característica para uma amostra multicamada [FeCuNbSiB/Cu] \times 50.

2.2 Energia Livre Ferromagnética

A densidade de energia livre de um ferromagneto para qualquer forma de amostra tem as seguintes contribuições:

Energia de Troca (E_t): descreve a interação de troca entre os spins de um material. Ela é uma consequência direta do princípio de exclusão de Pauli. Uma expressão para tal densidade de energia, em geral, tem a forma [6]

$$E_t = -\sum_{ij} J_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j, \quad (2)$$

onde J_{ij} é a integral de troca que, além de informar a magnitude do efeito, indica, através do seu sinal, o ordenamento ferro ($J_{ij}>0$) ou antiferromagnético ($J_{ij}<0$).

Energia Zeeman (E_z): é a parte da energia livre ferromagnética que define a interação entre a magnetização (\vec{M}) e o campo magnético externo (\vec{H}_{ext}). Considerando que a magnetização de saturação da amostra seja dada por M_s e o vetor \hat{M} (unitário), que define a direção desta magnetização, a densidade de energia Zeeman (E_z) pode tomar a forma [6]

$$E_z = M_s (\hat{M} \cdot \vec{H}_{ext}). \quad (3)$$

Energia Magnetostática (E_{mt}): surge devido ao campo gerado pelos pólos livres na superfície da amostra que por sua vez estão intimamente relacionados à forma da amostra. O campo interno gerado pelos pólos livres tem sentido contrário ao campo \vec{M} , sendo denominado de campo desmagnetizante (\vec{H}_d). Uma forma geral para a densidade de energia magnetostática pode ser expressa como sendo [6]

$$E_{mt} = \frac{1}{2} \vec{H}_d \cdot \vec{M}. \quad (4)$$

Esta energia é descrita em termos de um fator $N_d = \vec{H}_d / \vec{M}$ que leva em consideração a forma da amostra. Para o caso de filmes finos, considerando um vetor unitário perpendicular ao plano do filme \hat{n} , tal densidade de energia tem a forma

$$E_{mi} = 4\pi M_s^2 (\hat{M} \cdot \hat{n}). \quad (5)$$

Energia Magnetocristalina (E_{mc}): está relacionada a direções preferenciais de alinhamento da magnetização associada aos eixos cristalográficos da estrutura cristalina. Para o caso de uma amostra na estrutura cúbica E_{mc} pode ser escrita na forma [6]

$$E_{mc} = K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_1^2\alpha_3^2) + K_2(\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2) + \dots \quad (6)$$

Onde K_1 e K_2 são as constantes de anisotropia cúbicas de 1ª e 2ª ordem, respectivamente, que definem a direção de fácil magnetização de acordo com o sinal e intensidade.

Energia Magnetoelástica (E_{me}): quantifica a energia magnética envolvida com a variação das dimensões da amostra quando submetida a um campo magnético externo variável (\vec{H}_{ext})

$$E_{me} = \frac{3}{2} \lambda \tau \varepsilon (\hat{M} \cdot \hat{u}_s)^2. \quad (7)$$

Nesta expressão, λ é a constante de magnetostricção, que pode ser positiva e ou negativa, τ é o módulo elástico, ε a deformação e \hat{u}_s o vetor direcional do stress.

Anisotropia uniaxial induzida (E_u): em alguns casos as amostras podem apresentar apenas um eixo fácil, induzido por algum determinado processo, o que caracteriza um eixo de anisotropia uniaxial. Nessas situações uma densidade de Energia Uniaxial pode ser expressa na forma [6]

$$E_u = -K_u (\hat{M} \cdot \hat{u}_k)^2, \quad (8)$$

onde K_u é a constante de energia uniaxial e \hat{u}_k é o vetor unitário que direciona a anisotropia.

A densidade de energia livre ferromagnética é a soma dos termos apresentados acima. No caso de amostras na forma de multicamadas, que apresentam uma interação de troca, um termo referente a esta interação deve ser adicionado E_{int} .

$$E = E_t + E_z + E_{mt} + E_{me} + E_{int} . \quad (9)$$

Anisotropia × Rugosidade: em amostras crescidas por “sputtering”, dependendo do substrato utilizado, rugosidade e inter-difusão nas interfaces ocorrem frequentemente. O primeiro modelo que levou em consideração tais imperfeições foi o proposto por Neél que estudou o acoplamento magnetostático entre duas camadas separadas por uma fina camada metálica não magnética [7]. O modelo também denominado “orange-peel coupling” leva em consideração os pólos livres que podem surgir durante o crescimento de multicamadas com certa rugosidade. P. Bruno [8] conseguiu através de um modelo caracterizar a influência da rugosidade na anisotropia magnética. Um dos termos levado em consideração por P. Bruno é o referente à própria rugosidade (σ), caracterizado como o desvio médio de um plano de referência (Figura 2), outro é o comprimento médio lateral das áreas planas (ξ), levando em consideração os terraços e os vales da interface entre duas camadas.

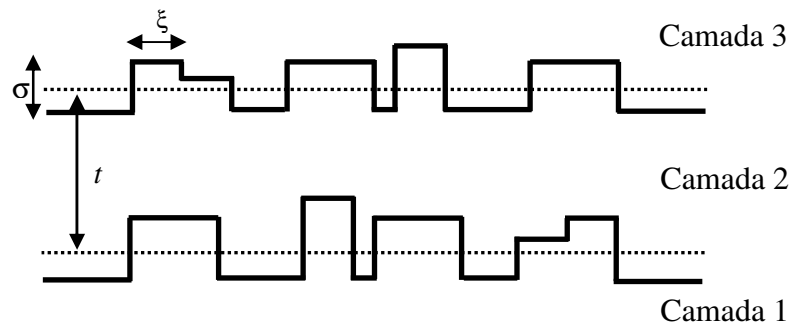


Figura 2: Representação de três camadas sucessivas de uma multicamada na qual estão indicados os parâmetros σ , ξ , e a espessura média da camada 2 (t). A linha tracejada indica a altura média da rugosidade na superfície. Retirado da Ref. [8].

A rugosidade possibilita o surgimento de pólos livres, conseqüentemente de campos desmagnetizantes locais no plano e fora dele. Com isso, há uma redução na anisotropia de forma no plano, favorecendo uma anisotropia magnética perpendicular à superfície da camada.

2.3 Interação entre Camadas Magnéticas

Em multicamadas magnéticas separadas por camadas metálicas não magnéticas, existem interações de troca entre as camadas magnéticas mediadas pelo metal da camada não magnética. No que segue serão apresentados os principais modelos para esta interação.

2.3.1 Energia de Acoplamento de Troca entre camadas

A demonstração experimental de que duas camadas magnéticas interagem, mediadas pela camada não magnética que as separa, foi publicada em trabalhos tais como [9, 10, 11] e levaram a descoberta da magnetoresistência gigante [12]. Vários modelos teóricos foram propostos para descrever as interações, tais como, a interação de troca bilinear, que descreve o acoplamento entre duas camadas que apresentam magnetizações na mesma direção, conforme representado na Figura 3.

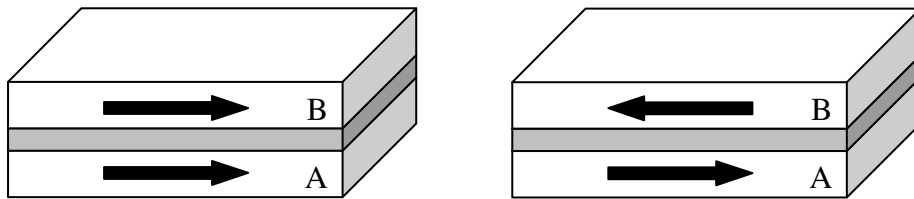


Figura 3: Representação de duas camadas magnéticas separadas por uma camada metálica (cinza). As setas representam a magnetização de saturação de cada camada

O modelo mais utilizado para explicar esta interação é o modelo proposto por Ruderman-Kittel-Kasuya-Yoshida, conhecido com modelo de interação RKKY [13, 14, 15]. A partir deste modelo, uma expressão para a energia de troca bilinear por unidade de área, entre duas camadas A e B sucessivas, com magnetizações \vec{M}_S^A e \vec{M}_S^B , respectivamente, pode ser escrita como

$$E_{troca} = -J_{AB} \frac{\vec{M}_S^A \cdot \vec{M}_S^B}{M_S^A M_S^B} = -J_{AB} \cos \phi_{AB}. \quad (10)$$

Onde J_{AB} é a constante de acoplamento de troca e ϕ_{AB} o ângulo entre as magnetizações.

As constantes de troca $J_{AB} > 0$ e $J_{AB} < 0$ correspondem a acoplamentos ferromagnético (FM) e antiferromagnético (AF), respectivamente. Parkin e colaboradores [16] verificaram que o sinal de J depende da espessura do espaçador e tem um comportamento periódico com amplitude decrescente, gerando acoplamentos ferro e antiferromagnéticos de acordo com a espessura. No caso de uma multicamada devemos, para um balanço total da energia, considerar um termo de energia igual à expressão (10) para cada par de camadas magnéticas. Assim, para n bicamadas, teremos $n-1$ termos de energia de acoplamento somados aos demais termos da energia livre do ferromagneto (9).

Levando-se em consideração que existem flutuações na espessura devido a imperfeições acumuladas durante o crescimento das multicamadas, podem aparecer interações entre camadas vizinhas que favorecem um alinhamento perpendicular das magnetizações [17, 18, 19, 20]. Este acoplamento recebe o nome de acoplamento biquadrático, descrito por

$$E_{Bq} = -J'_{AB} \left(\frac{\vec{M}_S^B \cdot \vec{M}_S^B}{M_S^A M_S^B} \right)^2 = -J'_{AB} \cos^2 \phi_{AB}, \quad (11)$$

onde J'_{AB} é a constante de acoplamento de troca biquadrático que é sempre positiva.

2.3.2 Energia de Interação Dipolar

A partir da expressão clássica da energia de um dipolo magnético podemos escrever uma expressão para a energia de interação dipolar da seguinte forma

$$E_{dip} = \frac{\vec{M}_S^A \cdot \vec{M}_S^B - 3 \left(\vec{M}_S^A \cdot \hat{n} \right) \left(\vec{M}_S^B \cdot \hat{n} \right)}{r_{AB}^3}, \quad (12)$$

onde \hat{n} é um vetor normal ao plano das camadas, como representado na Figura 4 e \vec{r}_{AB} é a distância entre os centros das camadas magnéticas (Figura 4). A definição desta forma para \vec{r}_{AB} vem do fato de, para cada camada, ser considerado um único momento magnético situado no centro da mesma (ver Figura 3).

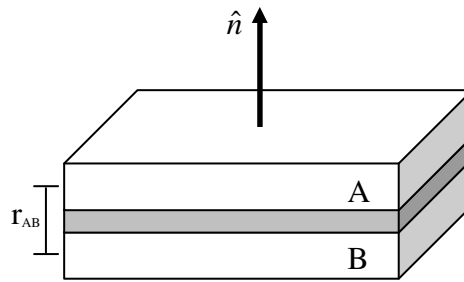


Figura 4: Na figura estão indicadas às duas camadas magnéticas A e B separadas por uma camada metálica não magnética (cinza). A separação para efeitos de cálculos da energia de dipolo magnético está indicada por r_{AB} . O vetor \hat{n} é perpendicular às interfaces e a própria camada magnética.

Considerando a magnetização no plano da camada, o produto escalar no segundo termo de (12) se anula. Assim, a energia toma a seguinte forma:

$$E_{dip} = \frac{\vec{M}_S^A \cdot \vec{M}_S^B}{r_{AB}^3} \quad (13)$$

Utilizando os vetores direcionais \hat{M} , \hat{u}_k e \hat{n} e o vetor campo magnético \vec{H}_{ext} , que estão representados na Figura 5, a expressão inicial para a densidade de energia empregada nas simulações realizadas neste trabalho foi escrita na forma

$$E = -\vec{M} \cdot \vec{H} - 4\pi M_s^2 \hat{M} \cdot \hat{n} + K_1 (\hat{M} \cdot \hat{u}_k)^2, \quad (14)$$

onde, como mencionado anteriormente, o primeiro termo é a energia Zeeman, o segundo termo é a energia magnetostática que leva a magnetização para o plano do filme, e o último termo é a energia de anisotropia uniaxial. Para os cálculos e simulações da magnetoimpedância outros termos foram adicionados nesta expressão inicial como, por exemplo, um termo que leva em consideração o “stress” acumulado durante a deposição.

Na Figura 6 está representada a energia magnética de uma camada ferromagnética em função de ϕ_M para diferentes valores e direções de \vec{H}_{ext} . Para obtenção das curvas da Figura 6 foi desenvolvido um programa na linguagem MATHEMATICA®, que encontra \vec{M} para cada valor de campo externo considerando, também, o campo desmagnetizante e anisotropia de forma. O ângulo de equilíbrio da magnetização corresponde a um mínimo da energia livre magnética. O processo numérico de minimização desta energia livre pode gerar mínimos locais, e a escolha do mínimo correto foi feita através da consideração das condições de vínculo.

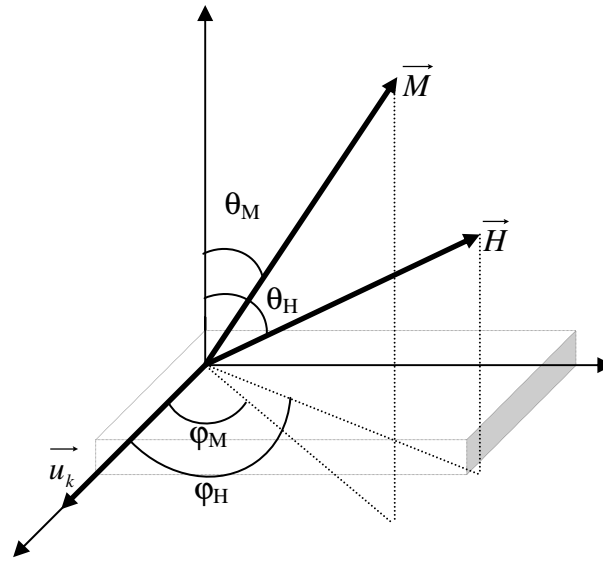


Figura 5: Definição entre os ângulos relativos de magnetização e campo magnético externo em relação a normal ao plano do filme e ao eixo de anisotropia.

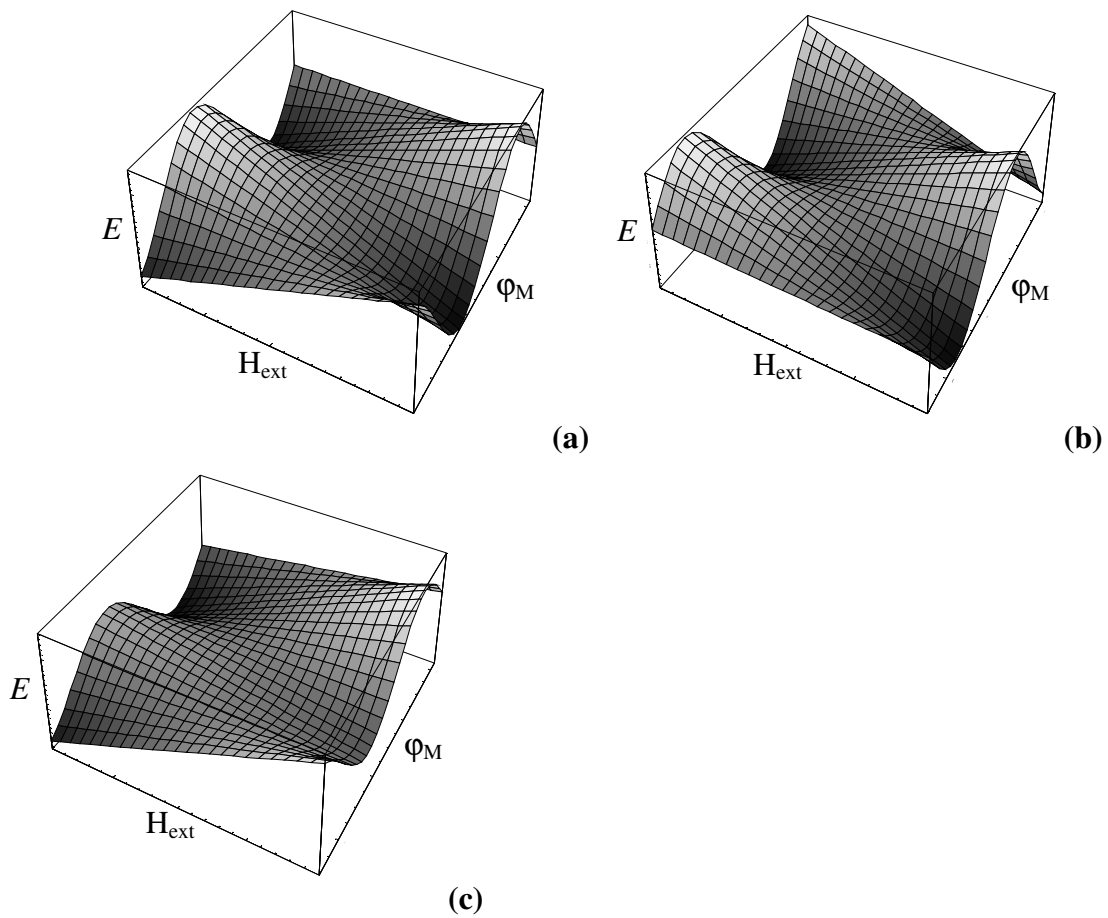


Figura 6: Gráficos da energia em função do campo H_{ex} e do ângulo φ_M . Para o cálculo foi utilizado $\theta_M = 90^\circ$, $M_s = 1200 \text{ emu/cm}^3$, $K_1 = 500 \text{ ergs/cm}^3$ e (a) $\theta_H = 90^\circ$ e $\varphi_H = 90^\circ$. (b) $\theta_H = 90^\circ$ e $\varphi_H = 30^\circ$. Para uma configuração onde o campo magnético é aplicado fora do plano do filme temos que: (c) $\theta_H = 45^\circ$ e $\varphi_H = 90^\circ$

2.4 Cálculo das Curvas de Magnetização

A minimização da energia livre da expressão (14) e localizando o mínimo na densidade de energia exposto acima se torna fácil à obtenção das curvas de magnetização. Basta para isso projetar o vetor magnetização \vec{M} na direção do campo magnético externo aplicado \vec{H}_{ext} , o gera a expressão

$$M = M_S \cos(\varphi_H - \varphi_M), \quad (15)$$

onde φ_M é o ângulo de equilíbrio da magnetização. Para obter a expressão (15) considerou-se o campo magnético no plano da amostra ($\theta_H = 90^\circ$). A Figura 7 mostra as curvas de magnetização obtidas com este método para uma amostra típica de NiFe com $M_S = 780 \text{ emu/cm}^3$, $K_u = 350 \text{ ergs/cm}^3$, para vários ângulos entre \vec{H}_{ext} e \hat{u}_k .

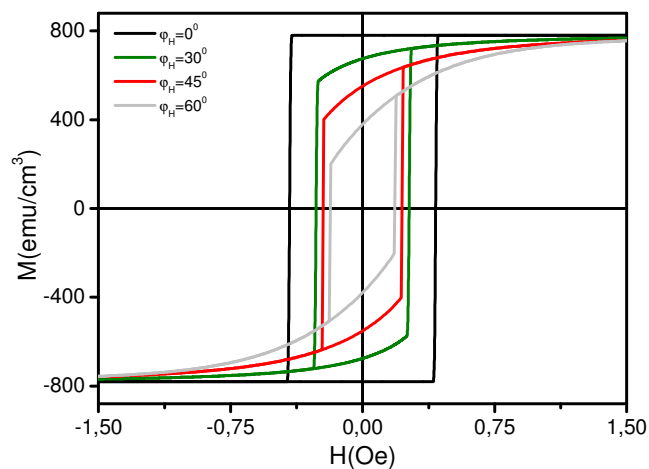


Figura 7: Cálculos dos ciclos de histerese. Neste caso $M_S = 780 \text{ emu/cm}^3$, $K_u = 350 \text{ ergs/cm}^3$ para diferentes valores de φ_H e para $\varphi_K = 0^\circ$ e $\theta_H = \theta_K = 90^\circ$.

2.5 Permeabilidade e Magnetoimpedância

Nesta seção será apresentada uma breve revisão histórica e teórica sobre o efeito magnetoimpedância, assim como será apresentada uma forma de obter a susceptibilidade (e consequentemente a permeabilidade) de amostras ferromagnéticas a partir da energia livre desenvolvida por L. Spinu *et. al* [4]. Tal modelo permite, a partir da densidade de energia e

suas derivadas com relação aos ângulos de equilíbrio da magnetização, obter o comportamento dinâmico da permeabilidade para qualquer faixa de frequência da corrente de sonda. Essa capacidade torna o modelo uma ferramenta muito importante no estudo do efeito MI.

As propriedades de transporte dos materiais são de grande importância em diversas aplicações, dentre elas salienta-se a área de desenvolvimento de sensores de campo. Atualmente o efeito MI está sendo utilizado, por exemplo, para a produção de sensores de campo magnético 2D [21], sensores para detecção de biomoléculas [22].

De maneira simplificada, pode-se entender o efeito magnetoimpedância como a variação da impedância de uma amostra ferromagnética quando submetida um campo magnético externo. O fenômeno tem um embasamento clássico e pode ser explicado mediante a solução simultânea das equações de Maxwell e da equação de Landau-Lifshitz.

Apesar da MI ser conhecida desde 1935 [23], a falta de uma explicação teórica e de uma modelagem que explicasse os resultados experimentais fez com que os estudos não se aprofundassem. Em 1993 Machado *et. al.* [24] tentaram explicar o efeito como sendo de origem magnetoresistiva. Um pouco mais tarde, em 1994, com o trabalho de R.S. Beach, *et. al.* e Panina *et. al.* [25, 26] apresentaram resultados em fios e fitas amorfas. A partir disso, devido aos altos valores de MI% divulgados na literatura a MI despertou interesse e começou a ser investigada mais intensamente.

Desde então inúmeros trabalhos vêm sendo realizados nos mais diversos sistemas e simetrias de amostras, tais como: fios [27, 28, 29, 30, 31, 32, 33], fitas produzidas por resfriamento rápido [34, 35, 36], filmes finos [37, 38, 39,40], multicamadas magnéticas [3, 41, 42,43, 44, 45, 46, 47, 48], entre outros.

Em 1996 Machado e Rezende apresentaram um modelo para fitas amorfas à base de Co [49]. Este modelo foi baseado na dependência do efeito “skin” e no movimento das paredes de domínios devido aos campos magnéticos AC e DC, e salienta a forte conexão do efeito MI com relação à magnitude do campo magnético e da frequência da corrente de sonda.

Em 1999, L. Kraus [50] apresentou um cálculo detalhado para o efeito Magnetoimpedância em condutores planares com anisotropia uniaxial. O autor baseou-se na solução simultânea das equações linearizadas de Maxwell e na equação de Landau Lifshitz (1). L. Kraus realizou os cálculos para obter o tensor complexo da impedância, assim como resultados numéricos para o efeito MI longitudinal. Parâmetros tais como frequência da corrente de sonda, termos de amortecimento foram variados e resultados numéricos foram apresentados. Um aspecto importante deste trabalho foi que o autor apresentou um limite

teórico de variação percentual de MI de mais de 1000%, o que nunca foi observado experimentalmente.

Em 2000 L. V. Panina *et. al.* [3] apresentaram os resultados teóricos e experimentais do estudo de MI em tri-camada. Este trabalho trouxe uma interpretação quantitativa deste tipo de estrutura apresentada anteriormente em trabalhos publicados por T. Morikawa [1] e S. Xiao. [43]. O modelo mencionado acima será tratado em mais detalhe na seção 2.7.

Mais recentemente, alguns trabalhos do LMMM em filmes amorfos e multicamadas magnéticas [51,52,53] trataram de discutir, principalmente, as propriedades magnéticas obtidas a partir do estudo do efeito MI na faixa de frequência de 100 kHz a 1.8 GHz. Nestas pesquisas foram exploradas as propriedades em alta frequência para filmes com camada simples em função da espessura [40], estudos comparativos entre as propriedades magnéticas de filmes na forma de multicamadas e camada simples [51,52,53], além de estudos da dinâmica da magnetização em altas frequências para filmes finos [54].

O efeito MI depende, dentre outros fatores, da frequência da corrente alternada a que a amostra é submetida e da geometria da amostra estudada. Em termos experimentais, a configuração básica adotada é apresentada na Figura 8, onde ω é a frequência angular da corrente e $Z = R + iX$ é a impedância da amostra.

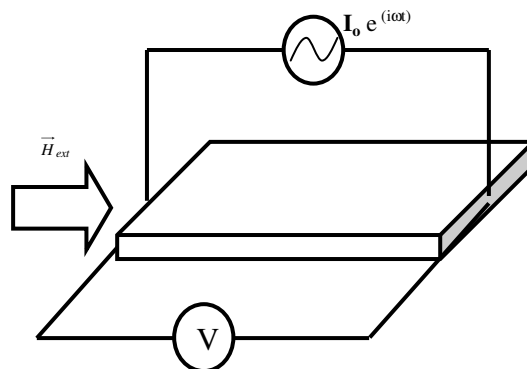


Figura 8: Configuração básica para medidas de Magnetoimpedância onde a frequência da corrente está imerso no termo $\omega = 2 \pi f$ e V esta relacionado com a impedância através de $V = Z I$. Na configuração mostrada o campo magnético externo \vec{H}_{ext} está no plano e paralelo à corrente. O campo também pode ser aplicado em diferentes direções, afetando assim a resposta do efeito MI.

Com relação à frequência pode-se dividir a descrição da impedância em faixas: para frequência da corrente de sonda onde a profundidade de penetração (δ) é maior que a meia espessura do filme ($t/2$), a variação na impedância de uma amostra ferromagnética é devido, exclusivamente, ao efeito magnetoindutivo [55]. Para faixas de frequência onde δ é da ordem da meia espessura, o efeito MI passa a ter contribuição do efeito “skin”. Quando a frequência

chega à ordem de centenas de MHz a GHz, além do efeito “skin” existe uma contribuição da Ressonância Ferromagnética que passa a ser o principal agente responsável pela variação da impedância da amostra [56]. Os limites de frequência das faixas definidas acima para a impedância dependem basicamente da espessura, permeabilidade e da condutividade do material. Como apresentaremos a seguir, o efeito MI está intimamente ligado à permeabilidade magnética da amostra. Assim o estudo do efeito MI pode também produzir informações importantes sobre a dinâmica da magnetização.

2.5.1 Efeito Magnetoindutivo

Para frequências onde a profundidade de penetração é maior que a metade da espessura do filme ($t/2$), ou o raio de um fio (a), a variação na impedância é ocasionada pelo chamado efeito magnetoindutivo. Quando a corrente alternada passa pela seção transversal de um filme ou um fio, de acordo com a lei de Ampère, um campo magnético circunferencial é produzido dentro do material. Esse campo tem magnitude

$$H_{\varphi} = \frac{Ir}{2\pi a^2}, \quad (16)$$

onde r é a distância radial ao eixo do fio. Considerando uma corrente senoidal na forma

$$I = I_0 e^{-i\omega t}, \quad (17)$$

o campo da expressão (16) torna-se alternado, de modo que um fluxo magnético é induzido, que por sua vez é associado a um campo elétrico longitudinal. Tal campo elétrico pode ser calculado utilizando-se a equação de Faraday

$$\frac{\partial E_z}{\partial r} = -\frac{\partial B_{\varphi}}{\partial t} = -i\omega\mu_{\phi}H_{\varphi}, \quad (18)$$

Onde a indução magnética circular B_{φ} é, em geral, função de H_{φ} . A permeabilidade magnética circular é dada por

$$\mu_{\phi} = \frac{\partial B_{\phi}}{\partial H_{\phi}} . \quad (19)$$

A condição de contorno para a expressão (18) é de que a corrente tenha amplitude constante. Com isso, a voltagem induzida nas extremidades do fio é dada por

$$V_L = E_z(a)l = -\left(\frac{i\omega}{2\pi}\right)L_i I , \quad (20)$$

onde L_i representa a indutância interna da amostra, definida por [57]

$$L_i = \frac{\left(4l \int_0^a r dr \int_r^a \mu_{\phi}(r') r' dr'\right)}{a^4} . \quad (21)$$

Tomando-se a tensão total induzida em uma amostra ferromagnética, tem-se que

$$V_T = V_R + V_L = R_{dc} I - \left(\frac{i\omega}{2\pi}\right)L_i I . \quad (22)$$

Lembrando que a corrente é dada por (17), e lembrando que $Z = V_T/I$, a impedância pode ser escrita como sendo

$$Z = R_{dc} + i \frac{\omega}{2\pi} L_i . \quad (23)$$

A dependência magnética nesta expressão está incluída no termo L_i , como pode ser visto na expressão (21) onde temos a permeabilidade magnética diferencial como um dos parâmetros importantes. O processo de magnetização nesta faixa de frequências deve levar em consideração tanto a rotação dos momentos magnéticos quanto o movimento das paredes de domínios, pois não há um amortecimento significativo ao movimento das mesmas. Com isso a permeabilidade magnética circular (para o caso de fios, ou a permeabilidade magnética transversal para o caso de filmes ou fitas) pode ser escrita como

$$\mu_{\phi} = \mu_{\phi}^{rot} + \mu_{\phi}^{DW} , \quad (24)$$

onde μ_{ϕ}^{rot} é permeabilidade magnética circular devido à rotação dos momentos magnéticos e μ_{ϕ}^{DW} é a permeabilidade associada ao movimento das paredes de domínios. Os modelos que

descrevem o comportamento do efeito MI para esta faixa de frequência são chamados de modelos quase estáticos (ver, por exemplo, Machado e Rezende [58] e Atkinson e Squire [59]). Com o aumento da frequência passam a atuar correntes parasitas, também conhecidas como correntes de Foucault, que levam ao amortecimento do movimento das paredes de domínios. Para uma amostra com uma anisotropia uniaxial e com uma configuração de domínios como a apresentada na Figura 9, em geral, para frequências menores que 500 kHz , as principais contribuições para a variação da permeabilidade são os movimentos das paredes de domínios e a rotação dos momentos magnéticos [60]. A resposta quase estática pode ser calculada através da minimização energia livre magnética com relação aos parâmetros θ_1 , θ_2 e u da configuração de domínios mostrada na Figura 9.

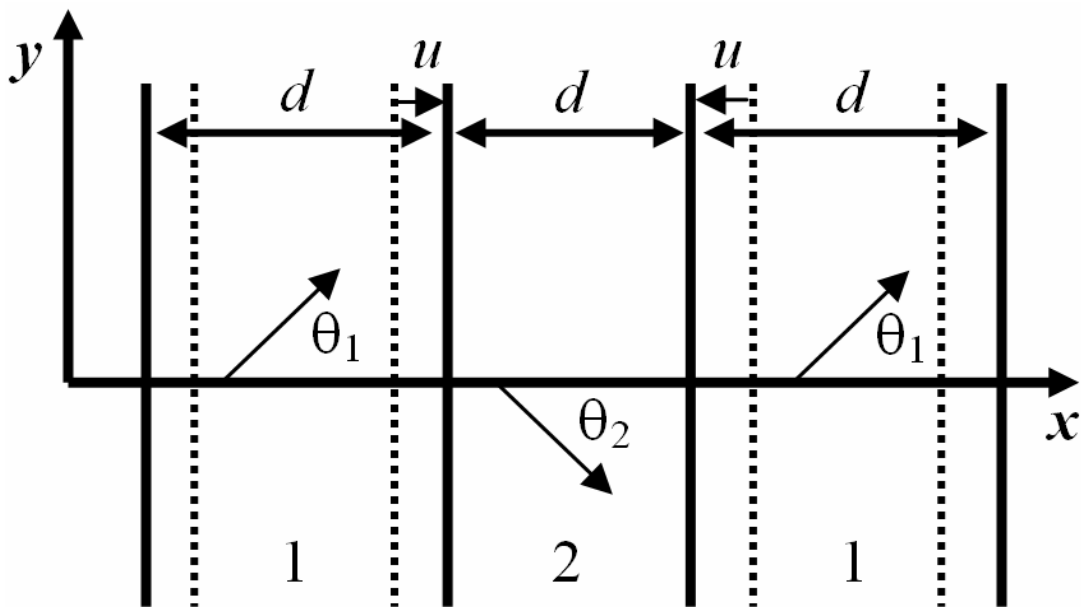


Figura 9: Configuração de domínios de um filme uniaxial com o eixo fácil ao longo da direção y .

Usando esta resposta, L. Kraus [60] descreve a susceptibilidade χ em função de diferentes configurações com relação às orientações entre o campo magnético externo \vec{H}_{ext} , o campo magnético alternado (h) (gerado pela corrente de sonda AC imposta na amostra durante a realização do experimento) e o eixo de anisotropia da amostra (y neste caso). Para o caso em que $\vec{H}_{ext} \parallel x$ e $h \parallel y$, tanto o movimento das paredes de domínio quanto à rotação da magnetização contribuem para a susceptibilidade χ . Considerando uma situação que apenas o movimento das paredes de domínios contribui para a χ , esta pode ser escrita como

$$\chi_{dw} = \frac{2u}{dh} M_s \sin \theta_0 = \frac{4\mu_0 M_s^2}{\beta} \left(1 - \frac{H_{ext}^2}{H_K^2} \right), \quad (25)$$

onde $H_K = 2K / \mu_0 M_s$ e β é o parâmetro de amortecimento. Para chegar a esta expressão assume-se que $\cos(\theta_1) = \cos(\theta_2) = \cos(\theta_0) = H_{ext}/H_K$. Por outro lado, se as paredes de domínios estão imóveis (o que corresponde a $u = 0$ na Figura 9) conseqüentemente, a susceptibilidade fica na forma [60]

$$\chi_{trot} = \frac{M_s \cos^2 \theta_0}{H_{ext} \cos \theta_0 - H_K \cos 2\theta_0}. \quad (26)$$

Observando a dependência de χ_{trot} com o campo magnético, verifica-se a existência de singularidades na curva quando $H_{ext} = \pm H_K$. Como mencionado em [60], em um material real os picos não são agudos como na descrição teórica, devido à eventuais desalinhamento do campo externo e do eixo de anisotropia.

Se o eixo fácil é paralelo ao eixo do condutor ($\vec{H}_{ext} // y$ e $h // x$), as paredes de domínio não contribuem à susceptibilidade transversal, que toma a forma

$$\chi_{trot} = \frac{M_s}{H_K} \frac{(1 - (M_0 / M_s)(H_{ext} / H_K))}{(1 - (H_{ext}^2 / H_K^2))}, \quad (27)$$

onde $M_0 = 2M_s u/d$ é a magnetização para o campo \vec{H}_{ext} (Figura 10 (a)). Todas as configurações acima descritas são melhor entendidas a partir da Figura 10, que mostra os comportamentos da magnetização e da susceptibilidade magnética em função do campo.

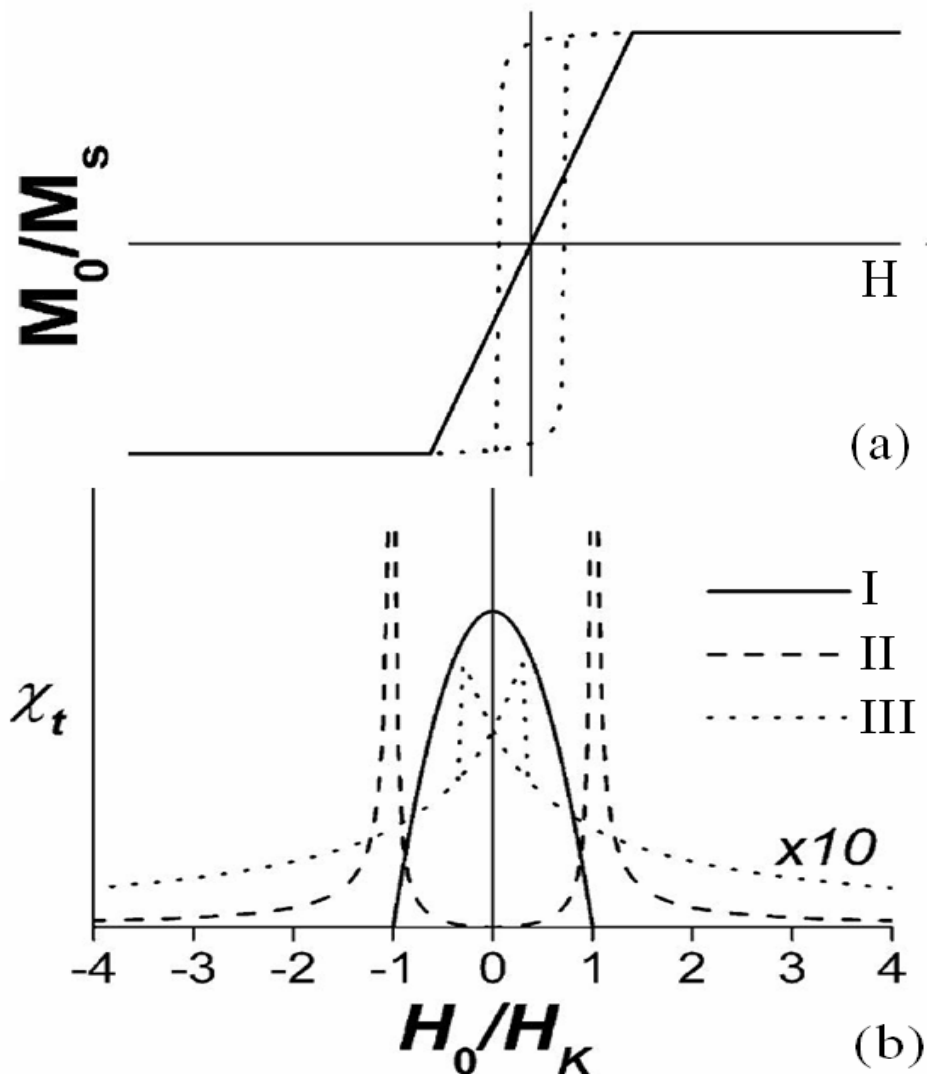


Figura 10: (a) Curvas de magnetização. (b) Susceptibilidade transversal calculada para um filme uniaxial com a configuração de domínios apresentados na Figura 9. A curva “I” mostra a configuração onde $\vec{H}_{ext} \perp$ ao eixo fácil, neste caso tem-se contribuição do movimento das paredes de domínios. A curva “II” mostra a configuração onde $\vec{H}_{ext} \perp$ ao eixo fácil, porém, apenas com a contribuição da rotação dos momentos magnéticos. A curva “III” mostra $\vec{H}_{ext} \parallel$ ao eixo fácil. [60].

2.5.2 Magnetoimpedância em Frequências Moderadas

Ao submeter um condutor metálico a uma corrente alternada de frequência suficientemente alta, surge um fenômeno denominado efeito Pele (“skin effect”). Esse efeito consiste no confinamento da corrente na superfície do condutor, fazendo com que apareça um gradiente de densidade de corrente na seção transversal do mesmo. A profundidade de penetração depende da permeabilidade μ e da condutividade do material, além da frequência da corrente de sonda. Por outro lado, μ depende da amplitude e frequência da corrente de

sonda, além do campo externo \vec{H}_{ext} , $\mu = \mu(I, \omega, \vec{H}_{ext})$. Esta dependência é de grande importância na descrição e na modelagem do efeito MI em frequências moderadas e altas juntamente com as equações de Maxwell na forma diferencial (no SI)

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (28)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0, \quad (29)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{j}, \quad (30)$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = 0. \quad (31)$$

Nessas equações, \vec{j} é a densidade de corrente, relacionada ao campo elétrico \vec{E} pela lei de Ohm microscópica

$$\vec{j} = \sigma_e \vec{E}. \quad (32)$$

Se o campo magnético externo \vec{H}_{ext} for nulo, o campo atuante na amostra será o campo produzido pela corrente alternada que percorre a amostra, o que permite uma análise simples da permeabilidade magnética circular. Assumindo uma relação linear entre o campo magnético e a indução magnética na forma

$$\vec{B}_\phi = \mu_\phi \vec{H}_\phi, \quad (33)$$

substituindo a expressão (33) na expressão (28) e tomando o rotacional da mesma tem-se

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) = -\mu_\phi \frac{\partial (\nabla \times \vec{H})}{\partial t}. \quad (34)$$

o argumento da diferencial na expressão acima pode ser identificado com a expressão (28), o que resulta em

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) = -\mu_\phi \frac{\partial (\vec{j})}{\partial t}. \quad (35)$$

Com algumas identidades vetoriais da referencia [61] e a expressão (32), pode-se escrever a expressão (34) na forma

$$\nabla^2 \vec{E} = \frac{\sigma \mu}{2\pi} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}. \quad (36)$$

Neste ponto é necessário fazer a distinção entre a coordenada cilíndrica (caso de fios) e cartesiana (caso de filmes finos). Para coordenadas cilíndricas, a solução de (36) levará às funções de Bessel do primeiro tipo e o resultado para a impedância toma a forma

$$Z = \frac{1}{2} R_{dc} ka \frac{J_0(ka)}{J_1(ka)}. \quad (37)$$

Para coordenadas cartesianas, a solução de (36) é

$$Z = R_{dc} \frac{kt}{2} \cot\left(\frac{kt}{2}\right). \quad (38)$$

Essa expressão é adequada para descrever Z em filmes finos, tendo-se cuidado para descrever a permeabilidade transversal no lugar da circunferencial.

Identificando nestas duas últimas expressões “ a ” e “ t ” como sendo o raio do cilindro e a espessura do filme, respectivamente, o termo “ k ” é definido como

$$k = \sqrt{\frac{\sigma \omega \mu}{2\pi}} = \frac{1+i}{\delta_m}, \text{ (SI)} \quad (39.a)$$

$$k = \sqrt{\frac{2\pi \sigma \omega \mu}{c^2}} = \frac{1+i}{\delta_m}, \text{ (cgs)} \quad (39.b)$$

onde μ nas expressões (39) é a permeabilidade transversal ou circunferencial, dependendo da geometria da amostra. Nessas expressões, δ_m é o parâmetro chamado de profundidade de penetração da corrente, c é velocidade da luz, σ é a condutividade do material e ω é a frequência angular da corrente de sonda. Na Figura 11 está representado o comportamento da corrente na seção transversal da amostra para frequências moderadas, com o efeito “skin”

presente. Assumindo μ constante, quanto maior ω menor será a profundidade de penetração δ_m e menor será a área de secção transversal que a corrente estará concentrada.

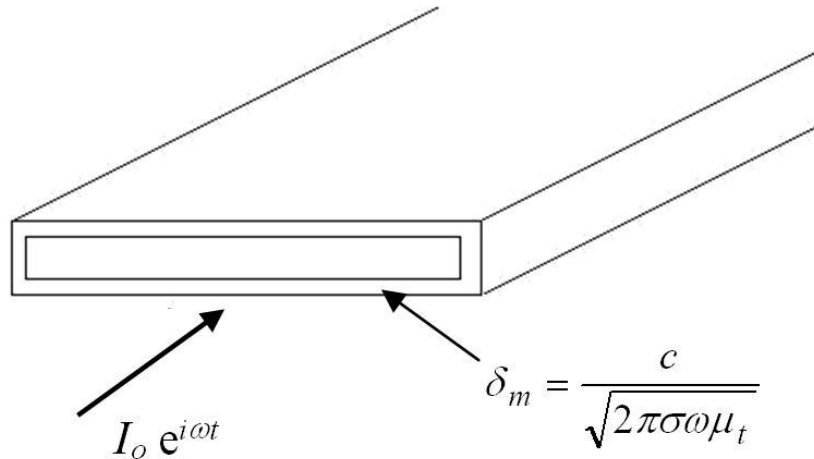


Figura 11: Representação do efeito pele (δ_m) em um material ferromagnético, mostrando a concentração da corrente na superfície da amostra.

A descrição teórica exposta acima descreve bem alguns resultados experimentais do efeito MI. A chave para o entendimento deste fenômeno está na descrição do comportamento da permeabilidade magnética em função dos campos aplicados. Devido à relação não linear entre o campo magnético e a indução magnética, cálculos exatos são difíceis de realizar. Em muitas situações, a anisotropia da amostra não é uniaxial, tornando a descrição de μ_t complicada por esta se tratar de uma quantidade tensorial. Este fato se agrava ainda mais quando os materiais estudados são ferromagnetos amorfos. Nestes, pode haver vários eixos de anisotropia no interior da amostra e em diferentes direções, devido ao acúmulo de “stress” durante o crescimento da amostra e a alta magnetostricção existente em algumas ligas como, por exemplo, ligas a base de FeCuNbSiB.

2.5.3 Magnetoimpedância e Ressonância Ferromagnética

A configuração necessária para a medida do efeito magnetoimpedância favorece a contribuição da FMR. Essa surge ao se submeter uma amostra ferromagnética simultaneamente a um campo magnético uniforme \vec{H}_{ext} e um campo magnético de alta frequência perpendicular à direção de \vec{H}_{ext} . Enquanto o campo \vec{H}_{ext} alinha os momentos magnéticos em uma determinada direção de saturação, o campo alternado desloca estes

momentos da posição de equilíbrio, fazendo-os precessionar em torno da direção de \vec{H}_{ext} com a frequência característica f . Quando a frequência do campo alternado iguala-se a f , o sistema entra em ressonância e acontece um aumento abrupto na absorção de microondas como mostrado na Figura 12 (a) para uma amostra de $MnSO_4$ extraída de [62].

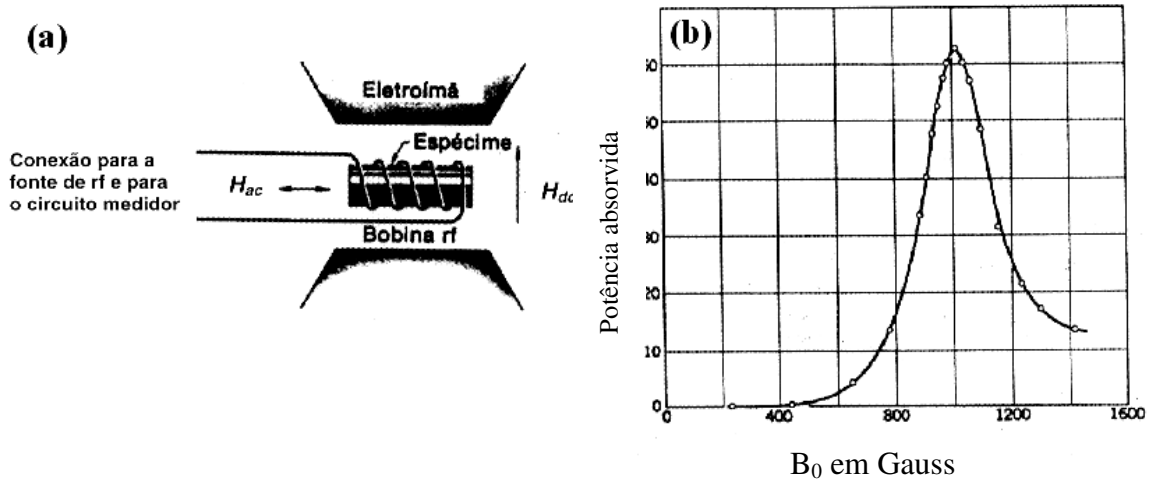


Figura 12: (a) montagem experimental típica para medidas de FMR. (b) espectro de absorção para amostra de $MnSO_4$ para uma frequência de 2,75 GHz. Figura extraída da referência [62].

A relação experimental entre MI e FMR foi lembrada por Yelon *et al* em 1996 [56]. O trabalho de Ménard *et al* [63] apresentou características comuns do efeito MI e FMR e desenvolveu cálculos analíticos para descrever o efeito, as principais assinaturas da FMR na MI são, a passagem da parte imaginária (X) por zero quando a parte real da impedância (R) atinge um valor máximo e o deslocamento dos máximos de Z em função do campo magnético. A Figura 13 mostra essa última característica para um filme de 50 bicamadas de $FeCuNbSiB$ (100 Å) / Cu (10 Å) para diferentes frequências da corrente de sonda. O filme foi produzido para o presente trabalho.

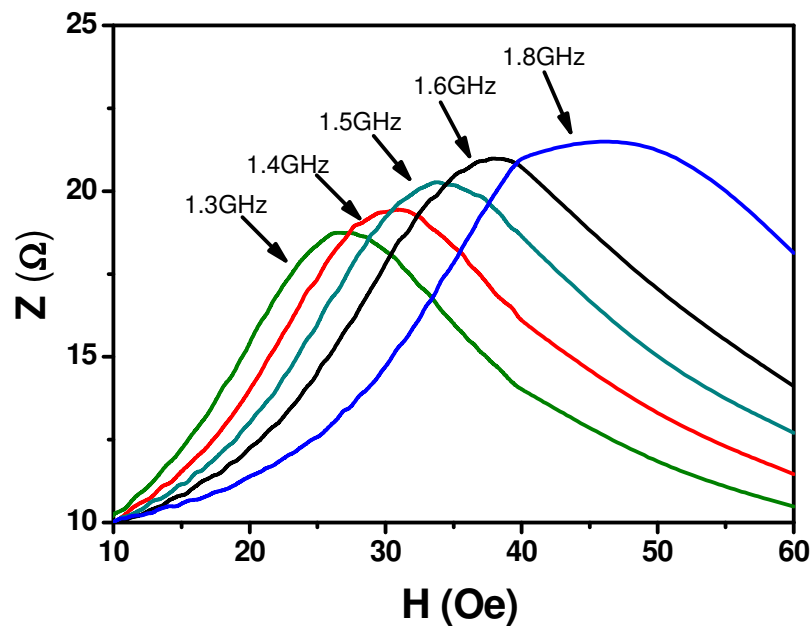


Figura 13: Medida da impedância de uma multicamada FeCuNbSiB (100 \AA) / Cu (10 \AA) \times 50 para diferentes frequências da corrente de sonda. Observa-se claramente o deslocamento do máximo de Z para campos cada vez mais elevados quando f aumenta. Esta característica foi explanada em detalhes em [63]

A partir das curvas de Z em função do campo e da frequência, é possível encontrar qual o valor da frequência de ressonância (f_r) em função do campo magnético externo (\vec{H}_{ext}) e constituir a relação de dispersão para uma dada amostra.

A conexão entre MI e FMR permite o uso de técnicas típicas de FMR para modelar a MI em sistemas nanoestruturados. A próxima seção apresenta a abordagem adotada neste trabalho de tese.

2.6 Extensão do modelo de Spinu para o cálculo da Permeabilidade Transversal

Como visto nas seções 2.5, o efeito MI está intimamente ligado à permeabilidade magnética. Assim, uma forma de descrever os resultados experimentais, e de obter informações magnéticas importantes a respeito das amostras, é conhecer o comportamento da permeabilidade em função tanto do campo magnético (\vec{H}_{ext}) como da frequência da corrente de sonda aplicada na amostra durante a medida (f). Nesta seção descrevemos a abordagem utilizada no presente trabalho.

O método parte do trabalho de J. Smit e H.G. Beljers [64] que desenvolveram um modelo que possibilita calcular a susceptibilidade através da densidade de energia livre de um ferromagneto e de suas derivadas com relação aos ângulos de equilíbrio da magnetização. Recentemente L. Spinu *et. al.* [4] realizou ajustes neste método e o estendeu para uma faixa

mais ampla de frequências. Os autores da referência [3] mostraram que, neste trabalho, de fato, a distinção entre o cálculo da susceptibilidade transversal e da FMR é, de certa forma, artificial. Ambos os cálculos são, na realidade, a descrição de um processo de magnetização em campos magnéticos perpendiculares, para os quais a susceptibilidade pode ser calculada usando a mesma teoria. O que muitos trabalhos traziam como uma aproximação para a susceptibilidade transversal é, na realidade, um limite para frequências nulas das teorias desenvolvidas para a FMR. Com o estudo da MI e com a dependência desta com a susceptibilidade, uma interpretação mais detalhada que leve em consideração as frequências do campo “ h ” torna-se necessária. Em altas frequências surge uma mudança na fase entre o campo AC gerado pela corrente de sonda e a magnetização alternada, resultando em uma componente imaginária da susceptibilidade transversal. Os modelos quase estáticos predizem somente uma parte real para susceptibilidade e importantes informações sobre a dinâmica do sistema magnético contidas na parte imaginária são perdidas.

O ponto de partida para o cálculo da χ , assim como na teoria da FMR, é a equação do movimento de Landau-Lifshitz-Gilbert (expressão (1) acima) para a magnetização. A solução dessa equação permite encontrar uma forma geral da susceptibilidade magnética transversal para qualquer sistema magnético, desde que uma expressão para a densidade de energia livre seja conhecida. Levando-se em consideração que o campo efetivo presente na equação de LLG é dado por $H_{eff} = -\partial E/\partial M$ e que o campo magnético externo é composto por uma componente DC e uma componente AC, a magnetização irá sofrer pequenos desvios Δ_M . Estes desvios, para as componentes da magnetização levam a um sistema de equações não homogêneas que devem ser revolvidas para obter-se o tensor susceptibilidade magnética do sistema.

Desta forma, torna-se possível calcular a permeabilidade magnética utilizando apenas um modelo, sem a necessidade de diferentes modelos para diferentes faixas de frequências como descrito nas seções anteriores. Os ângulos de equilíbrio da magnetização podem ser obtidos através da minimização da energia magnética livre. Utilizando o sistema de coordenadas apresentado na Figura 5 e os resultados obtidos na Ref. [4], o elemento do tensor susceptibilidade magnética χ_{xx} , para θ_H e ϕ_H iguais a 90° representa a componente da susceptibilidade transversal (χ_t)

$$\begin{aligned} \operatorname{Re}(\chi_t) = \operatorname{Re}(\chi_{xx}) = & \left(\frac{1}{\zeta} \right) \cdot \left[(\gamma^2 + \gamma^2 \alpha^2) \cdot (\omega_r^2 - \omega^2) \cdot \left(\frac{E_{\varphi\varphi} \cos^2 \varphi_M \cos^2 \theta_M}{\sin^2 \theta_M} + \frac{E_{\theta\varphi} E_{\varphi\theta} \sin 2\varphi_M \cos \theta_M}{2 \sin \theta_M} + E_{\theta\theta} \sin^2 \varphi_M \right) \right], (40) \\ & + \left(\frac{1}{\zeta} \right) \cdot \alpha \gamma M_s \omega^2 \Delta \omega \cdot (\sin^2 \varphi_M + \cos^2 \varphi_M \cos^2 \theta_M) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \operatorname{Im}(\chi_t) = \operatorname{Im}(\chi_{xx}) = & \left(\frac{\omega}{\zeta} \right) \cdot \left[(-\gamma^2 - \gamma^2 \alpha^2) \cdot \Delta \omega \cdot \left(\frac{E_{\varphi\varphi} \cos^2 \varphi_M \cos^2 \theta_M}{\sin^2 \theta_M} + \frac{E_{\theta\varphi} \sin 2\varphi_M \cos \theta_M}{\sin \theta_M} + E_{\theta\theta} \sin^2 \varphi_M \right) \right] (41) \\ & + \left(\frac{\omega}{\zeta} \right) \cdot \alpha \gamma M_s (\omega_r^2 - \omega^2) \cdot (\sin^2 \varphi_M + \cos^2 \varphi_M \cos^2 \theta_M) \end{aligned}$$

e onde ζ , ω_r e $\Delta \omega$ podem ser escritos respectivamente como

$$\zeta = (\omega_r^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \Delta \omega^2, \quad (42)$$

$$\omega_r = \left(\frac{\gamma}{M_s \sin \theta_M} \right) \sqrt{1 + \alpha^2} \sqrt{E_{\theta\theta} E_{\varphi\varphi} - E_{\theta\varphi}^2}, \quad (43)$$

$$\Delta \omega = \left(\frac{\alpha \gamma}{M_s} \right) \left(E_{\theta\theta} + \frac{E_{\varphi\varphi}}{\sin^2 \theta_M} \right). \quad (44)$$

Nas expressões (40)-(44) $E_{\theta\theta}$, $E_{\varphi\varphi}$, $E_{\varphi\theta}$ e $E_{\theta\varphi}$ são as derivadas parciais com relação aos ângulos de equilíbrio θ e φ . Essas expressões permitem a obtenção da susceptibilidade, como função de inúmeros parâmetros, tais como: Termo de amortecimento (α), fator giromagnético (γ), frequência angular da corrente de sonda (ω), campo magnético externo (\vec{H}_{ext}), magnetização de saturação (M_s). As expressões (43) e (44) são conhecidos da teoria da FMR. A expressão (43) corresponde à frequência de ressonância e a expressão (44) à largura da linha de absorção. No que segue será utilizada a relação do cgs entre a Permeabilidade e a susceptibilidade transversais conforme a expressão

$$\mu_{xx} = 1 + 4\pi\chi_{xx} \quad (45)$$

2.6.1 Permeabilidade vs. Frequências da Corrente de Sonda

A similaridade da geometria de campos magnéticos no interior de uma amostra durante a realização de uma medida de FMR e MI possibilita o uso de técnicas de MI para estudar propriedades magnéticas importantes de amostras magnéticas, tais como: comportamento da permeabilidade magnética em função do campo e da frequência, magnitude e dispersão das anisotropias, orientações de eixos de anisotropias, dentre outras.

Tomando os procedimentos da seção anterior e assumindo $M_s = 780 \text{ emu/cm}^3$, $K_u = 350 \text{ ergs/cm}^3$, $\varphi_H = 87^\circ$, a espessura da camada magnética de $d_l = 1000 \text{ nm}$, largura $b = 1 \text{ mm}$, comprimento de $l = 12 \text{ mm}$, a condutividade da camada magnética de $\sigma = 5.6 \times 10^2 (\text{M } \Omega \cdot \text{cm})^{-1}$, obtêm-se o comportamento das partes real e imaginária da permeabilidade em função da frequência mostrado na Figura 14, para diferentes valores de campo magnético (\vec{H}_{ext}). Nessa figura verifica-se a mudança de sinal da parte real da permeabilidade para o mesmo valor de campo em que a parte imaginária passa por seu valor máximo, um comportamento típico da FMR.

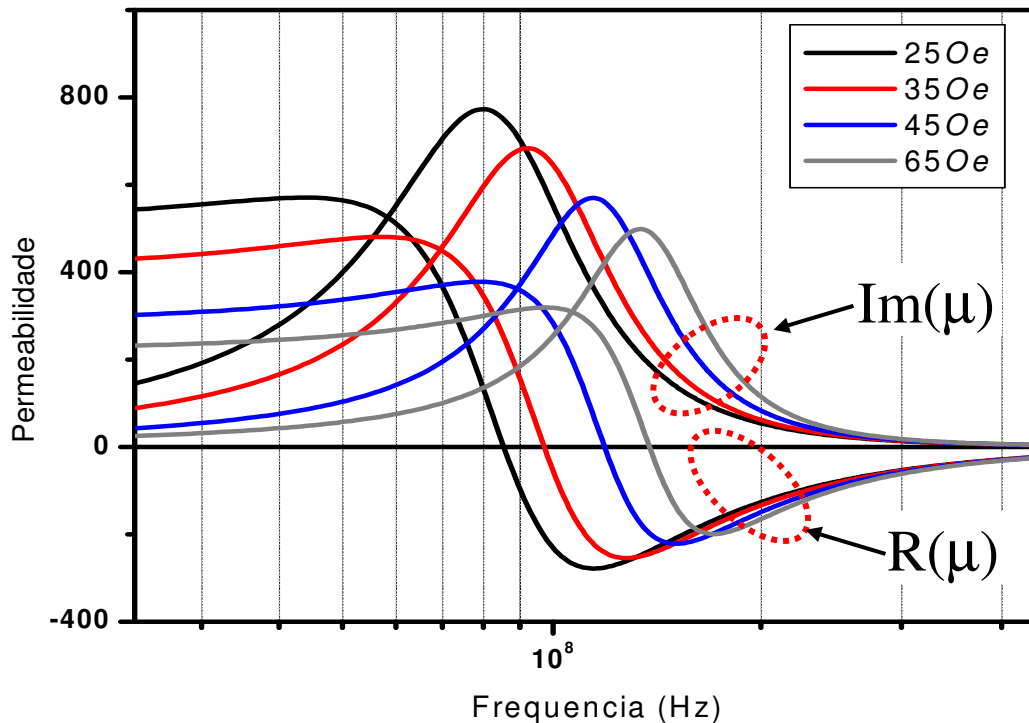


Figura 14: Curvas de permeabilidade magnética em função da frequência da corrente de sonda para diferentes campos. Alguns parâmetros importantes utilizados são $M_s = 780 \text{ emu/cm}^3$, $K_u = 350 \text{ ergs/cm}^3$, $\varphi_H = 87^\circ$, $d_l = 1000 \text{ nm}$, $b = 1 \text{ mm}$, $l = 12 \text{ mm}$ e $\sigma = 5.6 (\text{M } \Omega \cdot \text{m})^{-1}$.

2.6.2 Permeabilidade vs. Campo Magnético

O comportamento do efeito MI em função do campo magnético é regido pelo comportamento da permeabilidade magnética. Nesta seção o comportamento da permeabilidade magnética é calculado para uma amostra na forma de um filme fino com camada simples e com uma anisotropia uniaxial, com os mesmo parâmetros utilizados na seção 2.6.1 e como representada na Figura 5. O método de minimização foi o mesmo utilizado na seção anterior, e os ângulos θ_M e φ_M , correspondentes ao mínimo da densidade de energia livre magnética, foram calculados e utilizados nos cálculos das derivadas. O resultado é mostrado na Figura 15 onde as partes real e imaginária da permeabilidade magnética (μ) em função do campo magnético (\vec{H}_{ext}) são graficadas para diferentes valores da frequência da corrente de sonda. Os valores de frequências utilizados mostram que o modelo possibilita obter a permeabilidade em função do campo e, conseqüentemente, da MI para toda faixa de frequências. O deslocamento dos picos de permeabilidade em função do campo e da frequência observado na Figura 15 caracteriza a FMR. Na Figura 16 são mostradas as curvas de permeabilidade em função do campo para frequências na faixa de MHz. Nesta faixa de frequência, a FMR ainda não está presente e os picos máximos da permeabilidade não se deslocam, mas apenas variam sua amplitude.

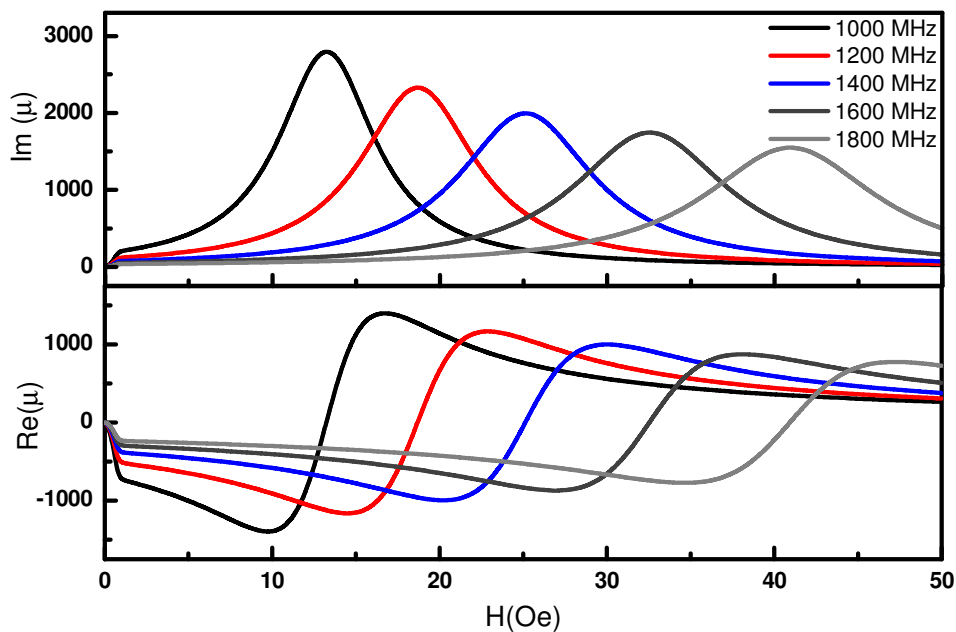


Figura 15: Cálculo das partes real e imaginária da permeabilidade magnética calculadas em função da frequência para diferentes campos \vec{H}_{ext} . A faixa de frequência escolhida foi estabelecida para a obtenção de características de FMR. Os parâmetros utilizados foram: $M_s = 780 \text{ emu/cm}^3$, $\gamma = 18 \times 10^6 \text{ Oe}^{-1} \text{ s}^{-1}$, $K_u = 350 \text{ ergs/cm}^3$, $\alpha = 0,01$, $l = 12 \text{ mm}$, $b = 1 \text{ mm}$, e $d_l = 1000 \text{ nm}$.

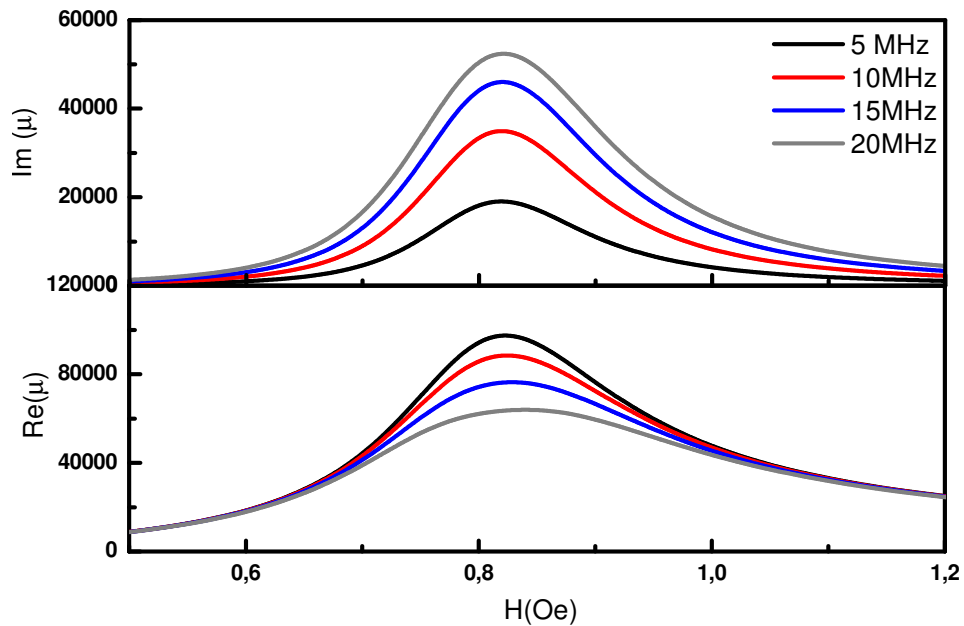


Figura 16: Cálculo da parte real e imaginária da permeabilidade magnética em função do campo magnético externo para vários valores de frequência da corrente de sonda. Frequências da corrente de sonda na faixa de MHz. Os parâmetros utilizados foram: $M_s = 780 \text{ emu/cm}^3$, $\gamma = 18 \times 10^6 \text{ Oe}^{-1} \text{ s}^{-1}$, $K_u = 350 \text{ ergs/cm}^3$, $\alpha = 0,01$, $l = 12 \text{ mm}$, $b = 1 \text{ mm}$, e $d_l = 1000 \text{ nm}$.

2.6.3 Relação de Dispersão da FMR

De posse das frequências ω_r e do campo \vec{H}_{ext} onde ocorre a FMR, é possível levantar relação de dispersão $f_r \times H_{ext}$. Esta curva traz informações importantes sobre o eixo fácil da amostra, dispersão da anisotropia, assim como o desvio do campo magnético \vec{H}_{ext} com relação ao eixo de anisotropia da amostra. Na Figura 17 são apresentadas as curvas de dispersão para a mesma amostra usada nas das seções anteriores a esta. Verifica-se claramente uma forte dependência da curva com o alinhamento entre o campo \vec{H}_{ext} e o eixo fácil definido por \hat{u}_k . Da figura observa-se que, para uma amostra ideal com anisotropia uniaxial, teoricamente é possível obter FMR para frequências da corrente de sonda muito baixas. No entanto, um pequeno desvio de \vec{H}_{ext} com relação ao eixo de anisotropia ou uma pequena dispersão da anisotropia já são suficiente para elevar a frequência de ressonância.

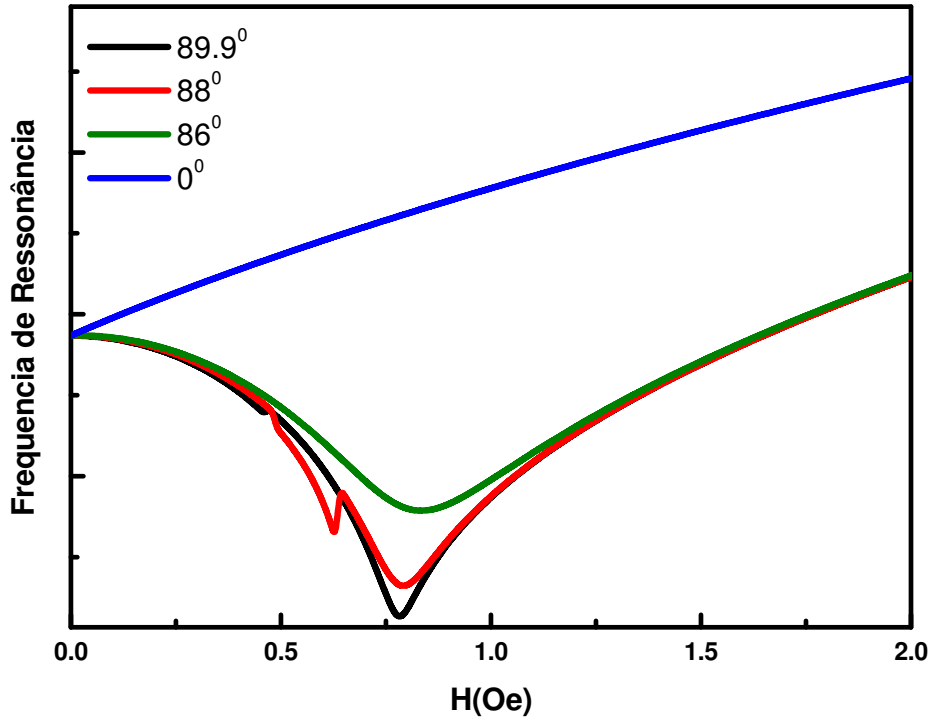


Figura 17: Curvas de dispersão para um sistema uniaxial com $M_s = 780 \text{ emu/cm}^3$, $\gamma = 18 \times 10^6 \text{ Oe}^{-1} \text{ s}^{-1}$, $K_u = 350 \text{ ergs/cm}^3$, $\alpha = 0,01$, $l = 12 \text{ mm}$, $b = 1 \text{ mm}$, $d_l = 1000 \text{ nm}$. São apresentados nesta figura diferentes ângulos entre o campo magnético \vec{H}_{ext} e o eixo de anisotropia \hat{u}_k .

2.7 Magnetoimpedância em Multicamadas Ferromagneto/Metal

A Magnetoimpedância em filmes finos na forma de tri-camada necessita uma descrição teórica diferenciada da apresentada nas seções anteriores para um filme com camada simples. Os cálculos aqui apresentados foram desenvolvidos por Panina *et al* [3] e estão baseados inteiramente na solução de problemas de contorno da eletrodinâmica clássica.

Na Figura 18 (a) está representada a estrutura de tri-camada estudada por Panina, com a indicação dos parâmetros geométricos importantes para o desenvolvimento dos cálculos da impedância. A tri-camada com largura $2b$ (eixo y) e comprimento l (eixo z), contém uma camada metálica não magnética (M) com espessura $2d_1$ e duas outras camadas ferromagnéticas (F) de espessura d_2 . Fazendo passar por essa estrutura uma corrente AC na forma $I = I_0 \exp(-i\omega t)$ na direção do eixo z , e um campo magnético \vec{H}_{ext} na mesma direção, as dimensões d_1 , d_2 e b passam a ser importantes para determinar o comportamento da impedância do filme com o campo externo \vec{H}_{ext} e f . Neste modelo o filme é considerado

como sendo infinito na direção y , tornando relevantes apenas as componentes x e y do campo AC .

Assumindo-se que as camadas magnéticas tenham apenas anisotropia uniaxial na direção y , e que a estrutura de domínios seja composta por domínios de 180° como as presentes na Figura 18(b).

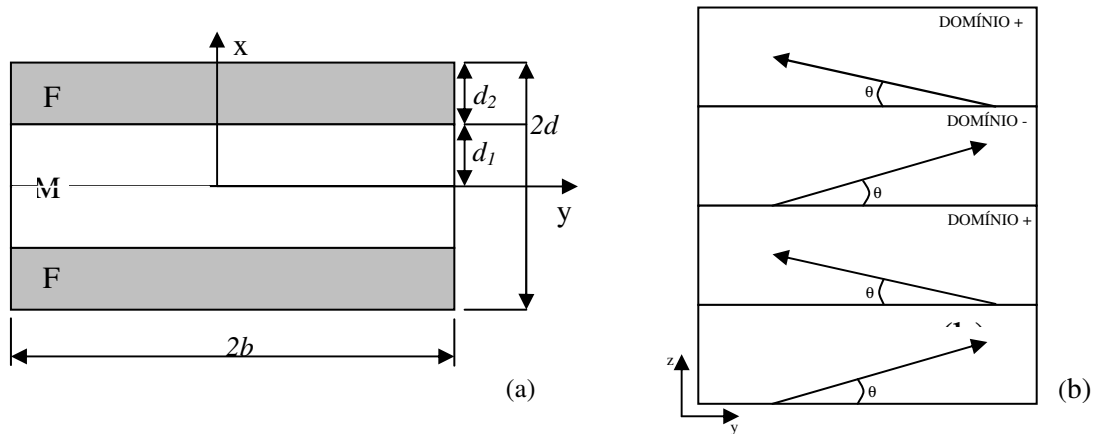


Figura 18: Estrutura de um filme tri-camada (a) seção transversal x - y (b) representação da estrutura magnética no plano y - z do filme.

Se a voltagem V nas extremidades do filme é medida, a impedância Z da estrutura é definida como

$$Z = \frac{V}{I}, \quad I = \int_{x=-d}^{x=d} \int_{y=-b}^{y=b} j(x, y) dx dy \quad (46)$$

Onde $j(x, y)$ é a distribuição da densidade de corrente e $d = d_1 + d_2$. Para o desenvolvimento dos cálculos posteriores é conveniente escrever a densidade de corrente em termos dos potenciais vetor \vec{A} e escalar φ , usando as equações de Maxwell para o campo elétrico \vec{E} e o campo magnético e a lei de Ohm microscópica $\vec{j} = \sigma \vec{E}$

$$\vec{E} = -\nabla\varphi - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}, \quad (47)$$

$$\hat{\mu} \vec{H} = \vec{\nabla} \times \vec{A}, \quad \vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{j}, \quad (48)$$

onde σ é a condutividade e μ é o tensor permeabilidade.

Em uma aproximação linear, o vetor magnetização \vec{M} é representado como sendo $\vec{M} = \vec{M}_0 + \vec{m}(t)$, onde \vec{M}_0 é a magnetização estática direcionada de um ângulo θ e $\pi - \theta$ com

relação ao eixo y , como representado na Figura 18. A magnetização variável $m(t)$ é uma função linear do campo h associado a corrente I .

$$\vec{m} = \hat{\chi} \cdot \vec{h}. \quad (49)$$

Nesta expressão, $\hat{\chi}$ é o tensor susceptibilidade. Para frequências suficientemente altas, o principal processo de magnetização é a rotação dos momentos. Neste caso, $\hat{\chi}$ é determinado pela solução da equação de Landau-Lifschitz linearizada. Depois de tomar-se a média sobre todos os domínios, resta a forma quase diagonal para o tensor permeabilidade

$$\hat{\mu} = \begin{pmatrix} \mu_1 & \mu_a & 0 \\ -\mu_a & \mu_2 & 0 \\ 0 & 0 & \mu_3 \end{pmatrix}, \quad (50)$$

onde se assume $\hat{\mu} = 1 + 4\pi\hat{\chi}$. A partir das equações (47) e (48), obtêm-se a seguinte equação para as componentes do potencial vetor da camada não magnética ao longo do campo externo $A_z = A_1$ é obtida para a camada não magnética,

$$\frac{\partial^2 A_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_1}{\partial y^2} = k_1^2 A_1 - \frac{4\pi}{c} J_1, \quad (51)$$

onde

$$k_1 = \frac{1+i}{\delta_1}, \quad \delta_1 = \frac{c}{\sqrt{2\pi\omega\sigma_1}}, \quad J_1 = -\sigma_1 \frac{\partial \varphi}{\partial z} = \sigma_1 \frac{V}{I}, \quad (52)$$

e σ_l é a condutividade da camada metálica. No caso das camadas magnéticas, $A_z = A_2$, a expressão é na forma

$$\eta_2 \frac{\partial^2 A_2}{\partial x^2} + \eta_1 \frac{\partial^2 A_2}{\partial y^2} = -k_2^2 A_2 - J_2, \quad (53)$$

onde

$$k_2 = \frac{1+i}{\delta_2}, \quad \delta_2 = \frac{c}{\sqrt{2\pi\omega\sigma_2}}, \quad J_2 = -\sigma_2 \frac{\partial\varphi}{\partial z} = \sigma_2 \frac{V}{l}. \quad (54)$$

Nessa última, σ_2 é a condutividade das camadas magnéticas. Os parâmetros η_1 e η_2 são as componentes correspondentes do tensor permeabilidade inverso $\hat{\eta}_1 = \hat{\mu}^{-1}$.

A condição de continuidade para as componentes tangenciais de \vec{E} e \vec{H} na interface metal/ferromagneto ($x = d_1$) é

$$\frac{\partial A_1}{\partial x}(d_1, y) = \mu_a \frac{\partial A_2}{\partial y}(d_1, y) + \eta_2 \frac{\partial A_2}{\partial x}(d_1, y), \quad (55)$$

$$A_1(d_1, y) = A_2(d), \quad (56)$$

$$\frac{\partial A_1}{\partial y}(d_1, y) = \frac{\partial A_2}{\partial y}(d_1, y). \quad (57)$$

As condições de contorno na superfície externa $x = \pm d$ e $y = \pm b$ requerem aproximações. Na análise das tri-camada metal/ferromagneto, o fluxo magnético AC na superfície externa é pequeno e pode ser negligenciado. Isto implica que $b_y = (\hat{\mu}H)_y$, calculado sobre a meia espessura torna-se nulo para $y = \pm b$. Assim,

$$\int_{-d}^0 b_y(x, \pm b) dx = \int_0^d b_y(x, \pm b) dx. \quad (58)$$

Em termos do potencial vetor e levando em conta a simetria, a equação anterior torna-se

$$A_2(d, b) = A_1(0, b). \quad (59)$$

O fluxo magnético normal através da superfície externa $x = d$ é também considerado pequeno e pode ser negligenciado, o que permite assumir que $d \ll b$ (que é o caso de filmes finos). Isso significa que a componente x da indução magnética é zero em $x = d$ ou $A_2(d, y) = \text{constante}$. Essa constante pode ser encontrada considerando-se a relação entre a voltagem e o valor do campo elétrico na superfície [65]

$$E_{z2}(d, y) = \frac{V}{l} + \frac{i\omega L_e}{c^2} \frac{L_e}{l}, \quad (60)$$

onde L_e é a indutância externa que depende somente da geometria do filme. A última condição de contorno é satisfeita fazendo

$$A_2(d, y) = \frac{L_e}{lc} I. \quad (61)$$

As soluções gerais para A_1 e A_2 , considerando as condições de simetria e a independência de y para $x = d$, são

$$A_1 = D_1 \sin \lambda_1 x \cdot \sinh \beta_1 y + D_2 \cos \lambda_1 x \cdot \cosh \beta_1 y + D_3 \cosh ik_1 x - \frac{4\pi}{ck_2^2} J_2, \quad (62)$$

$$A_2 = \sin \lambda_2 (d - x) \cdot (C_1 \sinh \beta_2 y + C_2 \cosh \beta_2 y + C_3 \sinh i\tilde{k}_2 x - \frac{4\pi}{ck_2^2} J_2), \quad (63)$$

onde as constantes de propagação são relacionadas por

$$-\beta_1^2 + \lambda_1^2 = k_1^2, \quad (64)$$

$$-\beta_2^2 \eta_1 + \lambda_2^2 \eta_2 = k_2^2, \quad \tilde{k}_2 = \frac{k_2}{\sqrt{\eta_2}}. \quad (65)$$

A dependência de A_1 em relação à y implica na existência de um fluxo magnético AC normal à camada metálica. Calculando a distribuição de corrente no filme, a impedância pode ser encontrada através da expressão

$$Z = R \frac{f_1(x_1, x_2)(vx_1 + x_2)}{x_2(f_1(x_1, x_2) - 4)g(b) + f_2(x_1, x_2)}, \quad (66)$$

onde $R = \frac{l}{4b}(\sigma_1 d_1 + \sigma_2 d_2)$ é a resistência DC ,

$$f_1(x_1, x_2) = \cosh x_1 \cosh x_2 + \nu \sinh x_1 \sinh x_2, \quad (67)$$

$$f_2(x_1, x_2) = \cosh x_1 \sinh x_2 + \nu \sinh x_1 \cosh x_2, \quad (68)$$

$$g(b) = \frac{\tan \beta b}{\beta b} \left(\frac{\sigma_1 d_1}{\sigma_2 d_2} \cdot \frac{\sin \lambda_1 d_1}{\lambda_1 d_1} + \frac{\tan\left(\frac{\lambda_2 d_2}{2}\right)}{\lambda_2 d_2} \cdot \cos \lambda_1 d_1 \right), \quad (69)$$

e, finalmente

$$x_1 = ik_1 d_1, \quad x_2 = i\tilde{k}_2 d_2, \quad \nu = \frac{k_1}{\tilde{k}_2 \eta_2} = \sqrt{\frac{\sigma_1}{\sigma_2 \eta_2}}. \quad (70)$$

Os parâmetros de propagação λ_1 e λ_2 são encontrados a partir da equação de dispersão (não confundir com relação de dispersão da FMR)

$$\begin{aligned} 2\eta_2 \lambda_1 \lambda_2 \tan \lambda_2 d_2 + (\eta_2^2 \lambda_2^2 - (\eta_a^2 \beta^2 + \lambda_1^2) \tan^2 \lambda_2 d_2) \times \tan 2\lambda_1 d_1 &= 0 \\ \lambda_2^2 \eta_2 &= k_2^2 + (\lambda_1^2 - k_1^2) \eta_1 \end{aligned} \quad (71)$$

Analisando as expressões acima, em particular a expressão para $g(b)$, pode-se perceber que para $\beta b \gg 1$ a mesma tende a zero e a equação para a impedância se reduz à conhecida expressão para um filme infinito na direção y [3].

2.7.1 Cálculo da Impedância

A seguir, serão apresentados alguns resultados obtidos utilizando-se a permeabilidade calculada nas seções 2.6 e o modelo proposto por L. V. Panina descrito na seção 2.7. São apresentados os resultados para duas faixas de frequências: 20-100MHz e 800-1800MHz.

Na Figura 19 são apresentadas as curvas de R , $X \times H$ para a frequências de 20-100MHz. Nessa figura verifica-se um aumento na parte real e imaginária da impedância com o aumento da frequência de sonda. O pico observado está localizado no campo H_k (para a amostra em questão) que está diretamente relacionado com as constantes de anisotropia do material. O campo magnético externo esta alinhado com o eixo y conforme Figura 5, de modo que a permeabilidade calculada é a transversal. O valor máximo do \vec{H}_{ext} usado nos cálculos foi de ± 300 Oe. Entretanto na Figura 19 somente uma faixa pequena de campo foi usada para evidencia o comportamento na região do pico.

Na Figura 20 são mostrados os resultados para dos cálculos de impedância para a faixa de frequência de 800-1800MHz. De acordo com o modelo para esta faixa de frequências, o

comportamento do efeito MI para uma tri-camada deve recair no comportamento clássico de uma camada simples, pois o forte efeito “skin” força a corrente a se concentrar apenas na parte ferromagnética do sanduíche. A mudança de sinal de X no mesmo valor de campo em que R tem um máximo é evidência da FMR na amostra. Como nas seções 2.6 e 2.7 para obter os mesmo resultados foram usados os valores: $M_s = 780 \text{ emu/cm}^3$, $\gamma = 18 \times 10^6 \text{ Oe}^{-1} \text{ s}^{-1}$, $\alpha = 0,01$, $K_1 = 550 \text{ ergs/cm}^3$, $d_1 = 1000 \text{ nm}$, $d_2 = 500 \text{ nm}$, $l = 12 \text{ mm}$, $b = 2 \text{ mm}$.

A partir destas curvas, torna-se possível realizar o ajuste das curvas de MI experimentais, variando os seguintes parâmetros: o fator giromagnético (γ), constantes de amortecimento (α) e as constantes de anisotropia (k_1). Vale ressaltar que os cálculos realizados até o momento levaram em consideração apenas o comportamento magnético da impedância. No entanto, para os ajustes e futuras simulações o comportamento elétrico deve ser levado em consideração. Isso produzirá modificações nas curvas, principalmente no que se refere a magnitude do efeito MI em função da frequência.

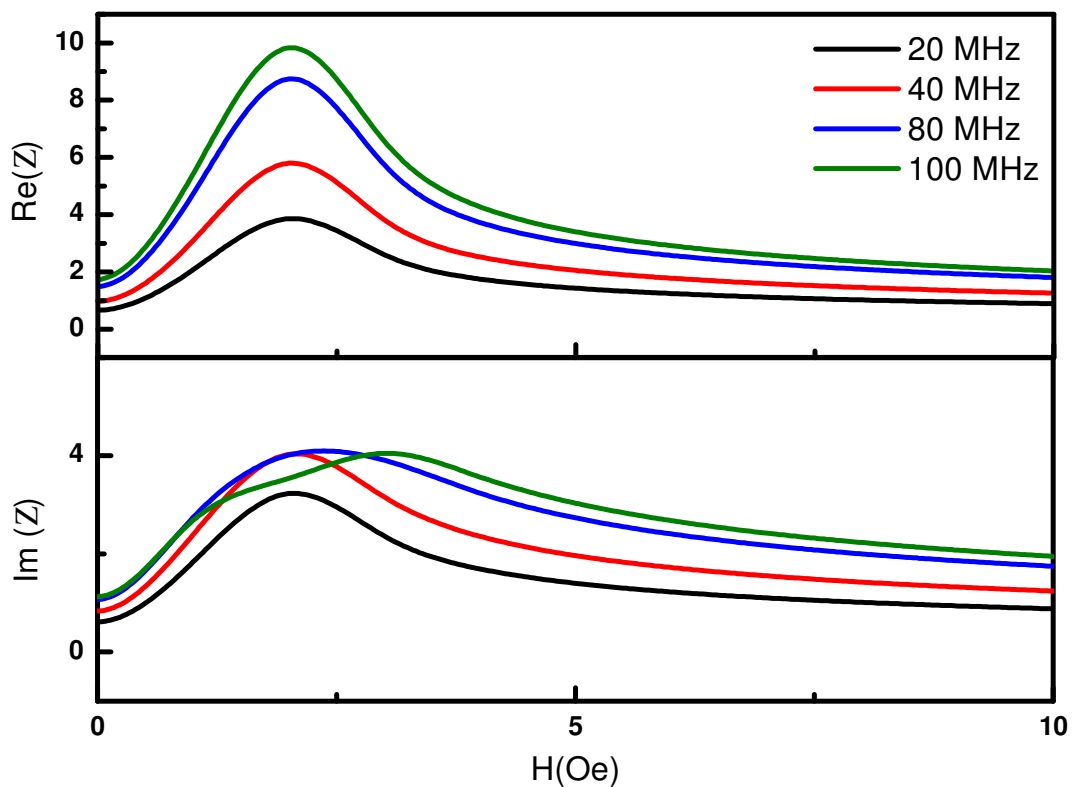


Figura 19: Simulações para Magnetoimpedância utilizando o modelo da seção 2.6 e 2.7 para a faixa de frequências 20-100MHz ($M_s = 780 \text{ emu/cm}^3$, $\gamma = 18 \times 10^6 \text{ Oe}^{-1} \text{ s}^{-1}$, $\alpha = 0,01$, $k_1 = 550 \text{ ergs/cm}^3$, $d_1 = 1000 \text{ nm}$, $d_2 = 500 \text{ nm}$, $l = 12 \text{ mm}$, $b = 2 \text{ mm}$)

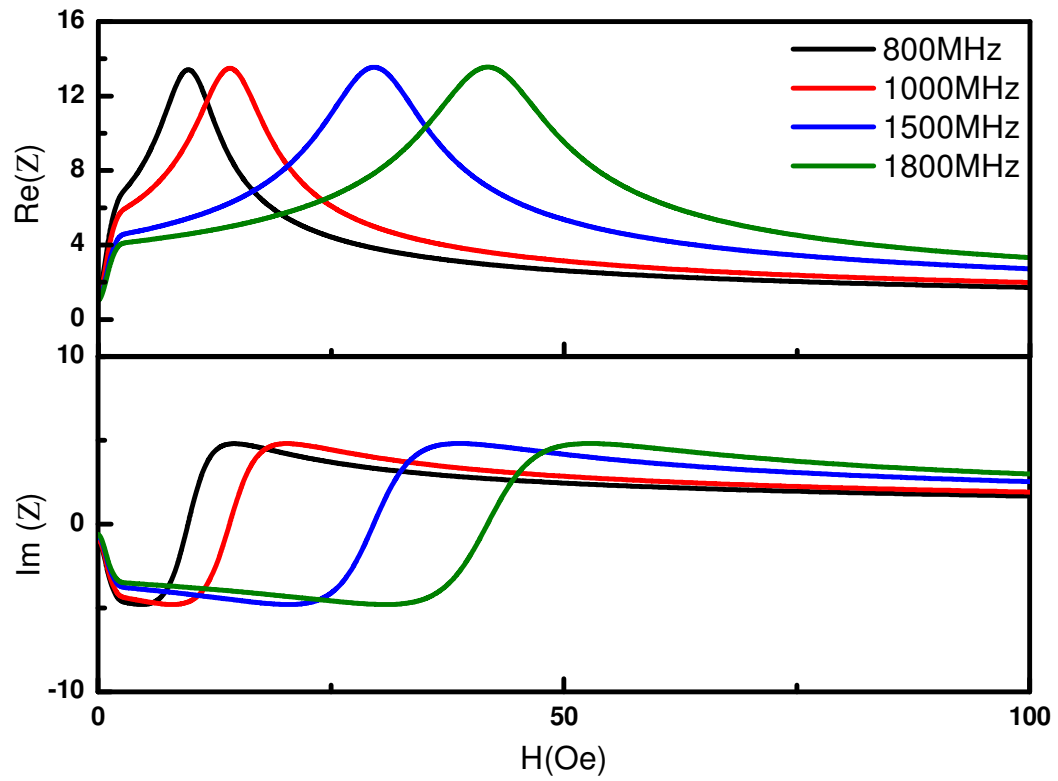


Figura 20: Simulações para Magnetoimpedância utilizando o modelo da seção 2.6 e 2.7 para a faixa de frequências 80-1800MHz ($M_s = 780 \text{ emu/cm}^3$, $\gamma = 18 \times 10^6 \text{ Oe}^{-1} \text{ s}^{-1}$, $\alpha = 0,01$, $k_1 = 550 \text{ ergs/cm}^3$, $d_1 = 1000 \text{ nm}$, $d_2 = 500 \text{ nm}$, $l = 12 \text{ mm}$, $b = 2 \text{ mm}$)

3 Procedimento Experimental

3.1 Preparação das Amostras

As amostras aqui utilizadas foram produzidas pela técnica de Magnetron Sputtering a partir de alvos sinterizados a frio. No que segue cada etapa deste procedimento será discutido em mais detalhes.

3.1.1 Produção de Alvos

Os alvos para a deposição dos filmes deste trabalho foram produzidos no LMMM a partir de pós de Fe, B, Ni, Si, Cu e Nb, com 99,99 % de pureza, conforme informado pelo fabricante (CERAC TM. Incorporated). Foram produzidos alvos com 2” de diâmetro, para encaixe nos canhões existentes do sistema do LMMM e com a composição nominal. O processo de produção se dá basicamente pela mistura dos pós, em volumes determinados pela composição da liga desejada, em um cadinho por aproximadamente 20 min. Após a mistura o pó é colocado em uma forma de Cu de 2” e prensado a 55 Ton por aproximadamente 1 hora. Na Figura 21 (a) e (b) são apresentadas fotos do sistema de prensagem e do bushing de 2” utilizado para a confecção dos alvos.

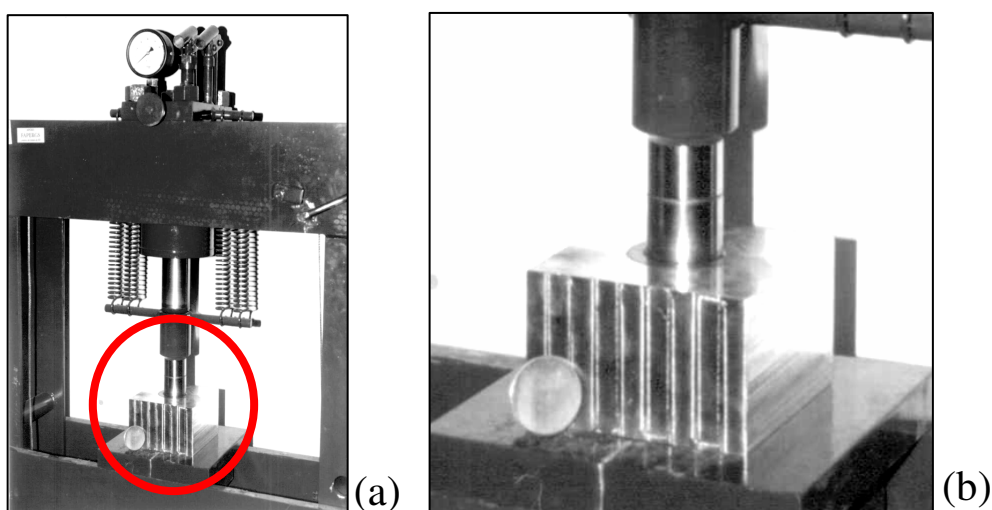


Figura 21: Sistema para a prensagem dos alvos para o Sputtering (a) Prensa. (b) bushing.

3.2 Deposição dos Filmes

Para fabricar os filmes foi utilizado o método de deposição por “magnetron sputtering” (desbaste iônico) que consiste na aceleração de íons de argônio em direção ao alvo. Os íons colidem com o alvo arrancando fragmentos do material (mantida a composição nominal) que se deseja depositar. Esses fragmentos são depositados em um substrato localizado sobre o alvo. Na técnica de “Magnetron Sputtering” canhões têm um circuito magnético que aumentam a taxa de deposição. Esse método possibilita o crescimento de camadas com boa uniformidade de espessura e composição em áreas de cerca de $1 \times 5 \text{ cm}^2$. A ionização e a aceleração dos íons de Argônio podem ser feitas por fontes *DC* ou *RF* dependendo da natureza do alvo (condutor ou isolante) utilizado. É possível também realizar deposição por “sputtering reativo” utilizando outros gases, como por exemplo, O ou N juntamente com o Ar durante a deposição. Com a variação dos parâmetros como, a pressão dos gases, a tensão e a corrente da fonte DC ou a potência entregue ao plasma pela fonte RF, pode-se controlar a estrutura da amostra produzida [66]. No caso de materiais ferromagnéticos esses parâmetros afetam, principalmente, o stress armazenado no filme e, conseqüentemente, a anisotropia magnetoelástica efetiva presente no filme final. O stress resulta da energia com que as partículas arrancadas do alvo se condensam ou colidem no substrato [67].

O sistema de “Magnetron Sputtering” do LMMM pode alcançar pressão de base de até 2×10^{-7} Torr, em aproximadamente 1h de bombeamento. Para isso, conta com um sistema de bomba mecânica e uma difusora de alta capacidade. A câmara do sistema possui 4 canhões. O posicionamento e movimento do substrato sobre um determinado canhão assim como o posicionamento do shutter é feito através de um sistema de motores de passo de resolução de 10.000 pulsos por volta. As amostras podem tanto ser crescidas com o substrato parado quanto em movimento (o que permite uma maior uniformidade do filme ao longo do substrato). A pressão dos gases utilizados durante a deposição é controlada por controladores de fluxo entre 0 e 200 *sccm*. (standard cubic centimeters per minute) e por um manômetro capacitivo de alta resolução (Baratron) ambos controlados por um computador do tipo PC. Um campo de aproximadamente 100 *Oe* devido ao imã do canhão de sputtering possibilita a indução de um eixo fácil de magnetização durante a deposição dos filmes.

3.3 Calibração da Espessura

Tanto para a calibração das taxas de deposição quanto para a análise estrutural das amostras estudadas é utilizada difração de raios-X. As calibrações das taxas de deposição são feitas através de difração de raios-X a baixo ângulo (2° - 10°) no qual os picos de reflexão são associados vetor de onda q . A inclinação da curva $q \times n$ (n é o índice do pico) fornece a espessura do filme. Na Figura 22 (a) é mostrado o padrão de difração de raios-X e a calibração para a taxa de deposição de um alvo de $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$. O filme foi exposto ao plasma por um período de aproximadamente 300 segundos, sob uma pressão de 5.2 mTorr de Ar, fluxo de 20 sccm de Ar e potência da fonte 50W (RF). De acordo com a Figura 22(b) uma espessura de 441 Å foi obtida par esse filme, resultando em uma taxa de deposição é de aproximadamente 1,4 Å/s. O mesmo procedimento é realizado a cada alvo utilizado. A calibração para os alvos é realizada a cada série de deposições, pois há desgaste dos alvos, o que acarreta mudanças na taxa de deposição para os mesmos parâmetros.

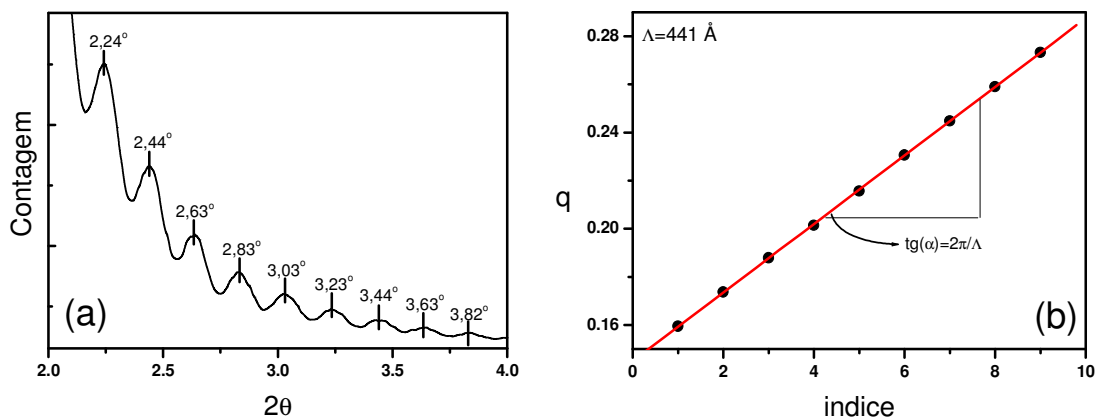


Figura 22: Padrão de difração de Raios-X para um filme de $\text{Fe}_{73.5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13.5}\text{B}_9$ depositado sobre um substrato de vidro. Em (a) podem ser observado os picos e sua indexação utilizadas para calibração. (b) Gráfico do vetor de espalhamento q em função do índice n . Como indicado a inclinação deste gráfico é dada por $2\pi/\Lambda$, onde Λ é a espessura do filme.

3.4 Caracterização Magnética (Quase Estática)

Todas as medidas de magnetização realizadas neste trabalho foram feitas em um magnetômetro de amostra vibrante com sensibilidade e 10^{-5} emu e com campos máximos de $\pm 300 \text{ Oe}$ fornecidos por uma bobina de Helmholtz. Uma fonte de Tensão/Corrente da marca

Kepeco de 20A e um conversor digital-analógico compõem o sistema de medidas. Um lock-in SR830 mede a tensão induzida nas bobinas sensoras e controla a fonte de corrente. O VSM utilizado para realização das medidas de magnetização desta pesquisa foi montado no próprio LMMM, e a configuração das bobinas sensoras foi a proposta por Malinson [68], contando com quatro bobinas ligadas duas a duas em paralelo e um par em contra-fase com o outro. O atuador mecânico foi montado com dois ímãs de alto falantes com suas respectivas bobinas conforme a Figura 23 (b). O atuador está desacoplado mecanicamente do sistema de detecção (bobinas sensoras e bobinas de Helmholtz), de forma a aumentar a relação sinal/ruído.

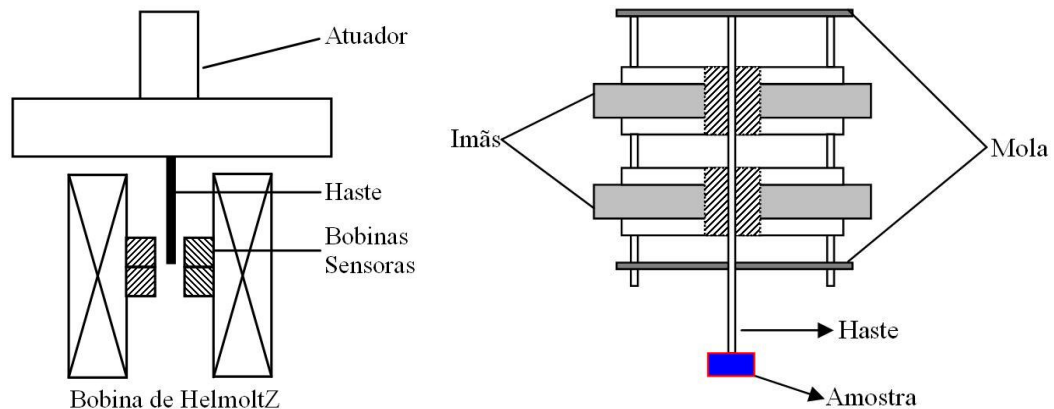


Figura 23: (a) Representação esquemática do VSM construído no LMMM. As bobinas sensoras seguiram a geometria descrita por Mallinson [68]. (b) detalhe do atuador montado para o VSM que conta com duas molas e dois ímãs de alto falante com suas respectivas bobinas.

3.5 Caracterização da estrutura de domínios magnéticos

A estrutura de domínios magnéticos foi observada utilizando-se o efeito Kerr magneto-óptico. O efeito Kerr consiste na rotação do plano de polarização de um feixe de luz plano-polarizada após interação deste com a magnetização da amostra. Por muito tempo este efeito foi considerado um método difícil, principalmente pelo aparato experimental necessário e pela falta de software que realizasse o tratamento adequado das imagens [69]. No entanto, com o desenvolvimento de câmaras CCD e de uma grande quantidade de softwares de tratamento de imagens, estabeleceram-se novas condições para observação de domínios por efeito Kerr magneto-óptico. A descrição detalhada da técnica pode ser encontrada na referência [69].

A configuração do aparato experimental para a observação do Efeito Kerr mais comum está representada na Figura 24. Este tipo de equipamento é recomendado para aplicações de baixa resolução. A vantagem desta configuração frente a outras com maior resolução está na não existência de elementos ópticos entre o polarizador e o local de análise. Assim, as condições de contraste são otimizadas. Uma imagem típica obtida com um sistema deste tipo é mostrada na Figura 25 para uma multicamada ferromagneto/metal (não magnético), onde pode-se observar uma estrutura de domínios de 180° . Esta observação foi realizada em campos próximos ao campo coercivo. Nesta figura a seqüência de duas imagens foi obtida com campos de intensidades de 0.8 e 1.3 Oe. Em ambas as situações o campo magnético foi aplicado na direção vertical à página, coincidindo com a direção do eixo principal da amostra que tinha dimensões de 12×2 mm². Como se pode observar na figura, os domínios mais favoravelmente orientados em relação ao campo (mais escuros) aumentam seu volume com o aumento do campo, ao mesmo tempo em que domínios com orientações menos favoráveis (mais claros) diminuem seu tamanho.

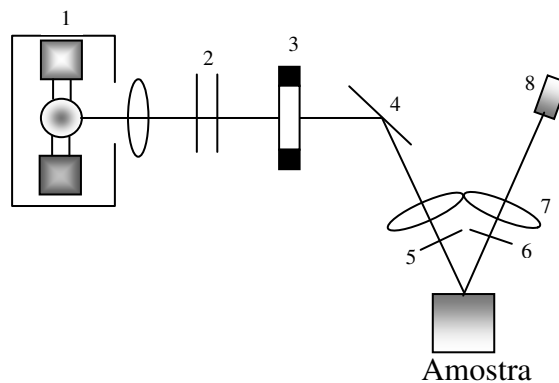


Figura 24: Esquema de um microscópio para efeito Kerr de baixa resolução e alto contraste. Neste caso são utilizadas lentes objetivas com amplos ângulos de abertura que podem ser inclinadas para diminuir a distorção. Ainda nesta figura, os números equivalem a: 1 - Lâmpada de vapor de Mercúrio. 2 - Filtro para comprimento de onda no amarelo. 3 - Colimador. 4 - Espelho. 5 - Polarizador. 6 - Analisador. 7 - Lente objetiva. 8 - Câmera.

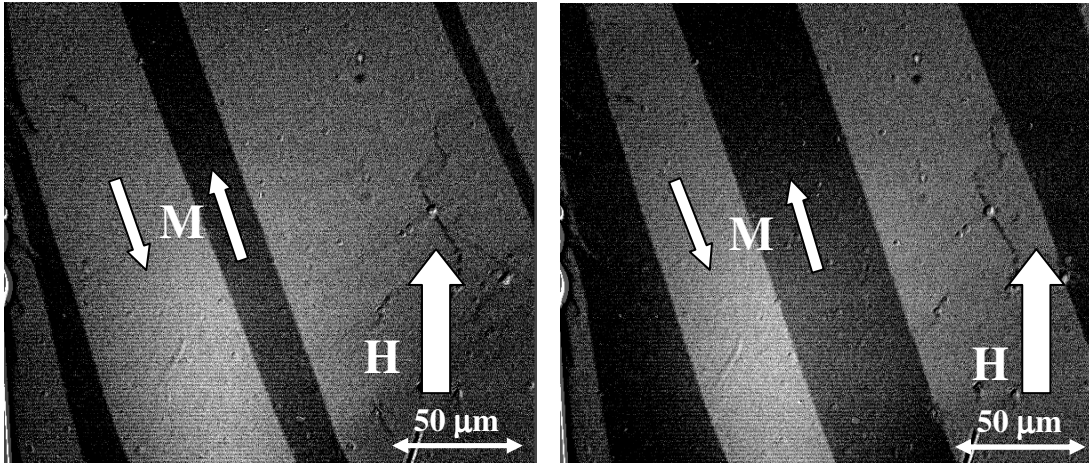


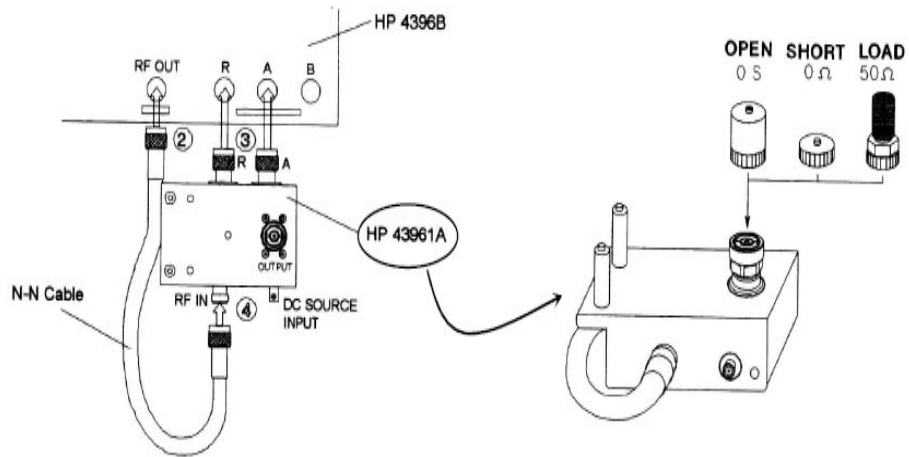
Figura 25: Imagens de domínios magnéticos obtidas por efeito Kerr para a amostra na forma de multicamadas ferromagnético/Metal. Na imagem da esquerda um campo magnético de 0.8 Oe foi aplicado durante a captura. Já para a figura da direita o campo foi aumentado para 1.3 Oe.

3.6 Magnetoimpedância e Resposta em Altas Frequências

As medidas de Magnetoimpedância foram realizadas em um analisador de impedância da marca HP modelo 4366B utilizando um “kit” de teste de impedâncias HP 43961A. Este tipo de equipamento permite medir a tensão e a corrente sobre uma amostra e calcula diretamente a parte real e imaginária da impedância a partir da relação V/I . A faixa de frequências de trabalho para medidas de MI é 100 kHz - 1.8 GHz. A calibração é feita a partir de um padrão de aberto, curto e carga, como mostrado na Figura 26 (a). Com isso é possível calibrar o “kit” até o conector onde será colocada o porta amostra com a amostra a ser analisada. Desta forma, a variação da impedância do sistema será devida exclusivamente a amostra e ao porta-amostra utilizado, sendo estes últimos extraídos posteriormente. O contato elétrico da amostra com a cavidade do tipo “strip line” é realizado com cola prata e a cura é feita durante aproximadamente 6 horas para cada amostra antes da realização da medida.

O equipamento HP se comunica com um computador através de interface GPIB e um programa em HPVee foi desenvolvido para a controle do experimento. O analisador varia a frequência dentro da faixa de frequências estipulada para cada valor de campo magnético, que varia entre ± 300 Oe. O cálculo da variação percentual da impedância em função do campo magnético é realizado tomando por base o estado magnético no maior campo aplicado sobre a amostra, usando a relação

$$MI(\%) = \left\{ \frac{Z(H) - Z(H_{Max})}{Z(H_{Max})} \right\} \times 100. \quad (72)$$



(a)










(b)

Figura 26: (a) Sistema de medidas de MI, mostrando o conjunto de calibração. Na figura da direita é apresentado o procedimento padrão de aberto, curto e carga para o casamento da impedância do kit com o analisador em 50Ω . (b) Cavidade tipo strip line desenvolvida para a medida da impedância. A linha tracejada mostra o plano de referencia para a calibração do equipamento. A partir desta linha, a variação da impedância é consequência da variação da impedância e do porta-amostra.

4 Resultados e Discussão

4.1 Amostras Produzidas

As amostras estudadas neste trabalho foram produzidas na geometria de “sanduíche” como mostrado na Figura 27. Para obter essa geometria foram utilizadas máscaras de cobre durante a deposição. A configuração das amostras é apresentada na Figura 27 (a) e (b), onde $l = 12 \text{ mm}$, $W_F = 2 \text{ mm}$ e W_m foi variada de $0,25 \text{ mm}$ até 1 mm . O núcleo metálico para contato elétrico tem um comprimento de 16 mm . Uma camada de SiO_2 (parte branca na Figura 27(a)), com aproximadamente 300 nm de espessura e com a mesma largura e comprimento da multicamada, foi adicionada como uma tentativa de obter isolamento elétrico entre a camada ferromagnética e a camada metálica não magnética. As multicamadas utilizadas para este trabalho apresentam diferentes propriedades magnéticas, principalmente no que se refere a anisotropia magnetoelástica e condutividade elétrica efetiva. Na Figura 27(c) é apresentada a seqüência de deposição das camadas. Todas as amostras foram crescidas sobre substratos de vidro e com um “buffer” de 5 nm de Ta. A Tabela 1 mostra as características principais das amostras produzidas, assim como suas codificações para posteriores referência neste texto. O crescimento dos filmes foi realizado seguindo os seguintes passos:

-  Deposição de 5 nm de Ta sobre o substrato de vidro;
-  Deposição da multicamada desejada com dimensões de $12 \times 2 \text{ mm}^2$ empregando para isso máscaras;
-  Deposição por RF sputtering de uma camada de SiO_2 com aproximadamente 300 nm com as mesmas dimensões que a multicamada depositada no passo anterior;
-  Abertura da câmara para a troca de máscara e ajuste da máscara com a largura W_m variável e comprimento de 16 mm ;
-  Deposição de 1000 nm de Cu (Ag) para a formação da camada metálica;
-  Abertura novamente da câmara para o retorno da primeira máscara e deposição de outra camada de SiO_2 ;
-  Finalmente, a deposição da outra multicamada formando assim o “sanduíche”.

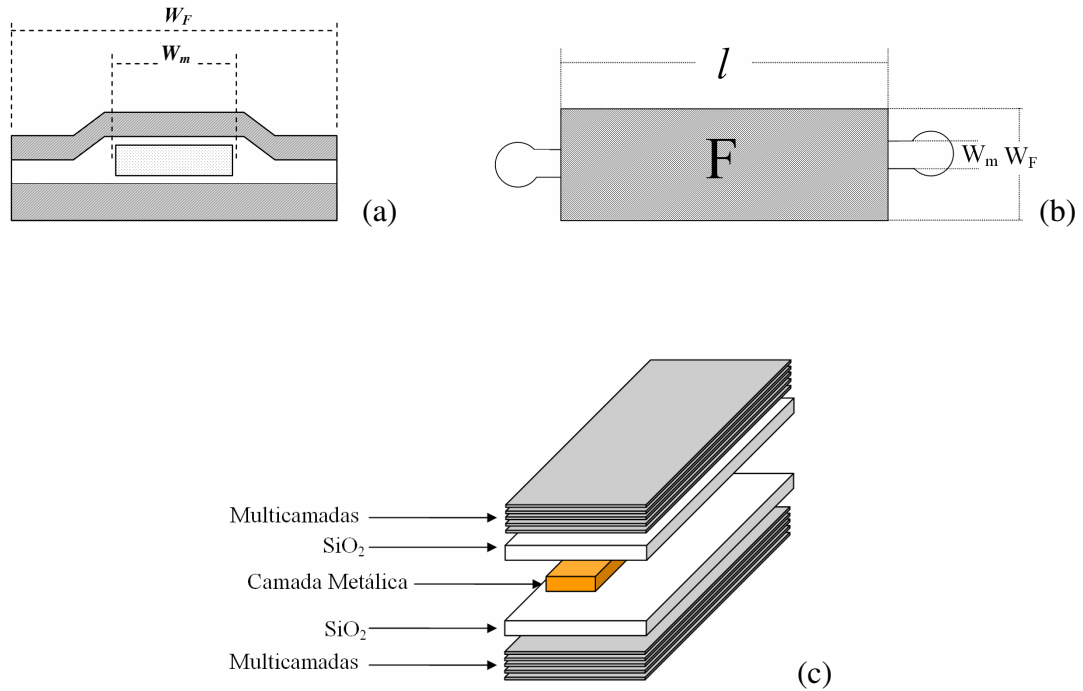


Figura 27: Estrutura da amostra estudada neste trabalho. F equivale a uma multicamada magnética com diferentes tipos de ferromagneto e M é uma camada simples metálica não magnética. W_m é a largura da parte metálica, W_F a largura da multicamada e l o comprimento da multicamada. (a) Vista da secção transversal (b) Vista superior da amostra já estruturada. (c) Forma como foi estruturada a amostra sobre substrato de vidro. Na camada metálica não magnética foi utilizado Cu ou Ag.

Tabela 1: Características das amostras estudadas

Código	Estrutura	Largura W_m (mm)	Largura W_F (mm)
ML1	[Fe _{73.5} Cu ₁ Nb ₃ Si _{13.5} B ₉ (10 nm) / Cu (1 nm)]×50	-----	2,00
ML2	[Ni ₈₁ Fe ₁₉ (10 nm) / Cu (1nm)] ×50	-----	2,00
ML3	[Ni ₈₁ Fe ₁₉ (10 nm) / Ag(2.5 nm)] ×50	-----	2,00
A1	ML1 / SiO ₂ / Cu (1000 nm) /SiO ₂ / ML1	0,25	2,00
A2	ML1 / SiO ₂ / Cu (1000 nm) /SiO ₂ / ML1	0,50	2,00
A3	ML1 / SiO ₂ / Cu (1000 nm) /SiO ₂ / ML1	0,75	2,00
A4	ML1 / SiO ₂ / Cu (1000 nm) /SiO ₂ / ML1	1,00	2,00
B1	ML2 / SiO ₂ / Cu (1000 nm) /SiO ₂ / ML2	0,25	2,00
B2	ML2 / SiO ₂ / Cu (1000 nm) /SiO ₂ / ML2	0,50	2,00
B3	ML2 / SiO ₂ / Cu (1000 nm) /SiO ₂ / ML2	0,75	2,00
B4	ML2 / SiO ₂ / Cu (1000 nm) /SiO ₂ / ML2	1,00	2,00
C1	ML3 / SiO ₂ / Ag (1000 nm) /SiO ₂ / ML3	0,25	2,00
C2	ML3 / SiO ₂ / Ag (1000 nm) /SiO ₂ / ML3	0,50	2,00
C3	ML3 / SiO ₂ / Ag (1000 nm) /SiO ₂ / ML3	0,75	2,00
C4	ML3 / SiO ₂ / Ag (1000 nm) /SiO ₂ / ML3	1,00	2,00

A seguir serão expostos os resultados obtidos. O desenvolvimento dos programas computacionais utilizados para posteriores simulações e análises de parâmetros importantes já foram expostos em seções anteriores, no entanto fazem parte dos resultados alcançados neste trabalho. Foram realizadas medidas de difração de Raios-X para caracterização estrutural, VSM para caracterização magnética, microscopia Kerr para análise de domínios magnéticos e, finalmente, medidas de Magnetoimpedância para a caracterização magnética dinâmica.

4.2 Difração de Raios X

Os raios-X a baixos ângulos de amostras especialmente produzidas para calibração da taxa de deposição serão apresentados adiante. Conhecendo-se a espessura do filme produzido e o tempo que o mesmo ficou exposto sobre o plasma do canhão é possível obter-se uma taxa de deposição em Å/s para determinados parâmetros de deposição (pressão de Ar, fluxo de gás, potência do canhão, corrente, etc.). O procedimento é refeito para diferentes séries de deposição devido ao desgaste do alvo. Outras calibrações foram realizadas no transcorrer da produção das amostras. Os espectros de difração de raios-X a alto ângulo serviram para identificar a estrutura cristalina das ligas utilizadas na formação dos “sanduíches”. As amostras estruturadas com o elemento FeCuNbSiB mostraram-se amorfas como depositadas. Esta característica já havia sido observada em outros trabalhos realizados pelo grupo do LMMM [40]. As amostras de Py (NiFe) mostram uma estrutura cristalina característica com orientação cristalográfica (111) e (200). As medidas foram realizadas em amostras de espessura de 500 nm (não mostradas). A Figura 28 traz as difrações de raios-X a baixo ângulo para todos os alvos, assim como o gráfico para o vetor de espalhamento em função do índice da indexação do pico de Bragg, que nos traz a informação direta da espessura do filme. A Tabela 2 traz os valores das taxas de deposição, assim como os valores dos parâmetros citados acima. Estes foram os valores iniciais utilizados para a deposição de todas as séries apresentadas neste trabalho

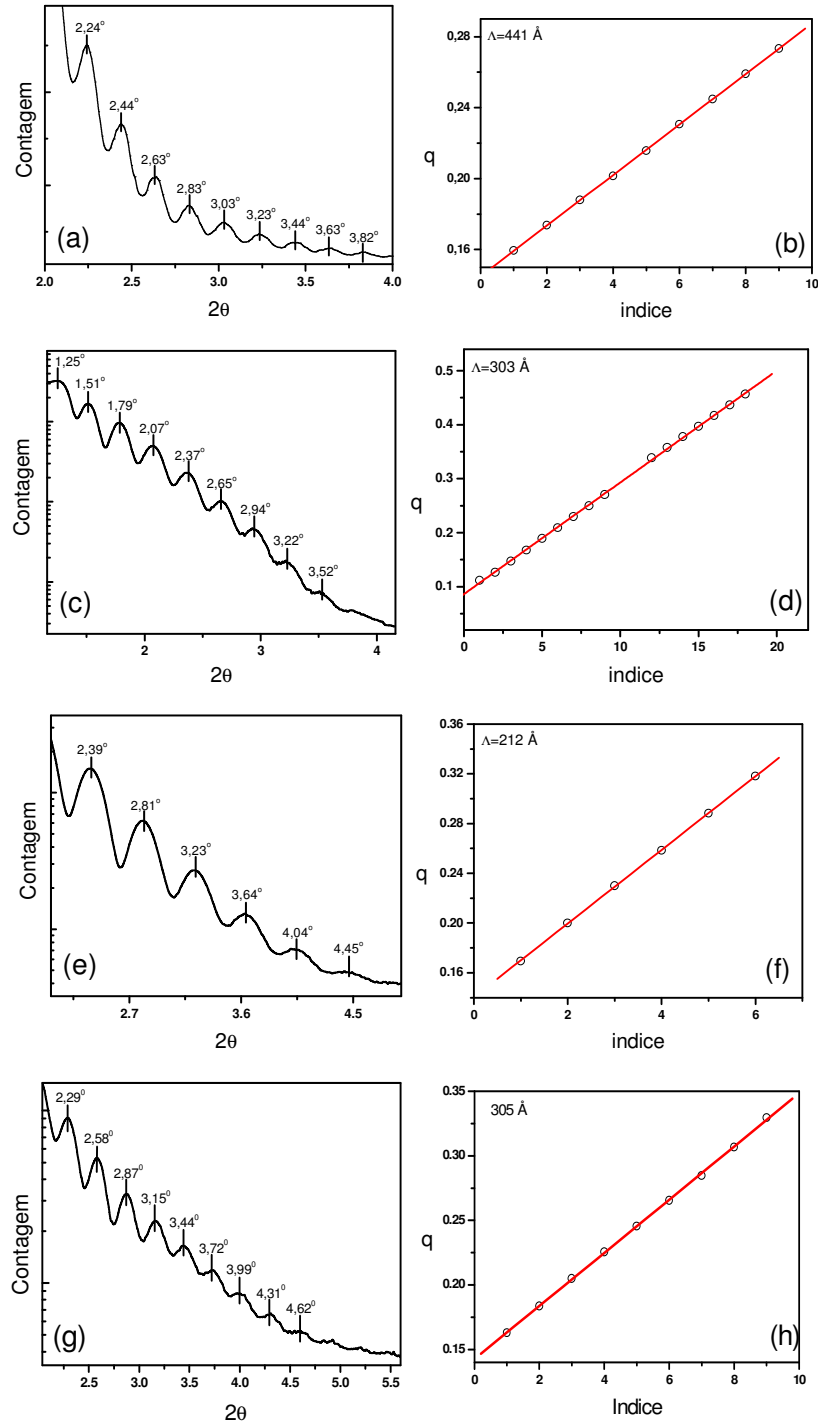


Figura 28: Padrões de difração de Raios X a baixos ângulos para a calibração das taxas de deposição dos alvos para “sputtering”. (a) Alvo de FeCuNbSiB. (c) Alvo de NiFe. (e) Alvo de Cu. (g) Alvo de Ag. (b), (d), (f) e (h) são os gráficos do vetor de espalhamento em função do índice de “bragg” para os alvos de FeCuNbSiB, NiFe, Cu e Ag, respectivamente.

Tabela 2: Taxas de deposição e parâmetros dos canhões durante a deposição dos filmes.

Alvo	Potência/Corrente	Taxa de Deposição	Canhão
$\text{Fe}_{73,5}\text{Cu}_1\text{Nb}_3\text{Si}_{13,5}\text{B}_9$	75W *	2,59 Å/s	RF
$\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$	65W*	2,68 Å/s	RF
Ta	50mA*	1,80 Å/s	DC
Cu	25mA*	1,49 Å/s	DC
Ag	10mA*	1,51 Å/s	DC

* Para todas as calibrações a pressão de Ar foi de 5,2 *mTorr* e o fluxo de 20 *sccm*.

4.3 Microscopia Kerr

As observações de domínios por Microscopia Kerr foram realizadas no IF-USP, em colaboração com o Departamento de Física dos Materiais e Mecânica. Foram realizadas observações nas amostras ML1 e ML3 em campos próximos ao campo coercivo. Foram observados domínios de 180^0 para ambas. Na amostra ML1 foram realizadas observações para dois cortes com relação à direção de movimento do substrato sobre o canhão durante o crescimento dos filmes. A amostra cortada na direção perpendicular com dimensão de $12 \times 2 \text{ mm}^2$ mostrou uma orientação de domínios longitudinal ao campo magnético aplicado, o que permitiu identificar essa direção como eixo fácil de magnetização (Figura 29a). A amostra cujo corte foi feito na direção da passagem do substrato sobre o canhão, também cortado com dimensões de $12 \times 2 \text{ mm}^2$, apresentou em uma estrutura de domínios com um ângulo de 60^0 (quando o esperado seria 90^0 de acordo com o outro corte) com relação a aplicação do campo (direção vertical do plano da página). O desvio observado entre os dois cortes é mostrado na Figura 29b. Uma das razões possível para esse desvio pode estar relacionada às propriedades magnéticas macias da amostras associada à anisotropia de forma e à existência de pontos de aprisionamento das paredes nas bordas da amostra.

Na Figura 30 são apresentadas as imagens de domínio para a amostra ML3 com o campo magnético aplicado na direção do eixo de fácil magnetização da amostra (mesma direção que a amostra ML1). As imagens foram obtidas com campo magnético de $+0,5 \text{ Oe}$ e $-0,5 \text{ Oe}$. O desvio de 30^0 observado no alinhamento dos domínios da amostra ML1 é esperado afetar consideravelmente a magnitude o efeito MI.

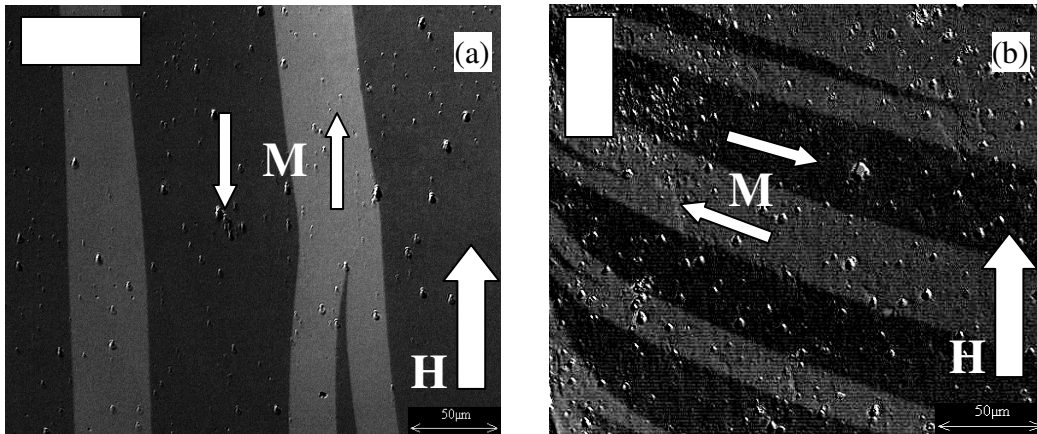


Figura 29: Imagens de domínio da amostra ML1. (a) Corte longitudinal da amostra com o campo aplicado na direção do eixo fácil. (b) corte transversal e campo aplicado na direção do eixo duro da amostra. Os quadros brancos indicam a posição da amostra durante a medida

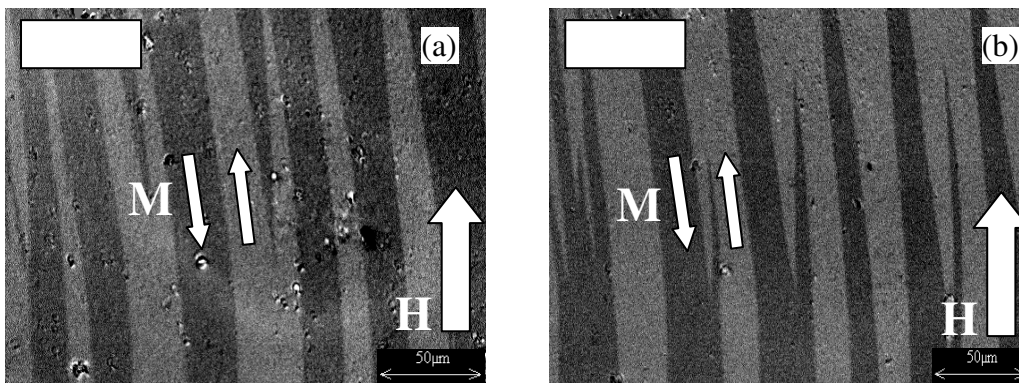


Figura 30: Imagens de microscopia Kerr para a amostra ML3. A figura representa a imagem para campos de $\pm 0,5$ Oe. O corte da amostra foi com o eixo principal na direção do eixo fácil induzido durante a deposição. Nesta medida o campo foi aplicado na direção do eixo fácil. (a) Imagem para o campo positivo. (b) Imagem para o campo negativo. Os quadros brancos indicam a orientação da amostra durante a medida.

4.4 $M \times H$ (Experimental)

Inicialmente serão apresentaremos as medidas de $M \times H$ (VSM) para as amostras ML1, ML2 e ML3, ou seja, as multicamadas que compõem os “sanduíches”. Serão discutidos também os efeitos gerados devido ao desvio do eixo de fácil magnetização, observado nas imagens de domínios. Todos os gráficos aqui apresentados correspondem a medidas realizadas na direção longitudinal e perpendicular ao movimento da amostra durante a deposição. As medidas foram realizadas com campos entre ± 300 Oe, a temperatura

ambiente. Devido à saturação ter acontecido para campos próximos a $20 Oe$, o eixo dos campos nos gráficos será limitado a $\pm 30 Oe$.

Na Figura 31 (a) são apresentadas as medidas de magnetização ao longo do eixo fácil e duro da amostra ML1. Como observado na figura a dispersão da anisotropia mencionada anteriormente, o movimento das paredes de domínios e o stress acumulado durante o crescimento das multicamadas fazem com que o campo coercivo do material não seja nulo para as medidas a 90° . Também da figura pode ser observado que o campo coercivo para o eixo fácil é da ordem de $1 Oe$. A Figura 31(b) mostra as curvas de magnetização para a amostra ML2, na qual é verificada uma anisotropia pequena, se comparada com a ML1. Entretanto, é observado um campo coercivo menor. As medidas para a amostra ML3 (Figura 31c) apresentaram uma anisotropia ainda maior que a apresentada na multicamada ML1. A utilização da prata como camada espaçadora entre as camadas de Py foi objeto de estudos em outros trabalhos do LMMM [70]. Nesse foi verificada uma forte anisotropia para camadas de prata com espessura de 25 \AA . Este resultado foi a razão da escolha das espessuras utilizadas no presente trabalho.

Comparando-se as curvas de magnetização para uma camada simples de FeCuNbSiB e Py ambas com espessura de 100 \AA , verifica-se que as multicamadas mantêm suas propriedades magnéticas macias mesmo com o número crescente de camadas. Em outras palavras amostra na forma de multicamadas é vantajoso para as propriedades macias do material em relação ao mesmo volume de material magnético depositado com um filme simples. Naturalmente este comportamento é observado enquanto a espessura da camada não magnética for adequada para evitar interações antiferromagnéticas.

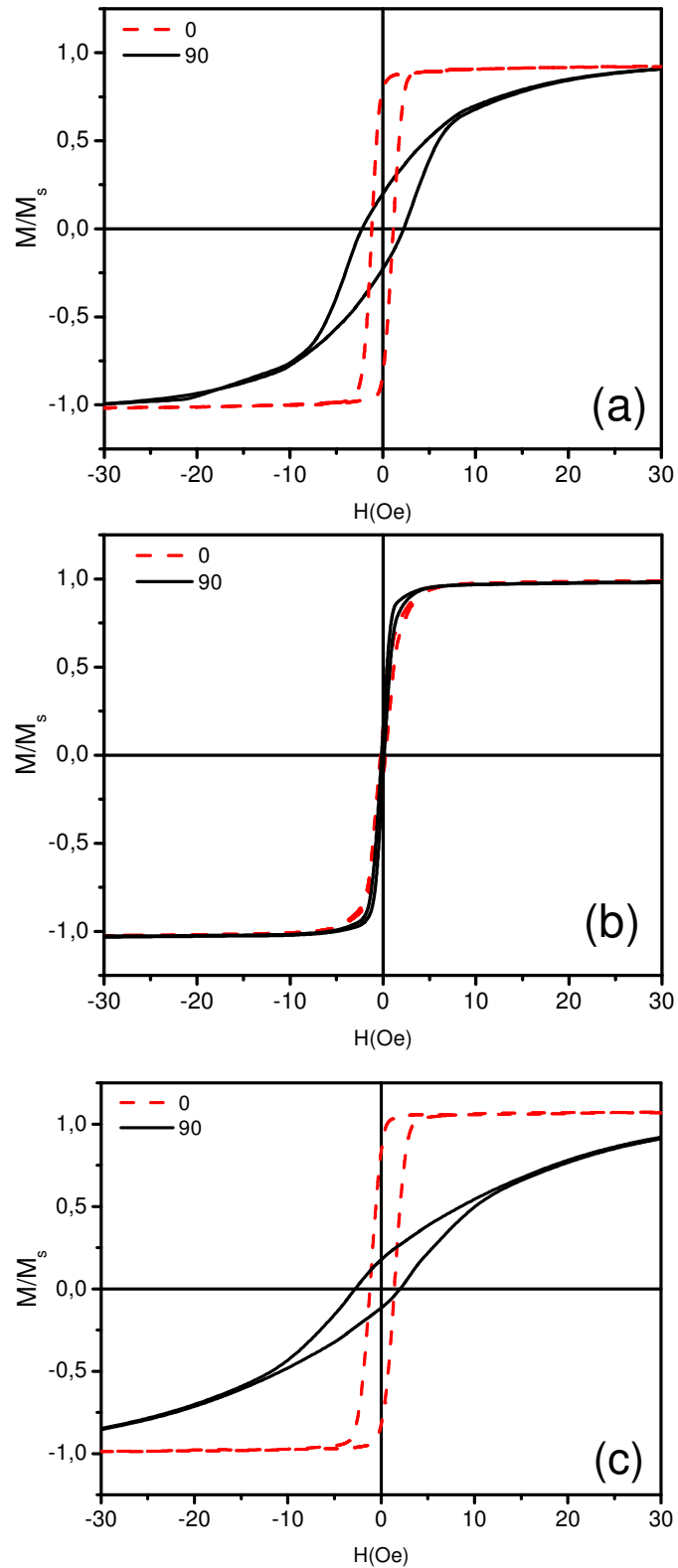


Figura 31: (a) Medidas de Magnetização da amostra ML1. A direção 0° equivale a direção do eixo fácil induzido durante a deposição do filme. Esta indução é consequência do campo magnético do canhão associado com o movimento do substrato durante a deposição. (b) Medidas de Magnetização da amostra ML2. As medidas foram realizadas nas mesmas direções da amostra ML1 e ficou evidente a isotropia da multicamada. (c) Medida de Magnetização para amostra ML3.

A seguir serão apresentadas as medidas magnéticas realizadas com as amostras na forma de “sanduíche”. Para isso, adaptações importantes foram realizadas no sistema de medidas devido às dimensões que as amostras foram produzidas. O objetivo destas medidas é verificar se as propriedades magnéticas das multicamadas que compõem os “sanduíches” não sofreram alterações. Durante a realização das medidas observou-se que, para diferentes larguras de camada metálica W_m , o comportamento magnético de cada série se manteve praticamente inalterado, encontrando-se apenas variações na anisotropia. Desta forma, apenas as medidas realizadas para as amostras B1 e C1 (Figura 32) serão apresentadas neste trabalho. Estas amostras são compostas de Py/Cu e Py/Ag, como elementos constituintes na formação do “sanduíche” e ambas apresentam uma largura da camada metálica (ver Figura 27 (c)) de $W_m = 0,25 \text{ mm}$. Estas medidas podem ser comparadas com as curvas apresentadas na Figura 31(b)-(c), respectivamente. Verifica-se um pequeno aumento na anisotropia para a amostra estruturada com Py/Cu. A estruturação das amostras na forma de “sanduíche” fez com que o volume de material magnético fosse duplicado quando comparados ao volume encontrado nas amostras ML1, ML2 e ML3, o que acarretou em um aumento significativo no sinal das bobinas sensoras, que é proporcional a magnetização (não mostrado nas figuras). Esse aspecto é importante para as medidas de MI.

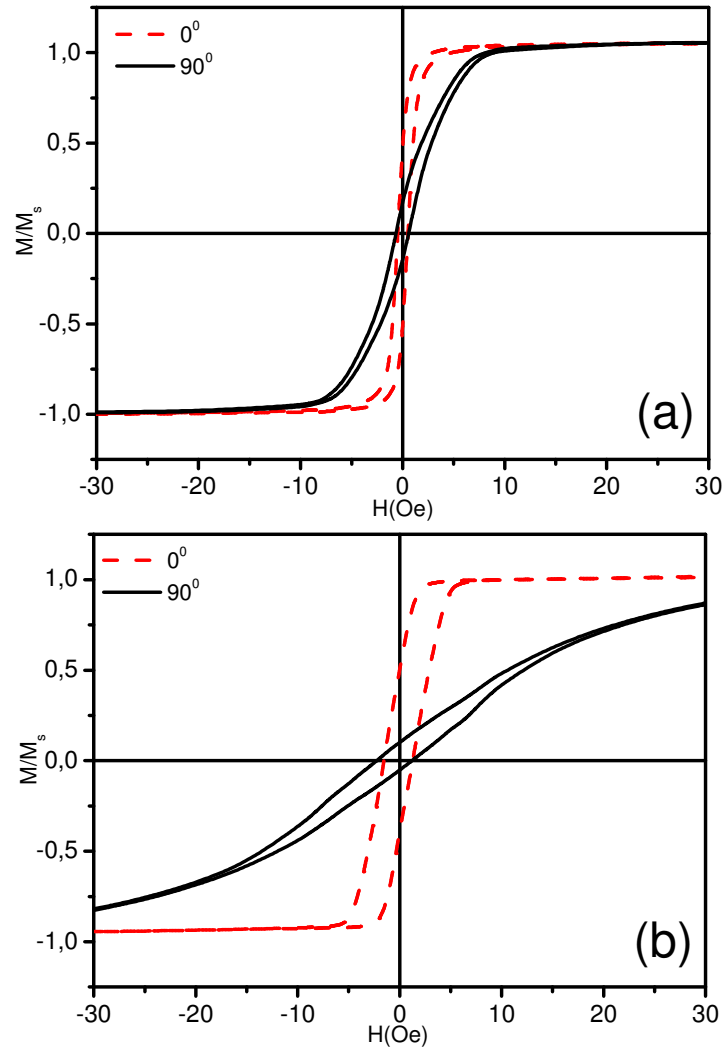


Figura 32: Curvas de Magnetização realizadas nas amostras na forma de “sanduíche”. Para cada amostra, foram realizadas medidas na direção do eixo principal e perpendicular. Em (a) a curva de magnetização para a amostra da série B, que é composta por Py/Cu como elemento constituinte do “sanduíche” é representada. Nesta curva, em particular, foi selecionada a amostra B1 com $W_m = 0,25 \text{ mm}$. Em (b) a curva para amostra da série C composta de Py/Ag como elemento constituinte do “sanduíche”. Neste caso, a amostra selecionada foi a C1 com $W_m = 0,25 \text{ mm}$.

4.5 Simulações das Curvas de Magnetização

Nesta seção serão apresentadas algumas simulações de curvas de magnetização para as amostras estudadas. O objetivo destas simulações é encontrar uma configuração energética que possibilite descrever o comportamento magnético das amostras estudadas e posterior uso em cálculos da permeabilidade magnética e magnetoimpedância com os modelos de Spinu e Panina [4]. Para as simulações aqui desenvolvidas assumiu-se que a amostra é composta por n camadas ferromagnéticas empilhadas e desacopladas magneticamente. Foram considerados os seguintes termos para a energia livre ferromagnética: Energia Zeeman, Energia de

Anisotropia Uniaxial, Energia Magnetostática e um termo de Energia de Anisotropia Magnetoelástica. Esta última é representada energeticamente como uma tensão orientada por um vetor que pode ter componentes fora do plano do filme. Este termo é necessário para descrever as tensões internas que surgem durante o crescimento do filme. Se considerarmos que as camadas magnéticas estão desacopladas devido a espessura do metal (Cu ou Ag), esta energia é válida também para as amostras estruturadas na forma de multicamadas e, conseqüentemente, para as amostras na forma de “sanduíche”.

As simulações foram realizadas com um programa desenvolvido na linguagem MATHEMATICA® considerados os termos de energia acima mencionados e assumindo um desvio do eixo fácil em relação ao eixo da amostra, que por sua vez está alinhado com o campo externo seguindo as estruturas de domínio observadas nas amostras ML1, ML2 e ML3 (ver Figura 29).

Na Figura 33 são apresentadas as simulações obtidas para a amostra ML1 para um intervalo de campo de ± 50 Oe. Para obter essas curvas foram fixados os seguintes parâmetros: $M_s = 1030$ emu/cm³, $H_c = 6$ Oe, que conduz a uma constante de anisotropia uniaxial através de $k = (H_K M_s / 2)$. O ângulo entre o campo e o eixo de anisotropia foi de $\varphi_k = 30^\circ$ no plano do filme $\theta_k = 90^\circ$.

Na Figura 34 é mostrada a simulação para a amostra ML2, para cuja obtenção foram utilizados os parâmetros: $M_s = 780$ emu/cm³, $\varphi_k = 44^\circ$, $\theta_k = 90^\circ$ e $H_c = 0,18$ Oe, observa-se uma boa concordância com os dados experimentais.

Na Figura 35 é mostrada a simulação para a amostra ML3, que apresentou a maior anisotropia dentre as multicamadas produzidas, nesta amostra foram utilizadas: $M_s = 780$ emu/cm³, $\varphi_k = 10^\circ$, $\theta_k = 90^\circ$ e $H_c = 1,7$ Oe.

Em todas as curvas apresentadas nesta seção, termos de energia referente a tensões foi considerado com valor de 150 MPa. O objetivo desta interação é incluir nos cálculos algum termo de energia relacionado às tensões internas geradas pelo processo de deposição.

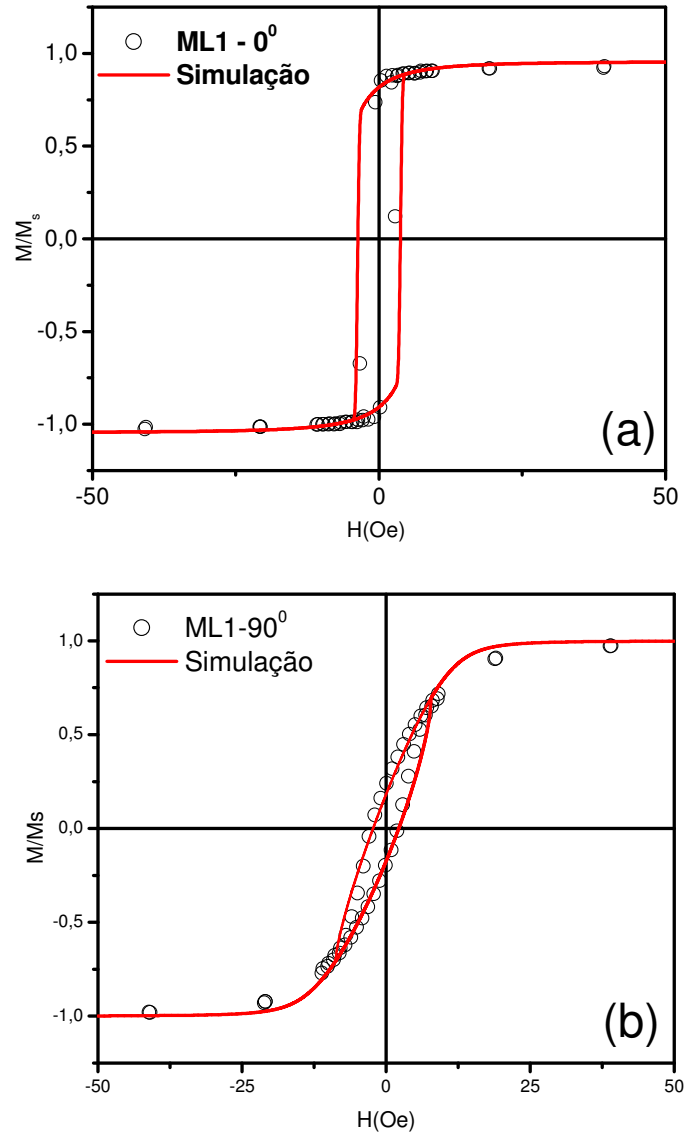


Figura 33: Simulações dos ciclos de histerese para a amostra ML1. Foi utilizado nesta simulação um desvio de 30° para o eixo fácil da amostra. $M_S = 1030 \text{ emu/cm}^3$, $H_c = 6 \text{ Oe}$, $\varphi_k = 30^\circ$, $\theta_k = 90^\circ$. (a) Simulação para a direção longitudinal. (b) Simulação para a direção transversal.

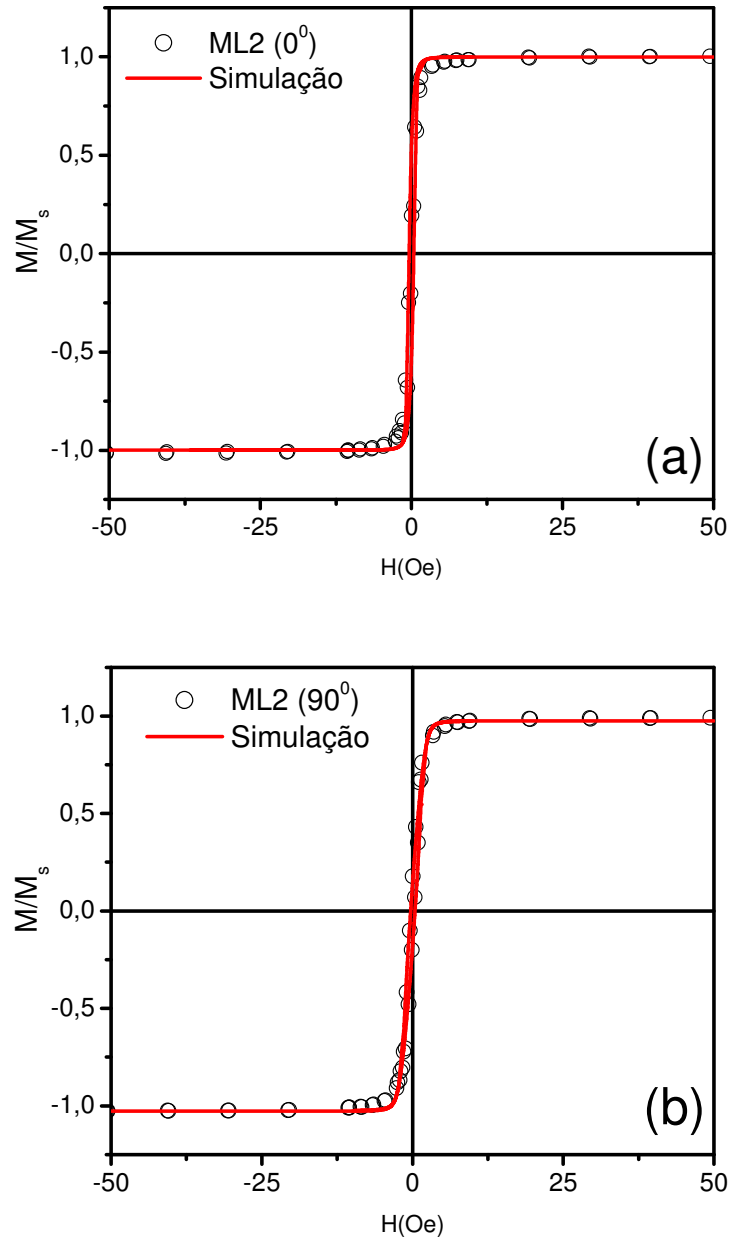


Figura 34: Simulações dos ciclos de histerese para a amostra ML2. Foram utilizados para esta simulação $M_s = 780 \text{ emu/cm}^3$, $H_c = 0,18 \text{ Oe}$, $\varphi_k = 30^\circ$, $\theta_k = 90^\circ$. Campo magnético aplicado no plano do filme $\theta_h = 90^\circ$. (a) Simulação para a direção de fácil magnetização. (b) Simulação para a direção de difícil magnetização.

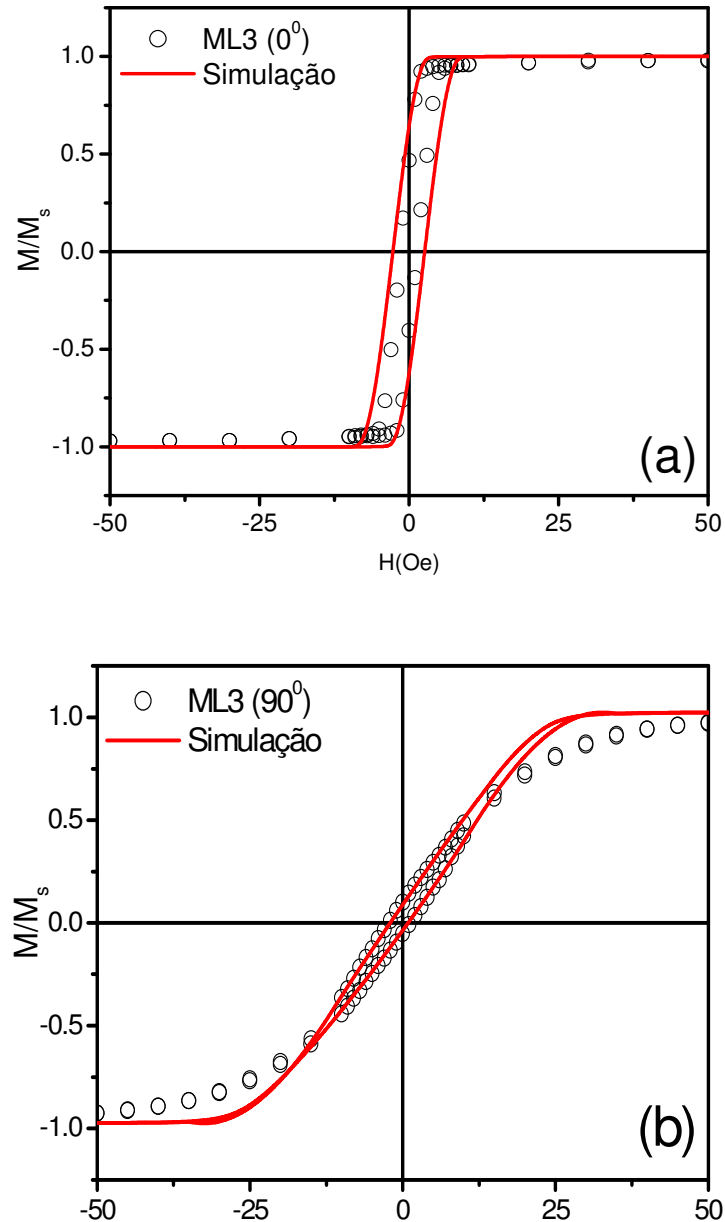


Figura 35: Simulações dos ciclos de histerese para a amostra ML2. Foram utilizados para esta simulação $M_S = 780 \text{ emu/cm}^3$, $H_c = 1,7 \text{ Oe}$, $\varphi_k = 10^\circ$, $\theta_k = 90^\circ$. Campo magnético aplicado no plano do filme $\theta_h = 90^\circ$. (a) Simulação para a direção de fácil magnetização. (b) Simulação para a direção de difícil magnetização.

4.6 Magnetoimpedância: $Z \times H$

A seguir, serão apresentados alguns resultados representativos da MI. Foram escolhidas 3 frequências que possibilitam visualizar a transição entre as faixas de frequências definidas na seção 2.5. A frequência de 100 MHz foi selecionada devido ao fato do valor máximo de MI% ter ocorrido nas vizinhanças desta frequência. As outras duas frequências foram 530 MHz e 1.8 GHz , para as quais foram verificadas evidências de FMR (mudança na estrutura e posição dos picos nas curvas de $Z \times H$). Os resultados serão apresentados e

discutidos conforme as séries de amostras apresentadas na Tabela 1. Serão apresentados e discutidos ainda nesta seção os gráficos de MI_{max} vs. f .

4.6.1 Curvas de $Z \times H$ - Série A

A série “A”, apresentada na Tabela 1, tem como elemento ferromagnético constituinte do “sanduíche” uma multicamada de $[Fe_{73,5}Cu_1Nb_3Si_{13,5}B_9 (10 \text{ nm}) / Cu (1 \text{ nm})] \times 50$ e a camada metálica não magnética de $Cu (1000 \text{ nm})$ com larguras (W_m) que variaram de $0,25-1,0 \text{ mm}$, com o intuito de alterar o fluxo de campo atuante sobre a parte ferromagnética do “sanduíche”. Apesar da tentativa de isolamento com $SiO_2 (300 \text{ nm})$ entre a camada metálica e as multicamadas citadas acima, o isolamento total não ocorreu, possibilitando com que a corrente alternada em altas frequências se concentrasse sobre a multicamada devido ao efeito “skin”. Maiores comentários a respeito deste efeito serão feitos quando os resultados de $MI_{max} \times f$ forem expostos. Para esta série os resultados serão apresentados na seqüência crescente de W_m .

Na Figura 36, é apresentada a parte real e imaginária da impedância da amostra A1 ($W_m = 0,25 \text{ mm}$) em função do campo. Variações consideráveis da impedância com o campo foram observadas para frequências da ordem de MHz. No entanto, para esta faixa de frequências a relação sinal/ruído mostrou-se muito pequena. Esse comportamento é diferente do de uma multicamada sem a inserção da camada metálica não magnética para formação da estrutura de “sanduíche” (ver Figura 27(c)). A inserção desta camada metálica não magnética diminui consideravelmente a resistividade do filme e possibilita o surgimento do efeito magnetointutivo, principal responsável pelo efeito MI neste tipo de estrutura. Como pode ser visto ainda nesta figura, a parte imaginária da impedância para as frequências de 100 MHz e 530 MHz sofreram uma considerável mudança, que inclui o deslocando do pico máximo de $X(H)$, o que caracteriza um efeito magnetointutivo, como mencionado na seção 2.7. Neste caso, a passagem da corrente somente pela camada metálica não magnética induzirá um campo magnético que circulará a parte ferromagnética do “sanduíche” (as multicamadas para este trabalho) alterando assim a configuração magnética da mesma. O reflexo disso nas medidas de MI é a variação da indutância. Para frequências da ordem de GHz, os picos deslocam-se para campos mais elevados e um novo pico invertido surge para campo próximo de zero. Esta característica das curvas evidencia o surgimento da ressonância ferromagnética (FMR), de maneira similar ao observado nas curvas de permeabilidade da Figura 15. Para frequências relativamente baixas, a posição praticamente não muda, de maneira similar ao

verificado teoricamente na Figura 16 onde, tanto a parte imaginária quanto a parte real da impedância apresentam um estrutura de picos duplos associados ao campo de anisotropia H_k . Comparando-se as medidas de MI em função de largura W_m da camada metálica, que faz com que o fluxo magnético seja diferente para cada estrutura, observa-se uma clara mudança no comportamento. As amostras A2 (Figura 37) e a A4 (Figura 39) apresentaram uma estrutura de pico duplo muito bem definida desde frequências baixas.

Para amostras com W_m de $0,25\text{ mm}$ e $0,75\text{ mm}$, a estrutura de picos duplos também esteve presente, porém os picos têm menor intensidade do que nas amostras anteriores. Este efeito pode ser explicado se considerarmos uma melhor distribuição do campo magnético alternado, gerado pela corrente de sonda, sobre a parte ferromagnética do “sanduíche”. Se considerarmos uma distribuição de campo na forma apresentada na Figura 40, a indução de uma permeabilidade transversal ao eixo principal do filme torna-se mais relevante para amostras com W_F e W_m determinados.

O desvio da anisotropia uniaxial com relação ao campo magnético afeta diretamente a faixa de frequência onde o efeito FMR pode ser observado. Como mostrado na Figura 17, um pequeno desvio do eixo de fácil magnetização acarreta o surgimento da FMR somente em frequências altas. Como observado nas Figuras 37 e 39 a FMR para as amostras A2 e A4 surge para frequências da corrente de sonda menores do que o observado nas Figuras 36 e 38 para as amostras A1 e A3, respectivamente. Essa diferença é consequência de um maior volume magnético afetado pelo campo magnético gerado pela corrente de sonda nas amostras A2 e A4.

A camada de SiO_2 não gerou o isolamento elétrico ideal entre os componentes do “sanduíche” devido à baixa espessura depositada. Com isso, variações consideráveis da MI a frequências altas (~GHz) foram observadas em todas as amostras desta série. Dessa forma, pode-se concluir que a corrente de sonda concentrou-se sobre a parte ferromagnética do “sanduíche” devido ao efeito “skin”. Contudo, as propriedades magnéticas observadas nas imagens de domínio e nas medidas de magnetização demonstraram uma anisotropia na direção perpendicular ao eixo principal do filme. Este fato, associado à direção do campo magnético e da corrente durante a medida, implicou no comportamento de picos duplos observado em baixas frequências (ver Figuras 36-39) [34].

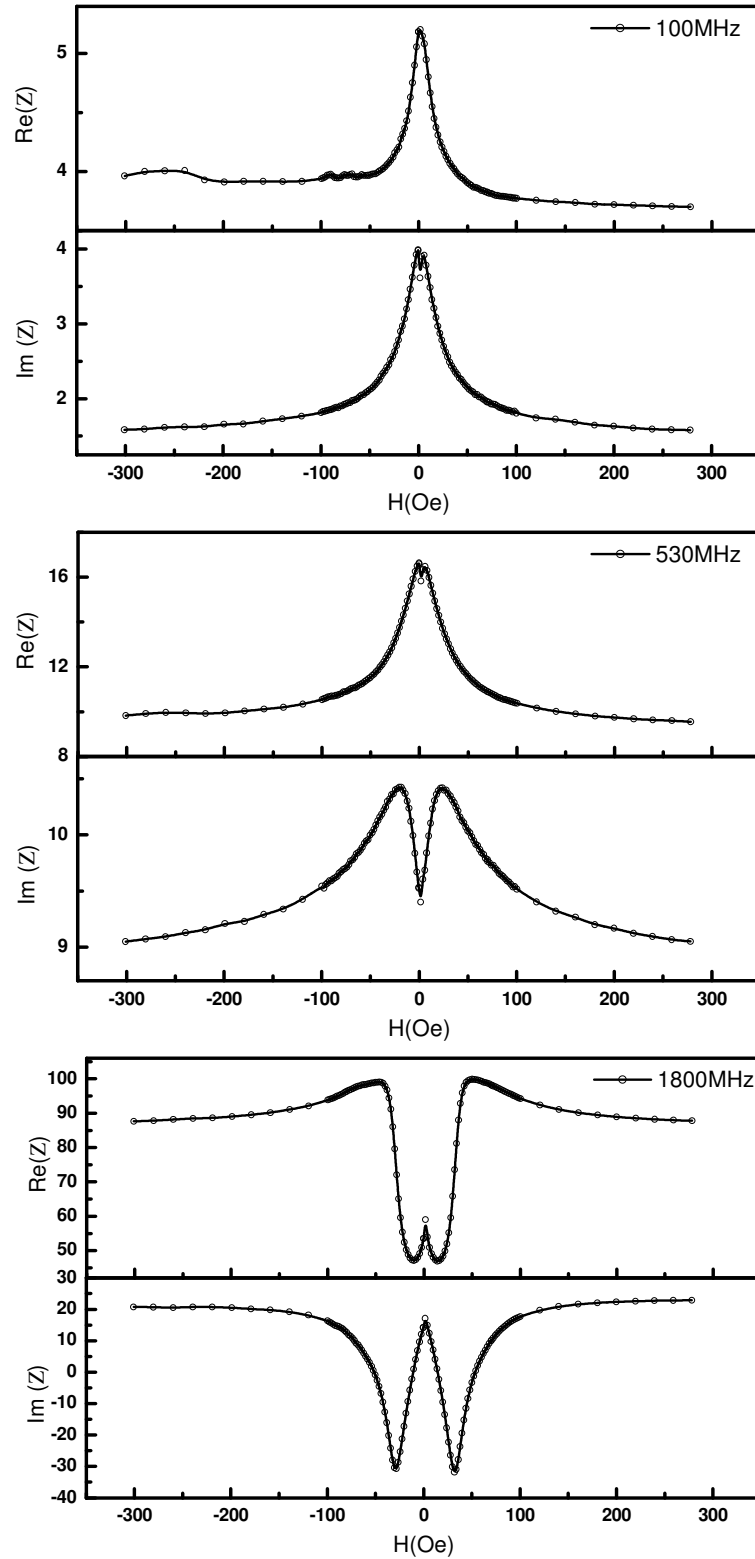


Figura 36: Partes Real e Imaginária da impedância da amostra “A1” para três diferentes frequências da corrente de sonda. 100, 530, 1800 MHz. As características da amostra são $W_m = 0,25 \text{ mm}$, $W_F = 2 \text{ mm}$.

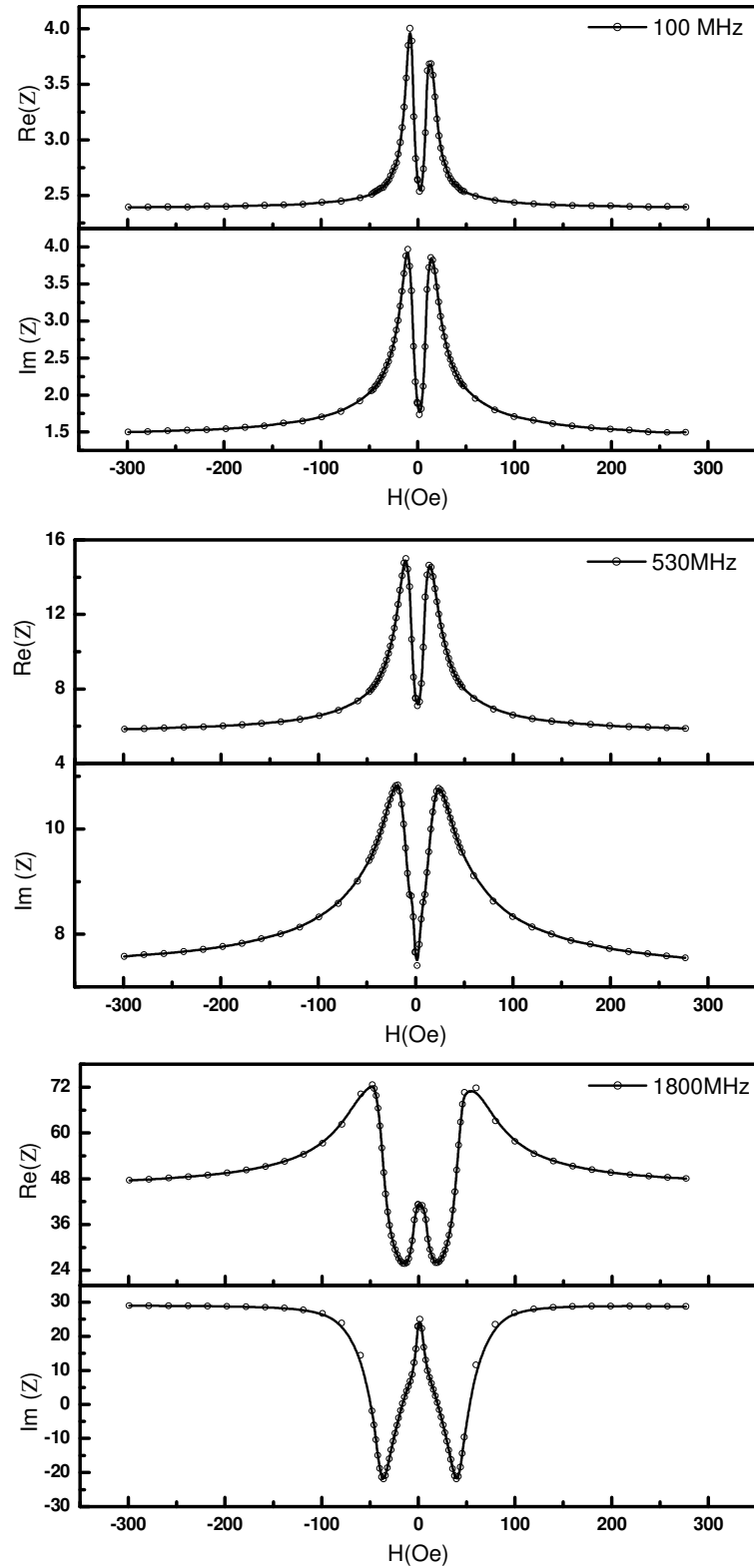


Figura 37: Partes Real e Imaginária da impedância da amostra “A2” para três diferentes frequências da corrente de sonda. 100, 530, 1800 MHz. As características da amostra são $W_m = 0,5 \text{ mm}$, $W_F = 2 \text{ mm}$.

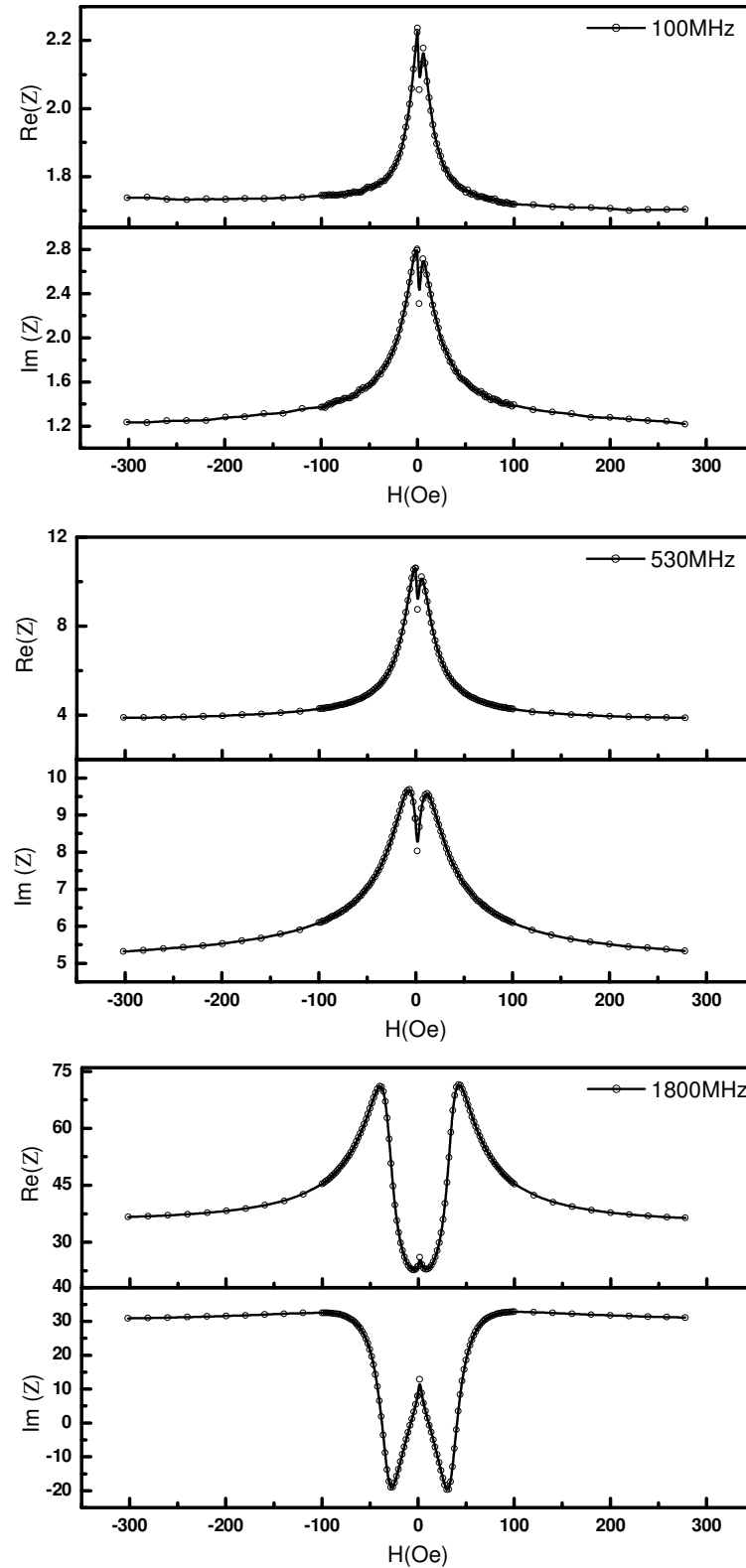


Figura 38: Partes Real e Imaginária da impedância da amostra “A3” para três diferentes frequências da corrente de sonda. 100, 530, 1800 MHz. As características da amostra são $W_m = 0,75 \text{ mm}$, $W_F = 2 \text{ mm}$.

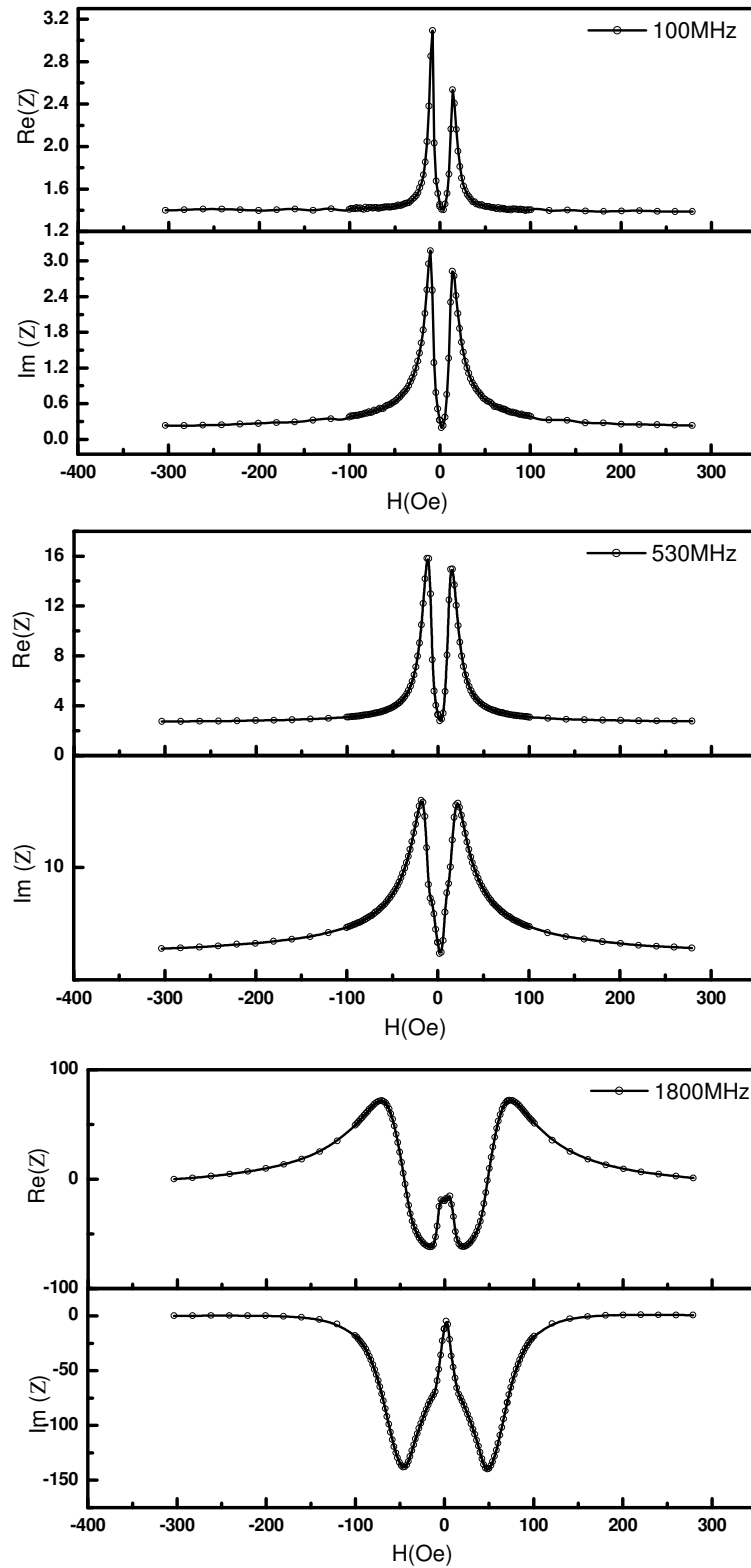


Figura 39: Partes Real e Imaginária da impedância da amostra “A4” para três diferentes frequências da corrente de sonda. 100, 530, 1800 MHz. As características da amostra são $W_m = 1$ mm, $W_F = 2$ mm.

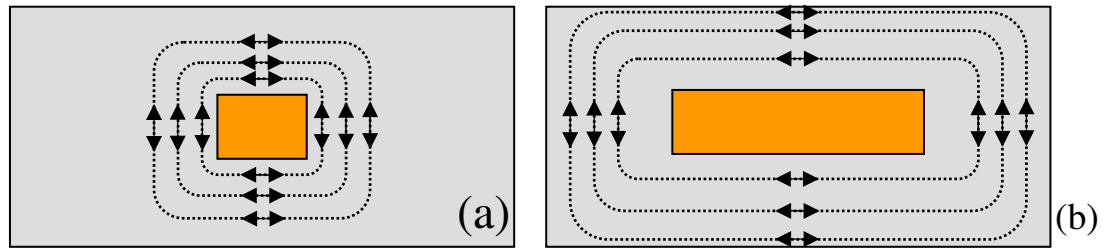


Figura 40: Representação da seção transversal do “sanduíche” com a parte em cinza representando as multicamadas e a parte em laranja representando a camada metálica não magnética (Cu ou Ag). As linhas pontilhadas representam o campo magnético alternado, gerado pela corrente de sonda. (a) o campo alternado não altera as propriedades magnéticas de uma boa parte das multicamadas. (b) O campo magnético tem alcance sobre todo o volume da multicamada.

4.6.2 Curvas de $Z \times H$ - Série B

Na série “B”, o material ferromagnético utilizado foi o $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ (Py), compondo uma multicamada $[\text{Py}(10 \text{ nm})/\text{Cu}(1 \text{ nm})] \times 50$, e a camada metálica central utilizada foi uma camada simples de Cu (1000 nm). Quando a multicamada foi estruturada com Cu como metal não magnético, as amostras não apresentaram uma anisotropia definida como na multicamada ML1, o que afetou consideravelmente os resultados de MI. A principal mudança é que a FMR tornou-se evidente somente para frequência da corrente de sonda da ordem de GHz. A forma das curvas para esta série não apresentou características marcantes quando a largura W_m foi variada. Com exceção da amostra B4 ($W_m = 1 \text{ mm}$), que visivelmente apresentou um maior desvio entre a direção da anisotropia e o campo magnético aplicado se comparada as outras amostras dessa série. Novamente, as variações consideráveis no efeito MI estão associadas à parte imaginária da impedância, ou seja, são causadas pelo efeito magnetoindutivo. A falta de uma anisotropia magnética bem definida implicou em uma estrutura de pico simples para uma grande faixa de frequências, diferentemente da série A. Em frequências altas foi observada a FMR que levou ao desdobramento do pico de MI, evidenciando novamente que a corrente de sonda concentrou-se na parte ferromagnética do “sanduíche” devido ao efeito “skin”. Para esta faixa de frequências, o comportamento de MI foi o mesmo encontrado em estudos anteriores de multicamadas Py/Cu [70]. A Figura 41 mostra as partes Real e Imaginária da impedância da amostra com $W_m = 0,25 \text{ mm}$ para as frequências 100MHz , 530MHz e 1800MHz . Observa-se uma estrutura de pico simples para a parte Real da impedância até uma frequência de 530 MHz . Em altas frequências, como já mencionado, a FMR é o principal mecanismo responsável pela variação da impedância, o que está associado ao surgimento dos

picos duplos nas curvas de $Z \times H$. O mesmo comportamento é observado para as medidas feitas com $W_m = 0,5 \text{ mm}$ (Figura 42), $W_m = 0,75 \text{ mm}$ (Figura 43) e $W_m = 1 \text{ mm}$ (Figura 44).

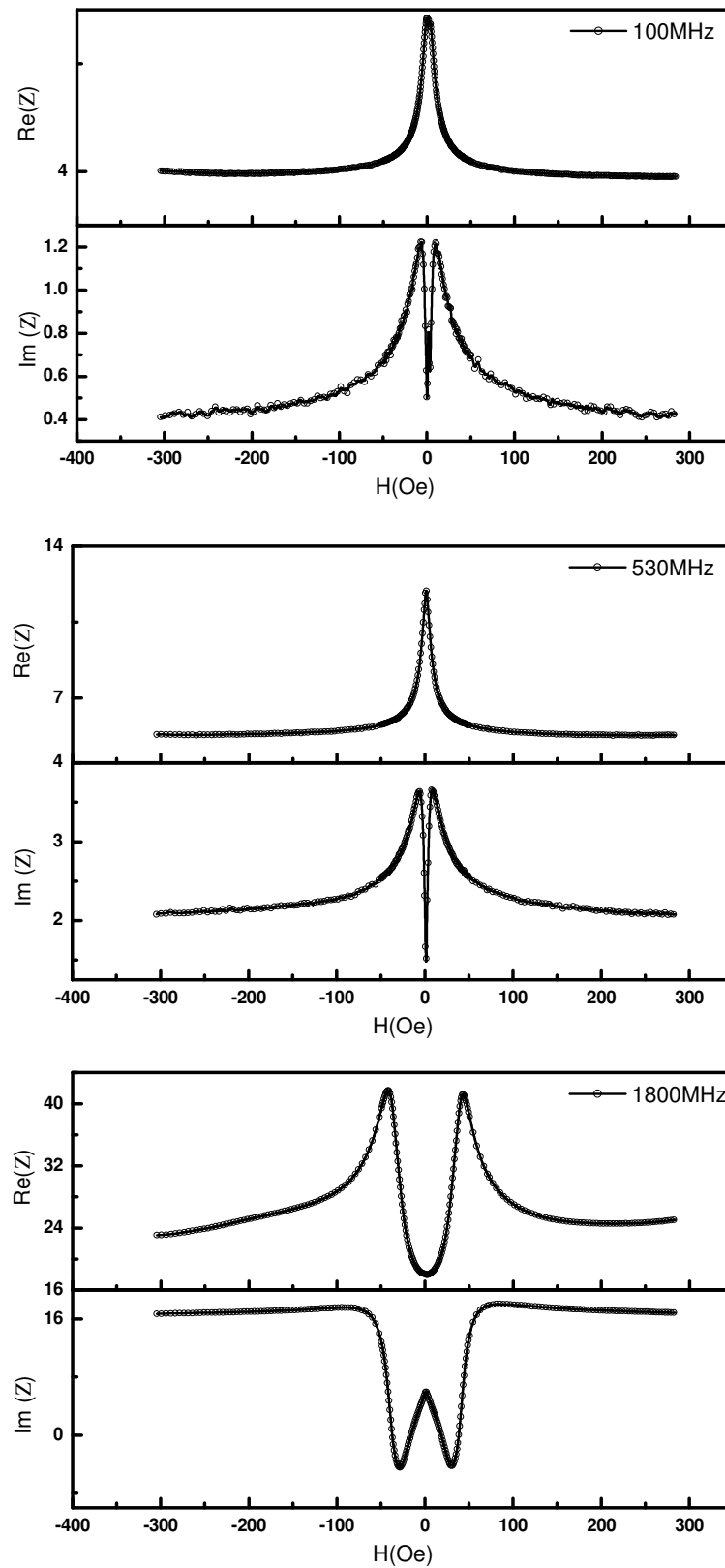


Figura 41: Partes real e imaginária da impedância para a amostra B1 para frequências de 100, 530 e 1800 MHz com as dimensões de $W_F = 2 \text{ mm}$ e $W_m = 0,25 \text{ mm}$.

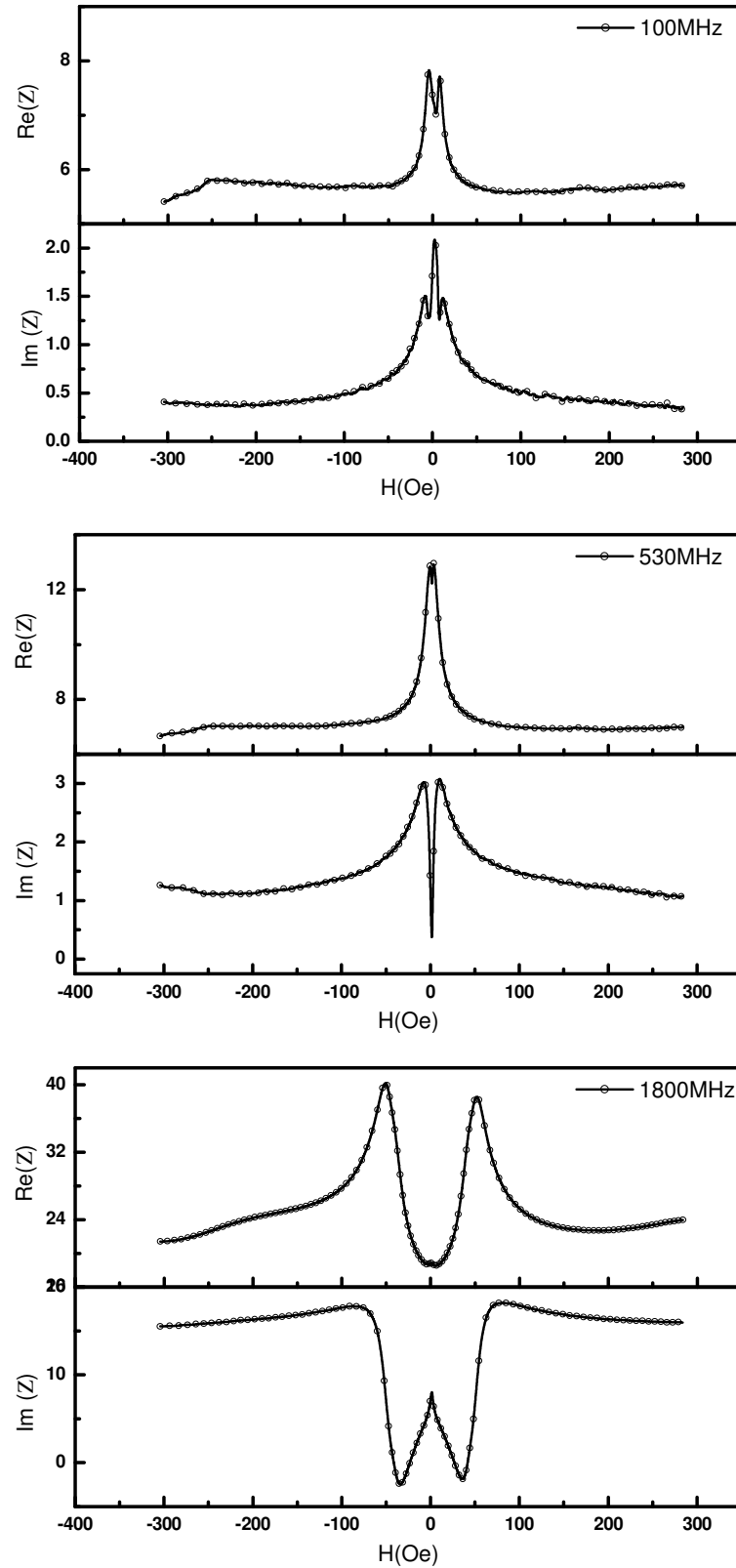


Figura 42: Partes real e imaginária da impedância para a amostra B2 para frequências de 100, 530 e 1800 MHz com as dimensões de $W_F = 2 \text{ mm}$ e $W_m = 0,5 \text{ mm}$.

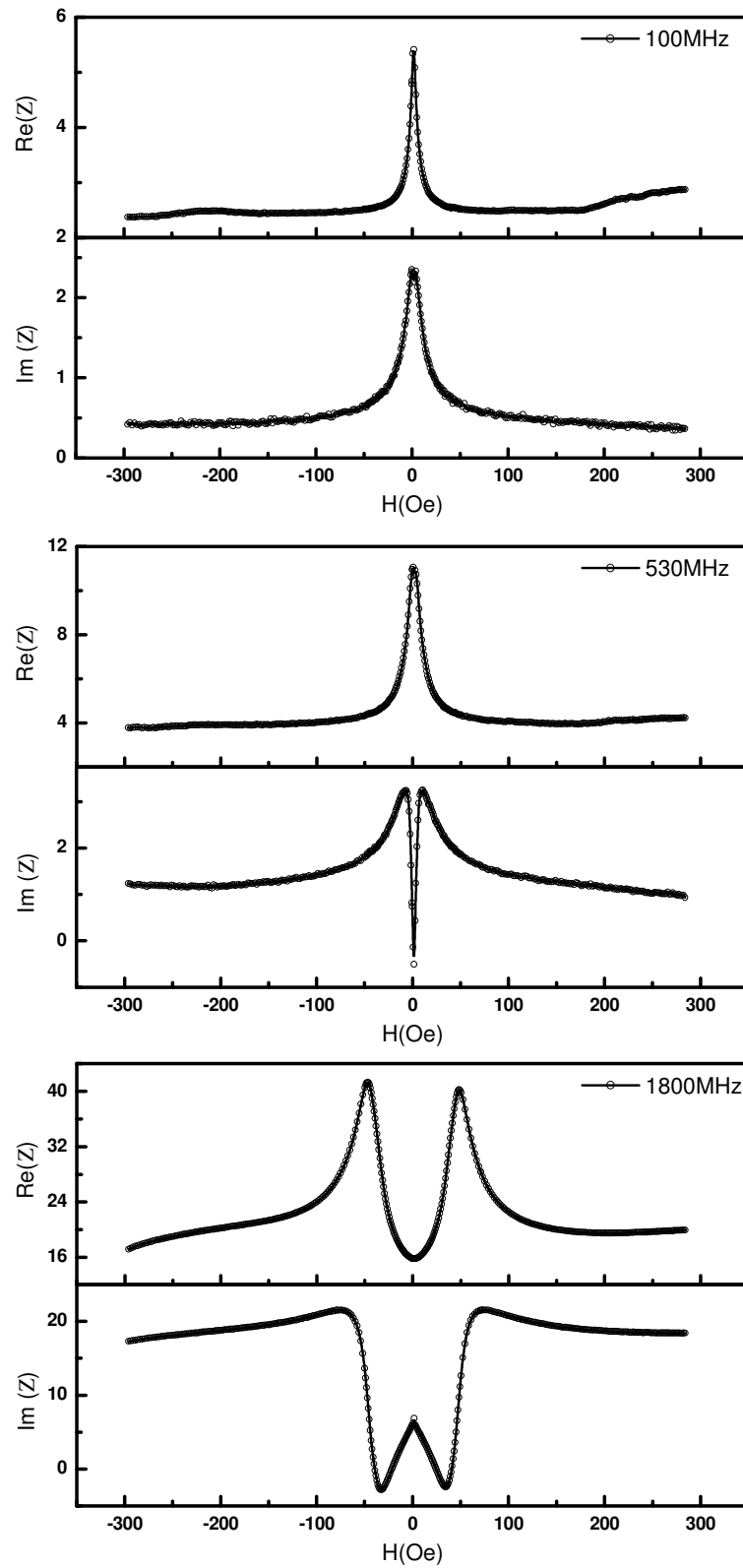


Figura 43: Partes real e imaginária da impedância para a amostra B3 para frequências de 100, 530 e 1800 MHz com as dimensões de $W_F = 2 \text{ mm}$ e $W_m = 0,75 \text{ mm}$.

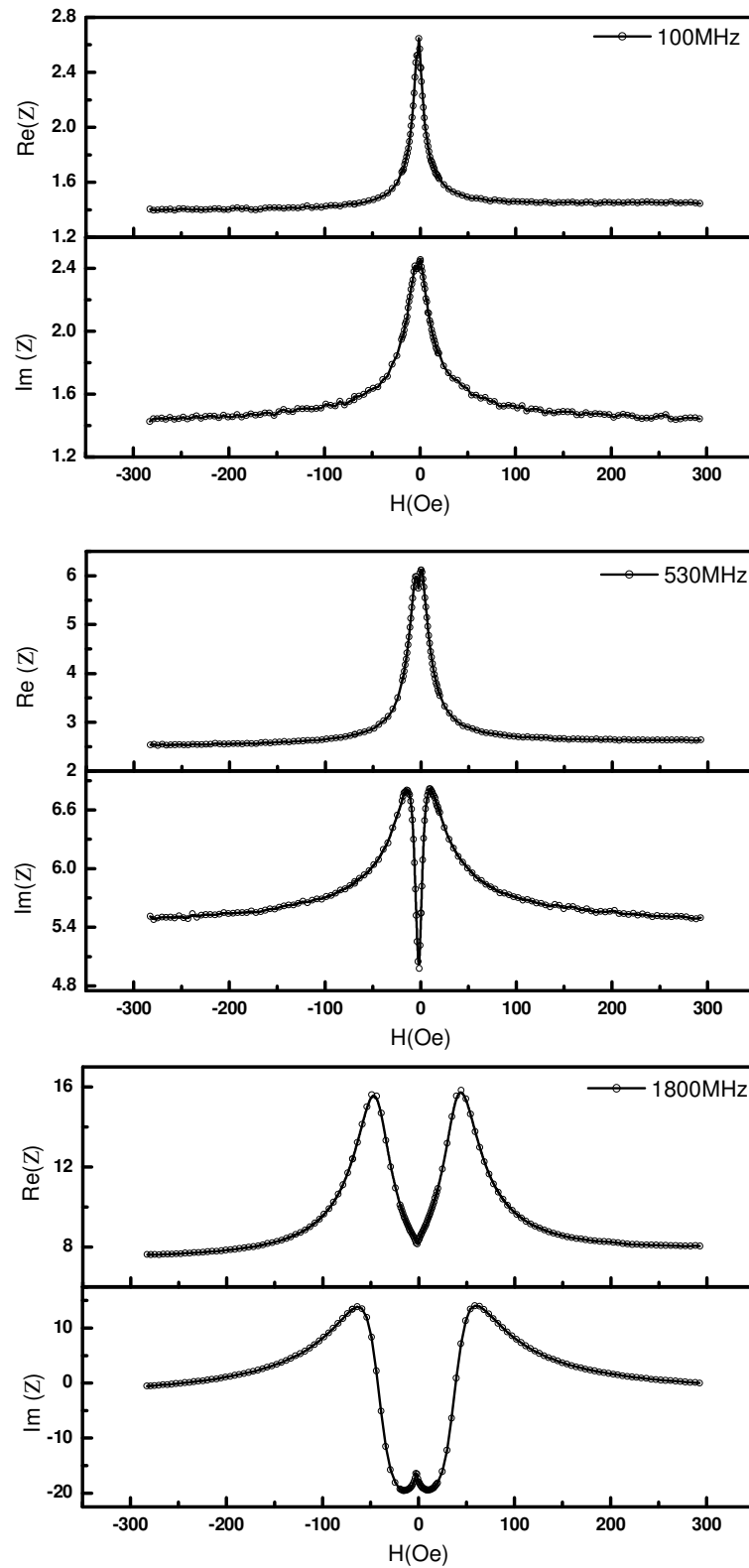


Figura 44: Partes real e imaginária da impedância para a amostra B4, para frequências de 100, 530 e 1800 MHz com as dimensões de $W_F = 2 \text{ mm}$ e $W_m = 1 \text{ mm}$.

4.6.3 Curvas de $Z \times H$ - Série C

A série “C” de amostras foi estruturada com multicamada de [Py (10 nm) /Ag (2,5 nm)] \times 50 e camada metálica central não magnética de Ag (1000 nm) com larguras W_m variando na faixa 0,25-1 mm. As medidas de magnetização para estas amostras (Figura 32) evidenciam uma forte anisotropia na direção perpendicular à direção do eixo principal do “sanduíche”. Esta anisotropia levou ao surgimento de uma estrutura de duplo pico desde frequências baixas. Como observado na Figura 45 já para a medida a 100 MHz esta estrutura já estava completamente definida. A Figura 45 mostra as medidas de R e X para a amostra com $W_m = 0,25$ mm nas três frequências determinadas anteriormente. Na Figura 46 estão mostrados os resultados de MI para a amostra com $W_m = 0,5$ mm. Por fim, nas Figura 47 e Figura 48 são mostrados as curvas de MI para as amostras com largura $W_m = 0,75$ mm e $W_m = 1$ mm ,respectivamente.

A forma como os picos da parte imaginária se apresentaram em altas frequências é característica de amostras com pequena dispersão de anisotropia magnética, como pode ser visto nas curvas calculadas na Figura 20.

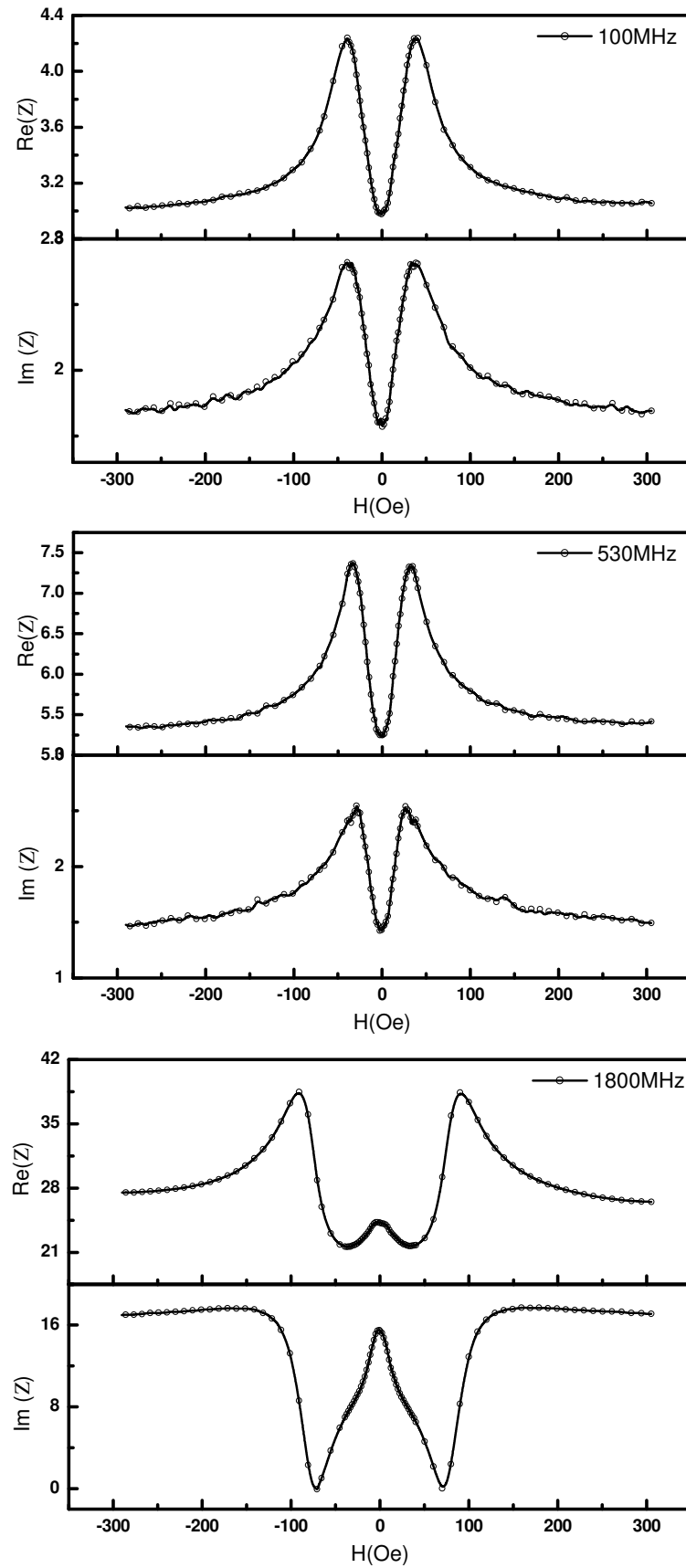


Figura 45: Partes real e imaginária da impedância para a amostra C1, para frequências de 100, 530 e 1800 MHz com as dimensões de $W_F = 2 \text{ mm}$ e $W_m = 0,25 \text{ mm}$.

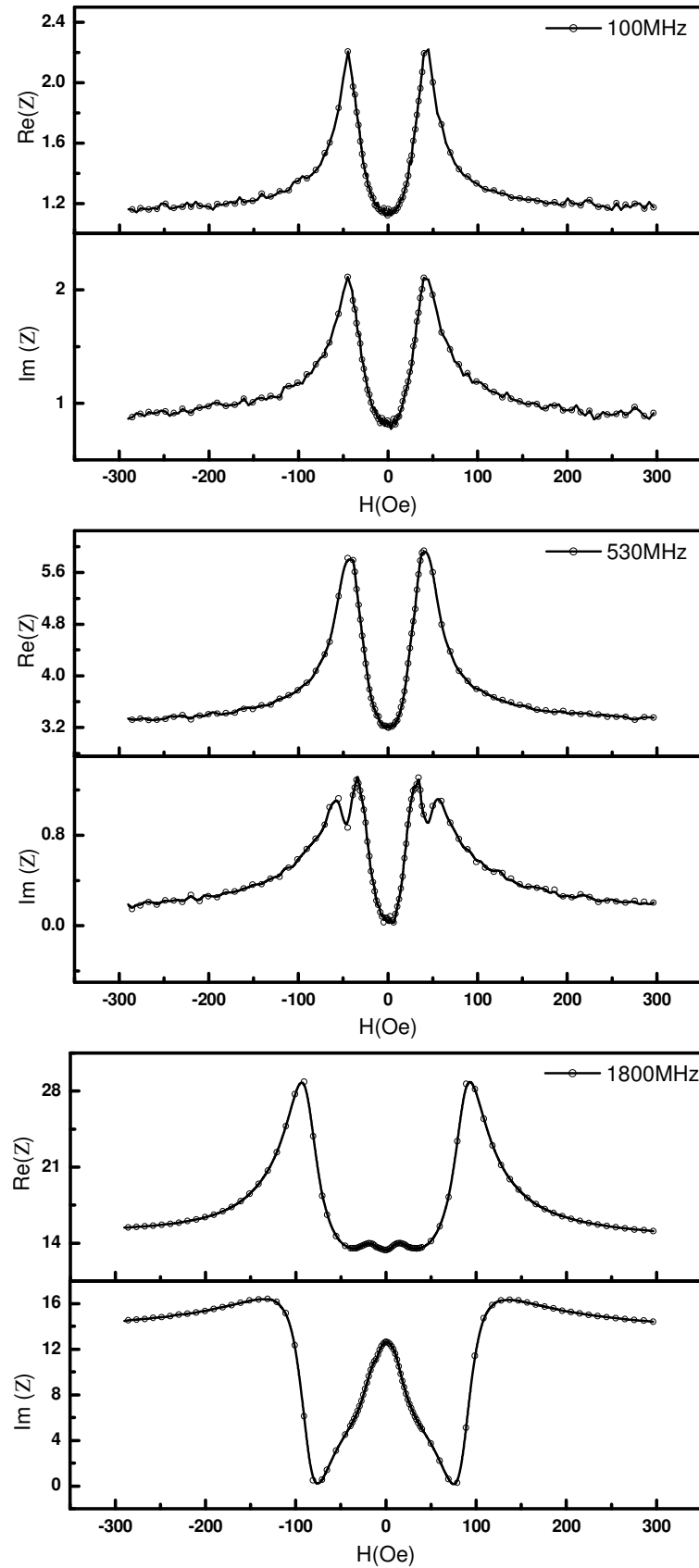


Figura 46: Partes real e imaginária da impedância para a amostra C2, para frequências de 100, 530 e 1800 MHz com as dimensões de $W_F = 2 \text{ mm}$ e $W_m = 0,5 \text{ mm}$.

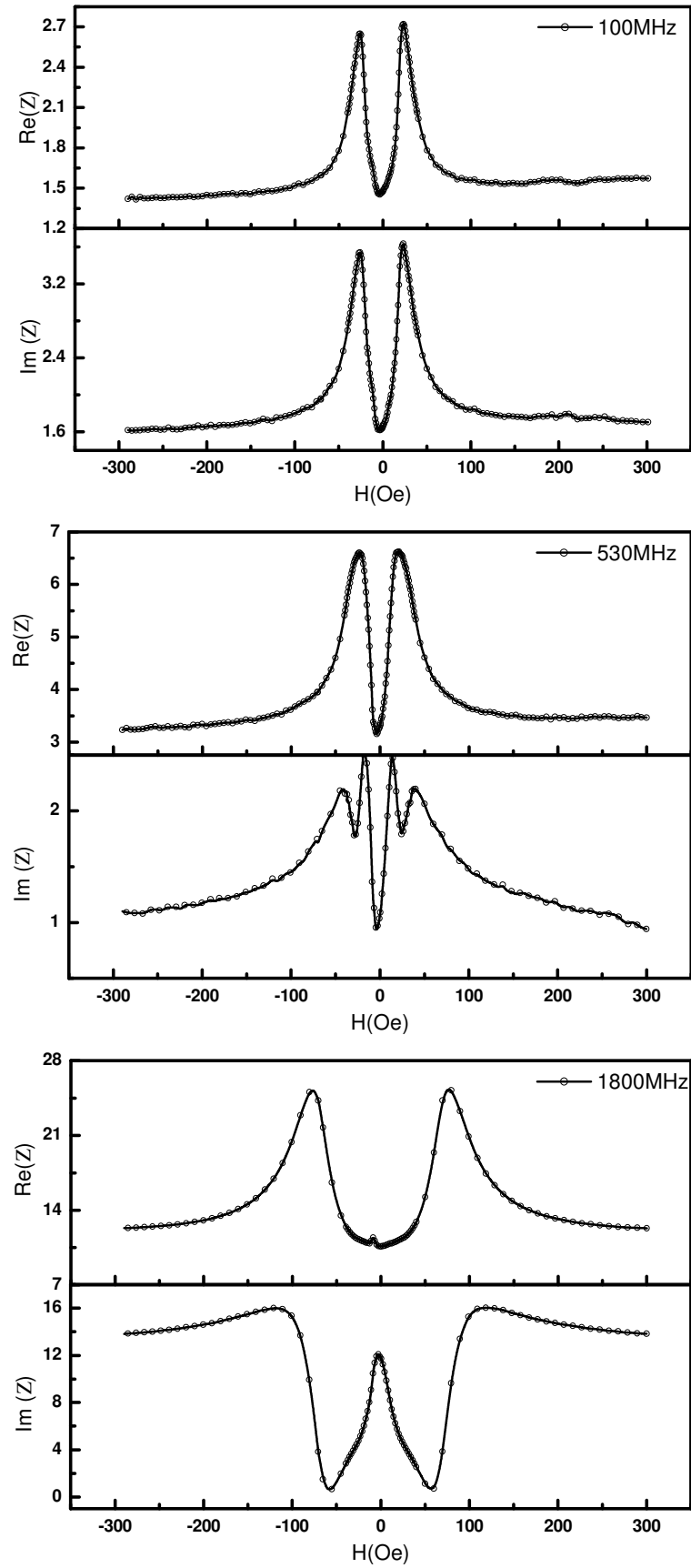


Figura 47: Partes real e imaginária da impedância para a amostra C3, para frequências de 100, 530 e 1800 MHz com as dimensões de $W_F = 2$ mm e $W_m = 0,75$ mm.

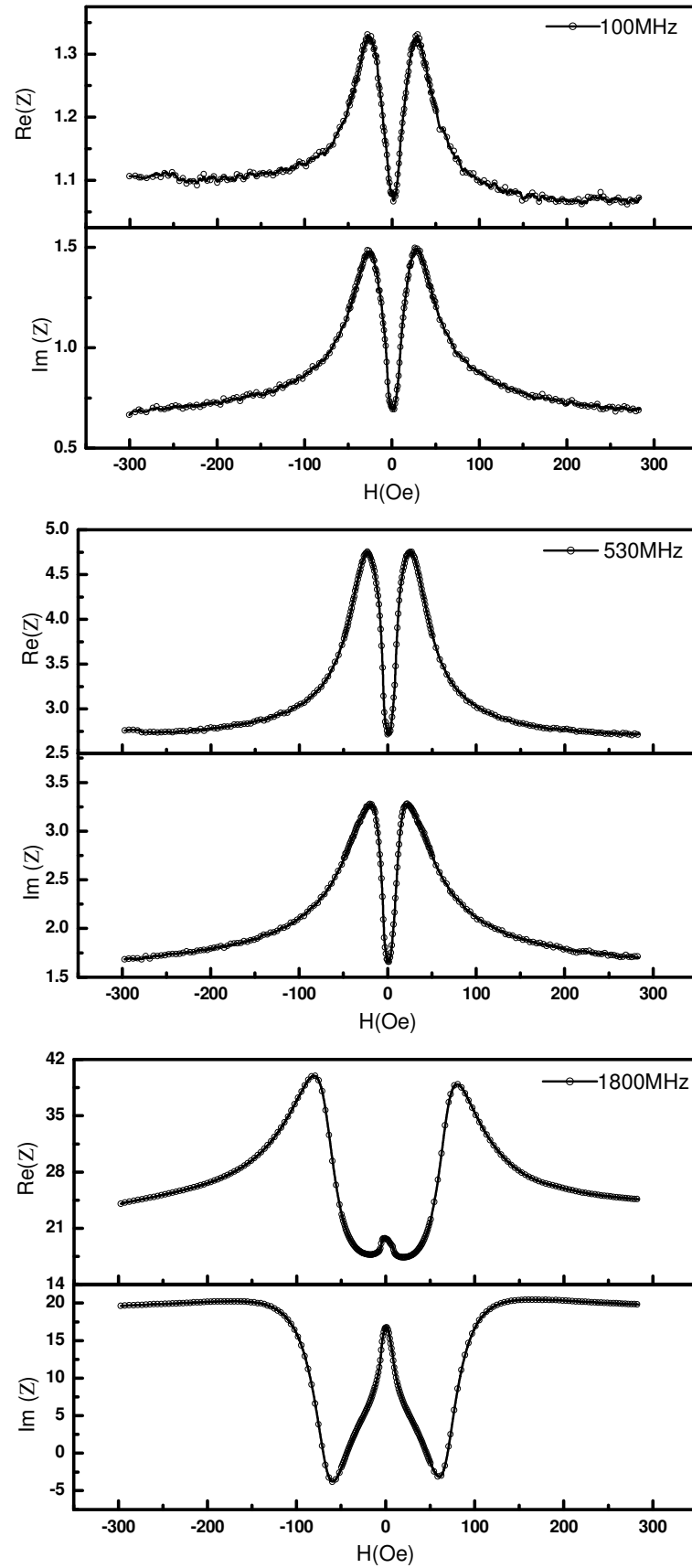


Figura 48: Partes real e imaginária da impedância para a amostra C4, para frequências de 100, 530 e 1800 MHz com as dimensões de $W_F = 2 \text{ mm}$ e $W_m = 1,0 \text{ mm}$.

4.7 Curvas $MI\%_{\max} \times f$

A seguir são mostrados os resultados de $MI\%_{\max} \times f$ para cada série de amostras em função de W_m . Com estes gráficos pretende-se mostrar a influência da largura da camada metálica não magnética central sobre a $MI\%_{\max}$ em cada série de amostra, além de apresentar os maiores valores percentuais alcançados. Como explicado na Seção 2.8, a razão entre as condutividades elétricas dos materiais que compõem o “sanduíche” (σ_1/σ_2) é um parâmetro que influencia consideravelmente os resultados encontrados. Um valor pequeno desta razão leva à máximos menores e eleva a frequência onde estes máximos acontecem. Por outro lado, um grande valor da razão gera variações percentuais máximas maiores e em frequências menores [3]. Este comportamento será discutido nas próximas subseções.

4.7.1 Curvas de $MI\%_{\max} \times f$ - Série A

Os resultados de $MI\%_{\max} \times f$ para série “A” de amostras são apresentados na Figura 49. Observou-se que a $MI\%_{\max}$ alcançou valores de até 220 % para a amostra com $W_m = 1 \text{ mm}$ em frequências de aproximadamente 300 MHz. Para as amostras com $W_m = 0,5 \text{ mm}$ e $W_m = 0,25 \text{ mm}$ os máximos valores foram de 100 % e 60 % , respectivamente, a uma frequência de 200 MHz. O comportamento observado, de serem obtidos maiores valores percentuais para as amostras para $W_m = 1 \text{ mm}$, está de acordo com a proposta sobre o efeito do fluxo magnético sobre as multicamadas que compõe o “sanduíche” (ver Figura 40). Para realizar uma análise mais detalhada dos valores de $MI\%_{\max}$, deve-se recorrer à razão entre as condutividades σ_1/σ_2 . Se lembrarmos que a multicamada que forma este “sanduíche” contém uma camada de Cu (1 nm), separando camadas de 10 nm de material ferromagnético, a condutividade da mesma é aumentada consideravelmente e se aproxima da condutividade da camada metálica não magnética, ou seja, o próprio Cu. A consequência disso, de acordo com as previsões do modelo de Panina [3], é que a amplitude dos máximos diminua e que as posições dos mesmos se desloquem em direção a frequências maiores.

Contudo, estes máximos valores não ocorreram na forma de um pico agudo em uma frequência determinada e sim na forma de um patamar que se estendeu por uma grande faixa de frequências. Este comportamento foi uma consequência da sobreposição do pico proveniente do efeito magnetointutivo e do pico derivado da FMR para estas amostras. Esta

característica possibilita a utilização deste tipo de estrutura na confecção de sensores de campo magnético que funcionariam, por exemplo, com o mesmo desempenho para uma gama grande de frequências. O comportamento é completamente diferente de filmes estruturados na forma de multicamadas (sem a estrutura de sanduíche), cuja curva de $MI\%_{max} \times f$ apresenta um pico agudo localizado em frequências elevadas.

É importante, para se ter idéia da dimensão deste resultado, comparar as de $MI\%_{max}$ de amostras sanduichadas com as multicamadas não estruturadas. A Figura 50 mostra as curvas de $MI\%_{max} \times f$ para as amostras ML1 e ML3 produzidas neste trabalho. A comparação das curvas das Figura 49 e Figura 50 evidencia o deslocamento dos valores máximos de $MI\%$ para frequências muito abaixo da frequência típica deste máximo em multicamadas. Com esta análise também podemos associar os picos ocorridos na frequência de 1.3 GHz (indicado por setas na Figura 49) para a série “A” com o surgimento da FMR.

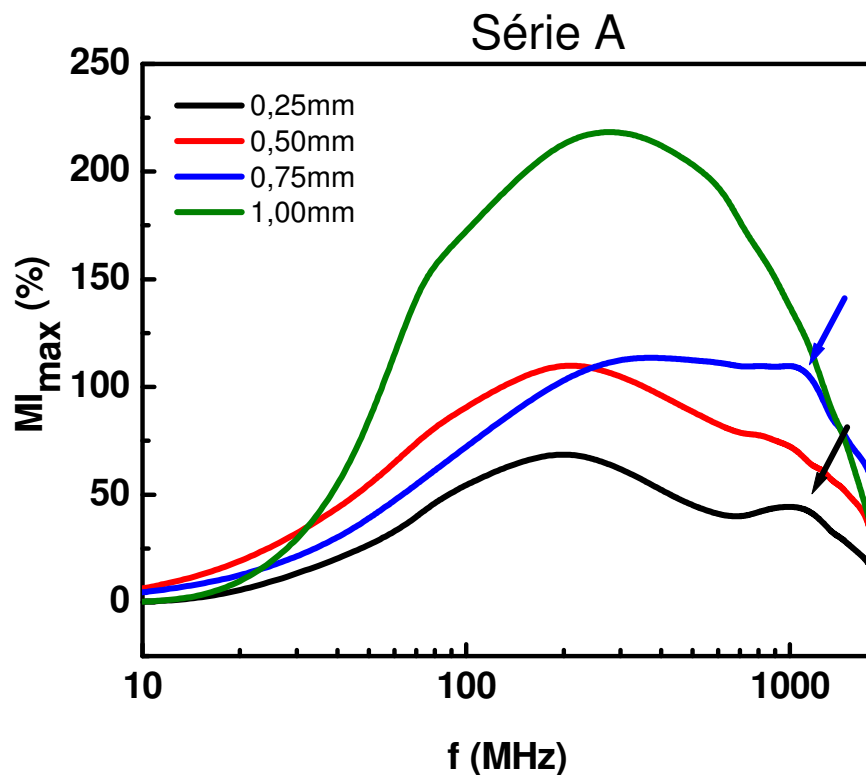


Figura 49: MI_{max} vs. f para a série “A” e diferentes larguras do camada metálica (Cu neste caso). Maiores valores percentuais alcançados de 220 % para a amostra com $W_m = 1 \text{ mm}$.

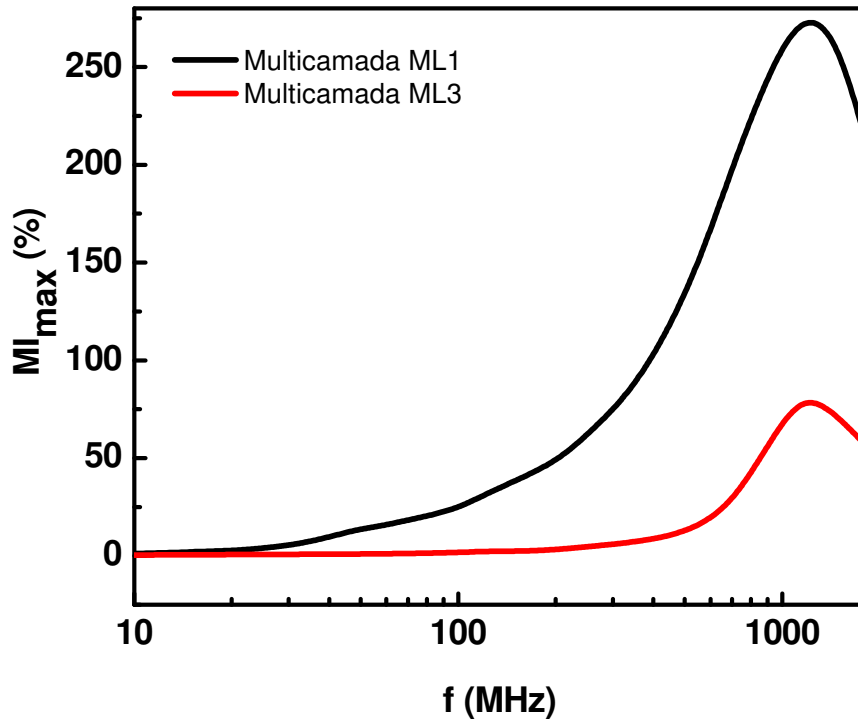


Figura 50: MI_{max} vs. f para as multicamadas ML1(linha preta) e ML3(linha vermelha) produzidas para este trabalho. Os maiores valores de MI ocorreram a uma frequência de aproximadamente 1.3 GHz.

4.7.2 Curvas de $MI\%_{max} \times f$ – Série “B”

A série “B” apresentou um comportamento similar ao encontrado para série “A” no que diz respeito à dependência de $MI\%_{max}$ com a largura W_m , ou seja, com o fluxo do campo magnético alternado gerado pela corrente de sonda. Os maiores valores de $MI\%_{max}$ foram obtidos para a amostra com $W_m = 1 \text{ mm}$. Diferentemente do observado na série A estes máximos ocorreram para frequência de 500MHz como mostrado na Figura 51. Foram observado valores de 210 % para a amostra com $W_m = 1 \text{ mm}$ e cerca de 170 % para a amostra com $W_m = 0,75 \text{ mm}$. A curva para amostra com $W_m = 0,25 \text{ mm}$ evidenciou, novamente e agora em mais detalhes, os dois regimes responsáveis pelas variações de MI: Um pico em cerca de 65 MHz e um pico por volta de 600 MHz com amplitude próxima de 100 %. O pico a 65 MHz reflete a dependência da MI com a razão entre as condutividades dos materiais que compõem o “sanduíche” ($\sigma_{cu} = 48,1 \times 10^3 (\Omega cm)^{-1}$ e $\sigma_{py} = 7,3 \times 10^3 (\Omega cm)^{-1}$). Os valores percentuais menores observados nesta amostra podem ser associados a menor anisotropia efetiva.

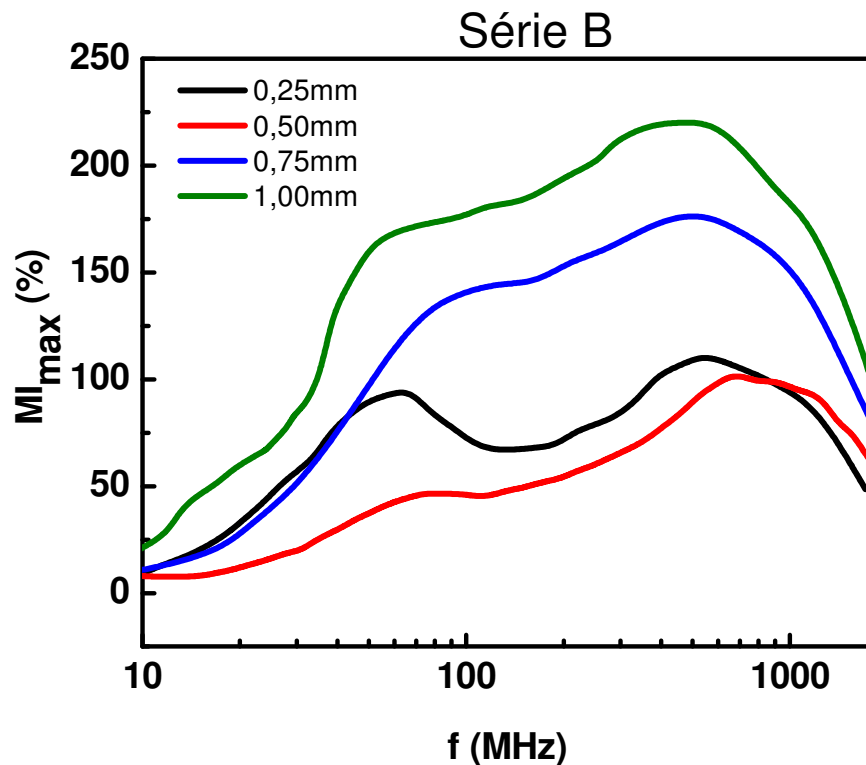


Figura 51: MI_{\max} vs. f para a série “B” que tem como elemento ferromagnético constituinte do “sanduíche” uma estrutura de $[Py(10\text{ nm})/Cu(1\text{ nm})] \times 50$.

4.7.3 Curvas de $MI_{\max} \times f$ – Série “C”

As amostras da série “C” apresentam a menor razão entre as condutividades (σ_1/σ_2) por serem estas amostras serem estruturada uma espessura maior de Ag do que as espessuras de Cu usadas nas séries “A” e “B”. A Figura 52 sintetiza os resultados obtidos para esta série que apresentou os menores valores de $MI\%_{\max}$ (menores do que 120%). Entretanto, nesta série as curvas mostram claramente a separação dos efeitos responsáveis pela variação da impedância neste tipo de estrutura. Para todas as larguras de W_m um pico característico de efeito magnetoindutivo (a cerca de 100 MHz) e outro característico de FMR (a cerca de 1.2 GHz) ficaram evidentes. A forte anisotropia observada nas medidas de magnetização se refletiu nas curvas de $Z \times H$ com a estrutura de duplo pico, e auxiliou na elevação dos valores de $MI\%_{\max}$. Para comprovar que o pico em 1.2 GHz é devido à concentração da corrente de sonda sobre a parte ferromagnética do “sanduíche” foram realizadas medidas adicionais na amostra ML3 (multicamada de Py/Ag). A Figura 53 mostra uma comparação direta entre as medidas realizadas com a amostra ML3 e com a amostra C1, em destaque, são indicados os picos associados à FMR nas duas estruturas. O pequeno deslocamento do pico da amostra C1

está associado à maior anisotropia nas multicamadas, fato corroborado pelas curvas de magnetização.

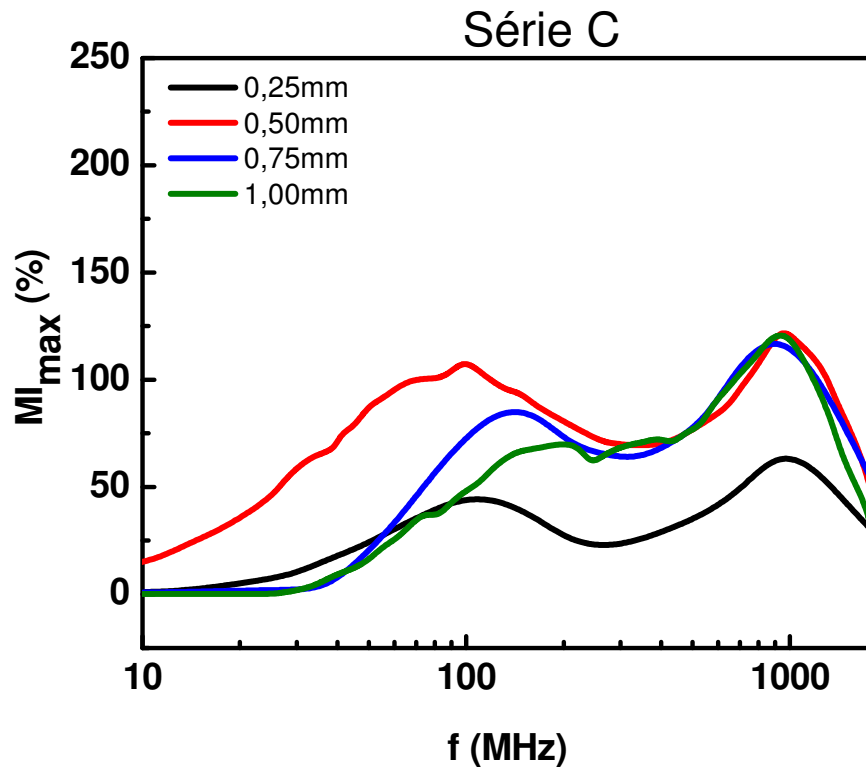


Figura 52: MI_{max} vs. f para a série “C”, onde observa-se claramente os picos referentes a magnetoindutância (~ 100 MHz) e os picos comandados pela FMR (~ 1.2 GHz).

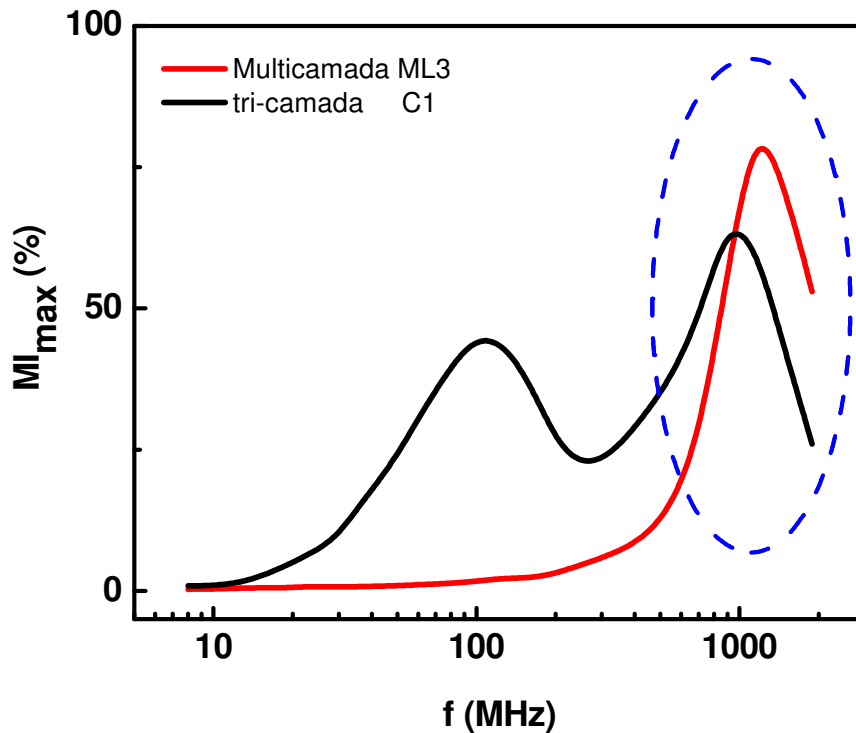
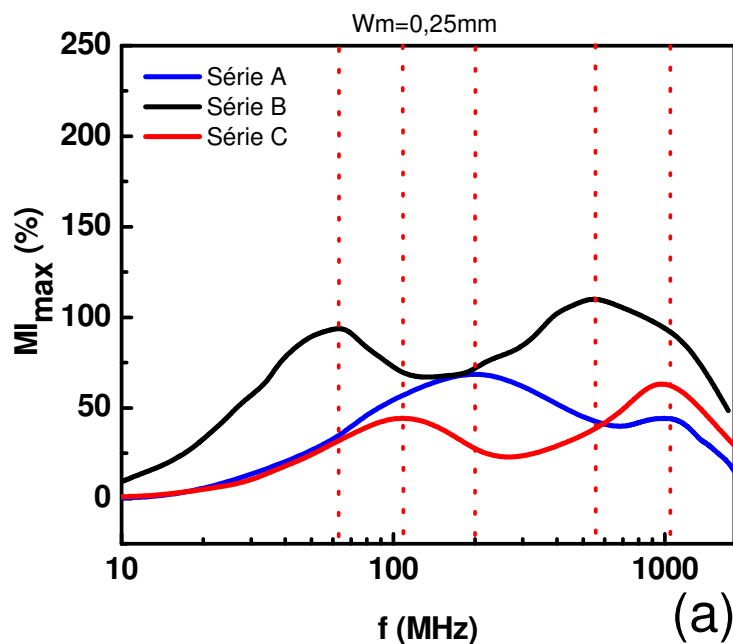


Figura 53: Esta figura mostra o comportamento de MI_{max} vs. f para uma multicamada e uma amostra estruturada na forma de “sanduíche”, mostrando os diferentes comportamentos e salientando o efeito FMR presente no “sanduíche” na mesma região onde ocorre com a multicamada ML3.

4.8 $MI\%_{\max} \times f$ – Efeito da largura da camada central não magnética.

Um dos objetivos deste trabalho foi estudar a possibilidade de sintonia em frequência dos valores de MI_{\max} para diferentes elementos ferromagnéticos constituintes do “sanduíche”. Algumas discussões a respeito deste tópico já foram realizadas na seção 4.7. Na presente seção será apresentada a comparação entre as séries agrupando-se as amostras com o mesmo W_m . A perspectiva inicial é que, para diferentes elementos ferromagnéticos ou multicamadas constituintes do “sanduíche”, os máximos valores percentuais da MI seriam deslocados com a razão σ_1/σ_2 . Com isso, torna-se possível estruturar amostras com valores máximos de $MI\%_{\max}$ em frequências pré-estipuladas para a utilização em dispositivos eletrônicos. Na Figura 54(a) observa-se que para a amostra com $W_m = 0,25 \text{ mm}$ (ver Figura 54a), é possível identificar 5 máximos em diferentes frequências e com diferentes amplitudes como indicado pelas linhas tracejadas. Já na Figura 54b correspondente a largura de $W_m = 0,5 \text{ mm}$ quatro máximos foram identificados para diferentes frequências. Na Figura 55 são mostrados os gráficos para as séries com $W_m = 0,75 \text{ mm}$ e $W_m = 1 \text{ mm}$.



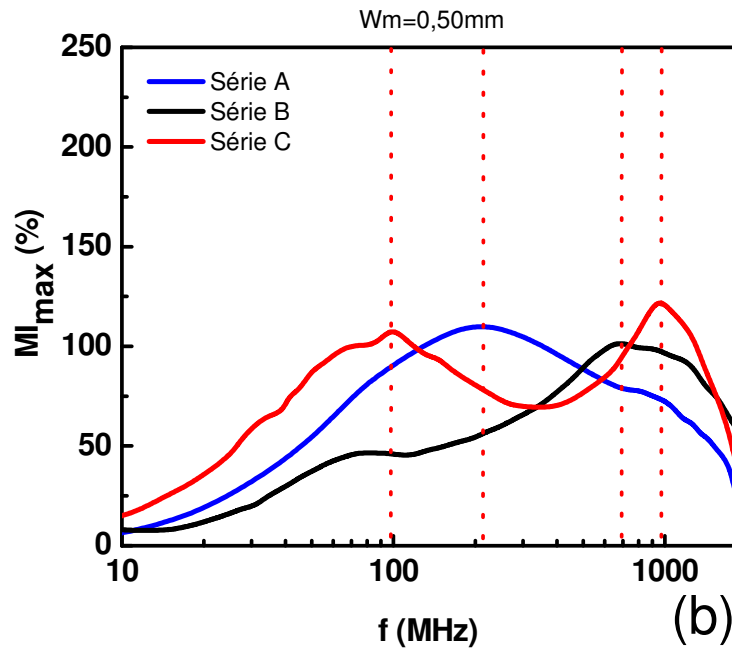


Figura 54: MI_{\max} para as séries produzidas neste trabalho com. (a) $W_m = 0,25 \text{ mm}$. (b) $W_m = 0,5 \text{ mm}$.

Na Figura 55a ($W_m = 0,75 \text{ mm}$) foram identificados pelo menos 5 máximos de MI para diferentes frequências, o primeiro em 100 MHz e o último de 1 GHz . Na Figura 55(b) ($W_m = 1 \text{ mm}$) foram identificados 4 máximos, sendo que o primeiro com frequências da ordem de 60 MHz com magnitude de 150% , além de valores com variações de até 220% para frequências de 300 MHz e 500 MHz de acordo com a série.

Com isso, mostramos que, de acordo com a multicamada utilizada para formar o “sanduíche”, podemos obter uma sintonia em frequências para os máximos valores de MI%. A estrutura com Py/Ag mostrou um comportamento bastante peculiar com dois máximos e em frequências distantes um do outro. O comportamento observado é diferente do encontrado em outras estruturas que apresentam um pico único em alta frequência.

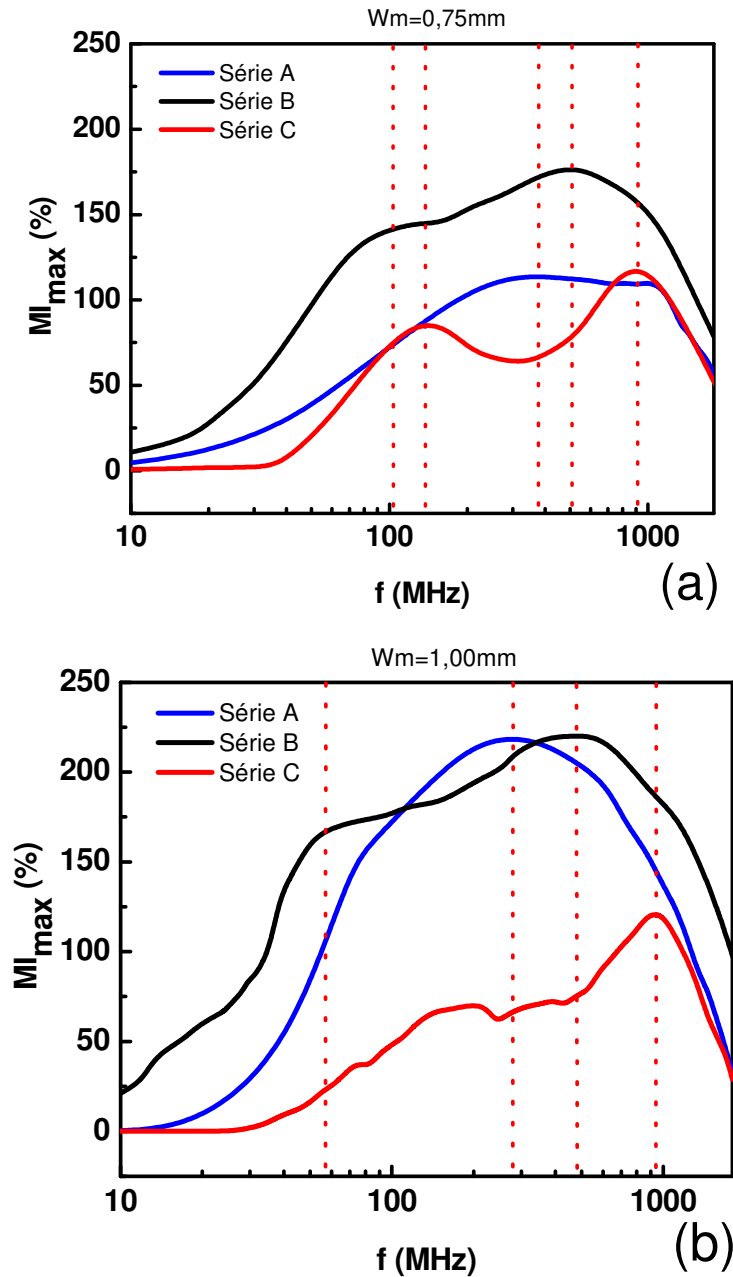


Figura 55: MI_{max} para as séries produzidas neste trabalho com. (a) $W_m = 0,75\text{ mm}$. (b) $W_m = 1\text{ mm}$.

4.9 Simulações de curvas de Magnetoimpedância

Nesta seção são apresentados os resultados obtidos das simulações das curvas de magnetoimpedância das amostras na forma de “sanduíche”. O método utilizado calcula a susceptibilidade magnética em função do campo e das frequências a partir da minimização da energia livre da amostra. A proposta feita por L. Spinu para o cálculo da susceptibilidade em função do campo para toda faixa de frequências [4], foi utilizado para a obtenção da

permeabilidade magnética e posterior utilização para o cálculo da Magnetoimpedância, para o que utilizou o modelo proposto por L. V. Panina [3] para uma tri-camada.

Vale ressaltar neste ponto que as curvas apresentadas até o momento nas seções 2.6 e 2.7 para a permeabilidade e Magnetoimpedância levaram em consideração apenas as propriedades magnéticas. A utilização de uma cavidade do tipo “strip-line” acarreta em mudanças nas propriedades elétricas (consequentemente na impedância) das amostras as quais devem ser levadas em consideração para o ajuste nas simulações. No trabalho de A. G. Arribas, *et. al.* [71], onde um procedimento relativamente simples é mostrado para a avaliação da retirada da contribuição elétrica durante uma medida de MI. Nesta tese, o procedimento adotado foi o ajuste do comportamento de R e X em função da frequência para cada amostra no estado saturado. Este ajuste, por sua vez, foi levado em consideração durante os cálculos da MI. Serão apenas apresentados os resultados as frequências previamente usadas até o momento: *100 MHz*, *530 MHz* e *1800 MHz*.

As simulações efetuadas com o modelo proposto por Panina *et. al.* mostraram-se em boa concordância até uma frequência de aproximadamente *1400 MHz*. O mesmo comportamento foi observado para todas as séries o que pode estar relacionado ao surgimento da FMR nas amostra em faixa de frequências mais elevadas e a complexa distribuição de campos internos nas amostras, o que pode acarretar no surgimento dos chamados modos óticos e acústicos de FMR. O modo ótico somente pode ocorrer na região de FMR quando as acamadas magnéticas são acopladas mediante a interação RKKY ou quando uma determinada amostra tem diferentes campos ressonantes ocasionados por diferentes direções de anisotropia, por exemplo, devido ao stress acumulado durante a deposição. Por esta razão os resultados da simulação serão analisados em 2 grupos: Primeiro para frequências de *100 MHz* e *530 MHz* e o segundo para frequência mais alta.

A Figura 56 mostra as curvas teórica e experimental do “sanduíche” com $W_m = 0,5$ mm, para as amostras de série “A” na frequência de *100 MHz*.

A curva simulada foi obtida com os parâmetros: $M_s = 1030$ emu/cm³, $\theta_k = 90^\circ$ $\phi_k = 30^\circ$, $H_c = 6$ Oe, $\alpha = 0,01$, $\gamma = 19,08 \times 10^6$ Oe⁻¹s⁻¹ lembrando que α é o parâmetro de amortecimento de Gilbert e γ é o fator giromagnético para a liga a base de Fe. Na Figura 57 são mostrados os resultados da simulação e experimento para a *530 MHz*. Nessa simulação foram utilizados os mesmos parâmetros. Como pode ser observado por ambas figuras as simulações representam uma boa concordância com os resultados experimentais

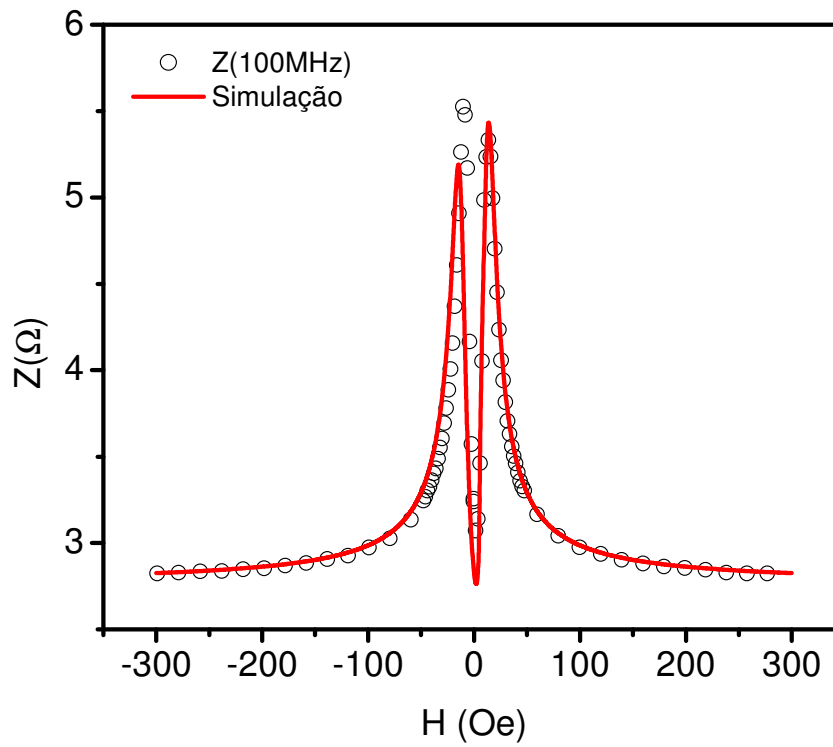


Figura 56: Simulação para a impedância da amostra “A2” com os seguintes parâmetros: $f = 100 \text{ MHz}$, $M_s = 1030 \text{ emu/cm}^3$, $\theta_k = 90^\circ$, $\phi_k = 30^\circ$, $H_c = 6 \text{ Oe}$, $\alpha = 0,01$, $\gamma = 19,08 \times 10^6 \text{ Oe}^{-1}\text{s}^{-1}$.

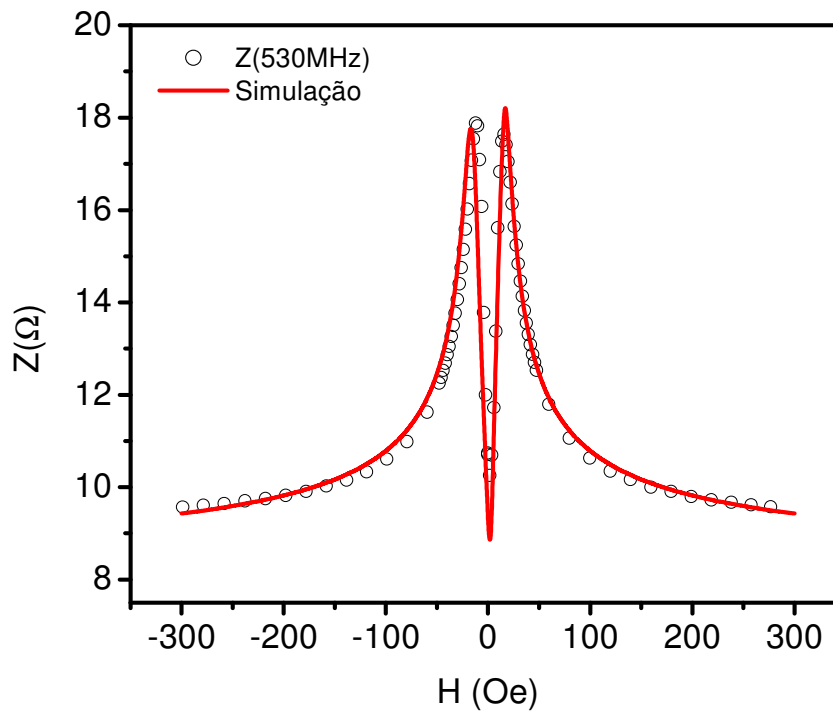


Figura 57: Simulação para a impedância da amostra “A2” com os seguintes parâmetros: $f = 530 \text{ MHz}$, $M_s = 1030 \text{ emu/cm}^3$, $\theta_k = 90^\circ$, $\phi_k = 30^\circ$, $H_c = 6 \text{ Oe}$, $\alpha = 0,01$, $\gamma = 19,08 \times 10^6 \text{ Oe}^{-1}\text{s}^{-1}$.

Nas Figuras 58 ($f = 100 \text{ MHz}$) e 59 ($f = 530 \text{ MHz}$) são mostrados as simulações para a série de amostras “B”, que tem o Py/Cu como multicamada constituinte do filme. Foi selecionada a amostra “B3” com $W_m = 0,75 \text{ mm}$ para estas figuras. Os parâmetros utilizados para esta simulação são: $M_s = 780 \text{ emu/cm}^3$, $\theta_k = 90^\circ$, $\varphi_k = 44^\circ$, $H_c = 0,18 \text{ Oe}$, $\alpha = 0,01$, $\gamma = 18,22 \text{ Oe}^{-1}\text{s}^{-1}$. Para obter as simulações assumiu-se que a razão $\sigma_{\text{Cu}}/\sigma_{\text{Py}}$ que era originalmente $\sigma_{\text{Cu}}/\sigma_{\text{Py}} = 12$ [4], caiu para o valor $\sigma_{\text{Cu}}/\sigma_{\text{F}} = 1$, o que se justifica pois a parte magnética que compõe o sanduíche na realidade é uma multicamada Py/Cu o que faz com que a condutividade σ_{F} torna-se aproximadamente a condutividade do Cu.

Nas figuras, observa-se claramente a estrutura de pico simples se desdobrando em pico duplo devido à anisotropia da amostra e a elevação da frequência da corrente de sonda que leva ao aparecimento de FMR.

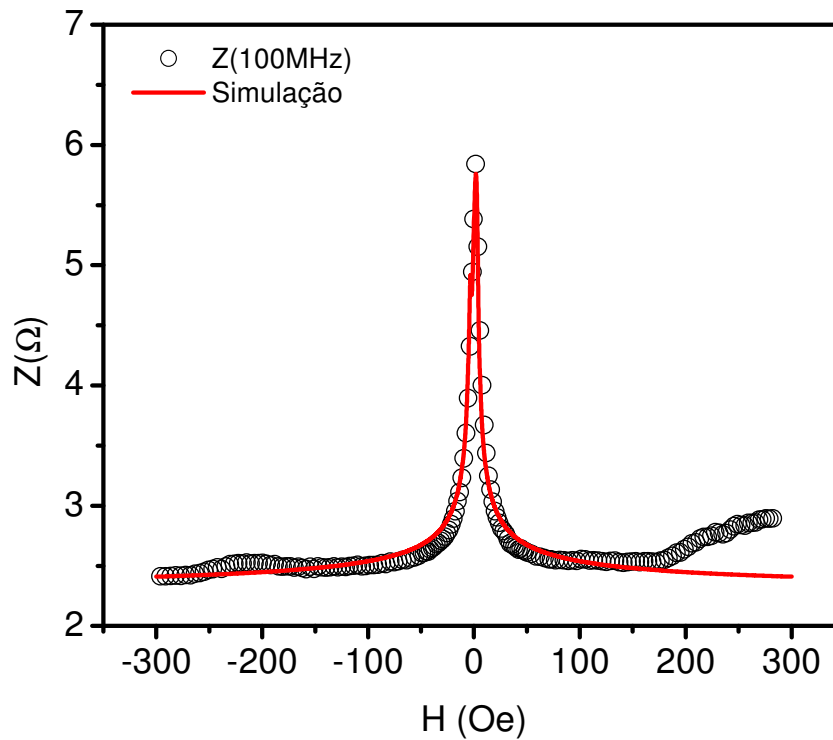


Figura 58: Simulação para a impedância da amostra “B3” com os seguintes parâmetros: $f = 100 \text{ MHz}$, $M_s = 780 \text{ emu/cm}^3$, $\theta_k = 90^\circ$, $\varphi_k = 44^\circ$, $H_c = 0,17 \text{ Oe}$, $\alpha = 0,01$, $\gamma = 19,08 \times 10^6 \text{ Oe}^{-1}\text{s}^{-1}$.

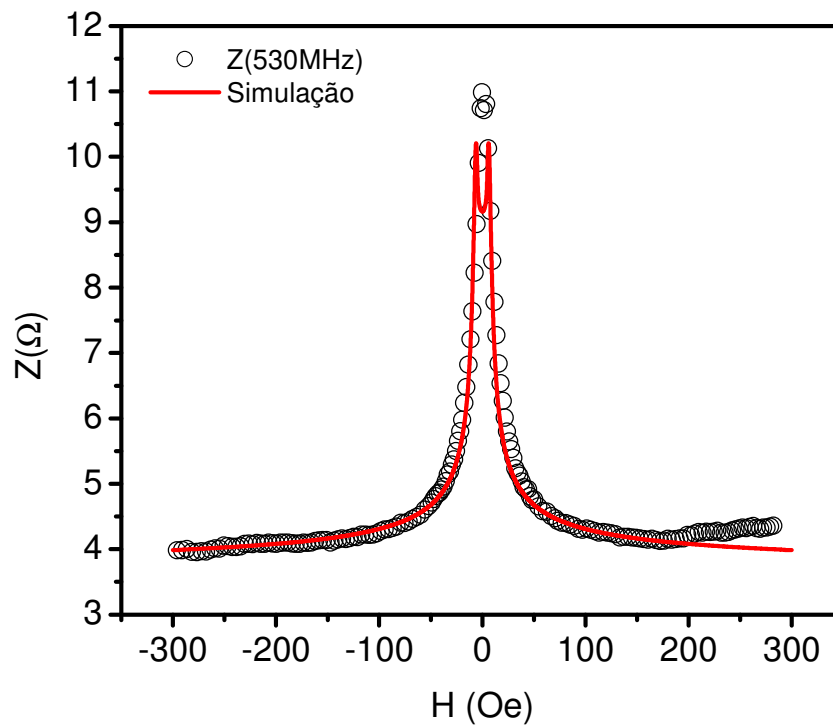


Figura 59: Simulação para a impedância da amostra “B3” com os seguintes parâmetros: $f = 530 \text{ MHz}$, $M_s = 780 \text{ emu/cm}^3$, $\theta_k = 90^\circ$, $\varphi_k = 44^\circ$, $H_c = 0,17 \text{ Oe}$, $\alpha = 0,01$, $\gamma = 19,08 \times 10^6 \text{ Oe}^{-1}\text{s}^{-1}$.

Finalmente, para a série “C” a amostra selecionada para as simulações foi com $W_m = 0,25 \text{ mm}$ (Amostra C1). Esta série, estruturada com Py/Ag foi a que apresentou a maior anisotropia induzida durante a deposição, possibilitando a observação de uma estrutura de picos duplos desde baixas frequências. Desta forma, as curvas de R e X para 100 MHz já apresentam essa estrutura de picos (ver Figura 45). As Figuras 60 e 61 mostram os resultados das simulações sobre as curvas obtidas experimentalmente. Como observado nas Figuras as simulações reproduzem bem a estrutura de picos duplos a 100 MHz e 530 MHz . Os parâmetros utilizados para as simulações das Figuras 60 e 61 são: $M_s = 780 \text{ emu/cm}^3$, $\theta_k = 90^\circ$, $\varphi_k = 44^\circ$, $H_c = 0,18 \text{ Oe}$, $\alpha = 0,01$, $\gamma = 18,22 \text{ Oe}^{-1}\text{s}^{-1}$. A razão entre as condutividade entre a condutividade da parte ferromagnética e a parte central do “sanduíche” diminuiu ainda mais, pois a condutividade da Ag é maior que a do Cu.

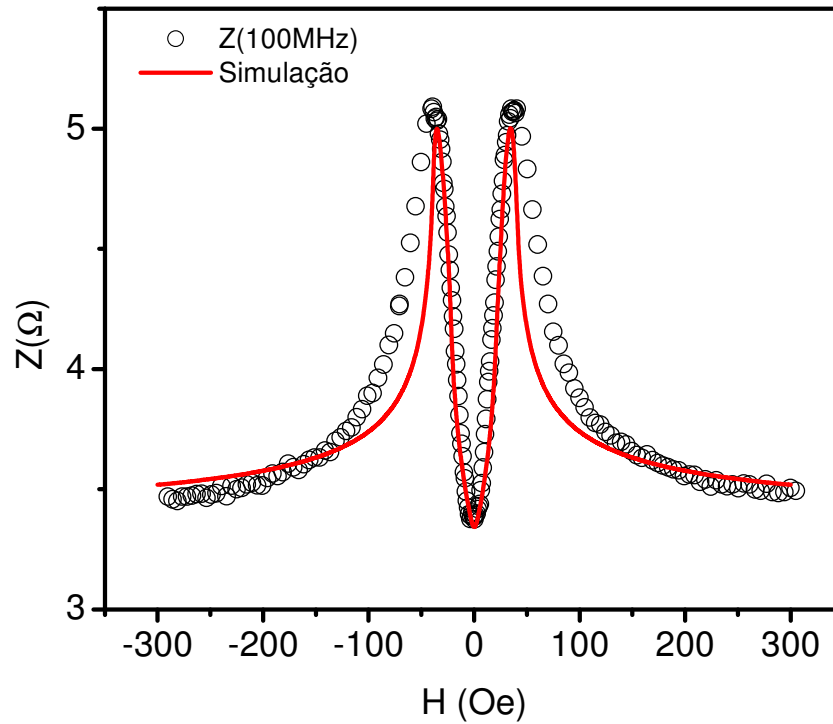


Figura 60: Simulação para a impedância da amostra “C1” com os seguintes parâmetros: $f = 100$ MHz, $M_s = 780$ emu/cm³, $\theta_k = 90^\circ$, $\varphi_k = 10^\circ$, $H_c = 1,7$ Oe, $\alpha = 0,01$, $\gamma = 19,08 \times 10^6$ Oe⁻¹s⁻¹.

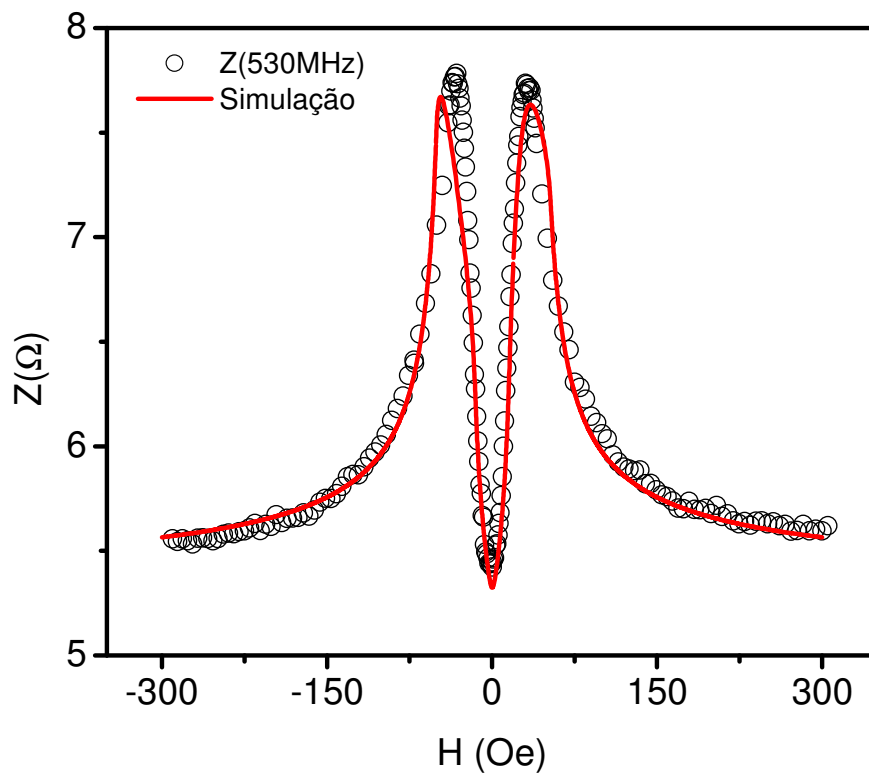


Figura 61: Simulação para a impedância da amostra “C1” com os seguintes parâmetros: $f = 530$ MHz, $M_s = 780$ emu/cm³, $\theta_k = 90^\circ$, $\varphi_k = 10^\circ$, $H_c = 1,7$ Oe, $\alpha = 0,01$, $\gamma = 19,08 \times 10^6$ Oe⁻¹s⁻¹.

Para verificar o método, foram realizadas simulações da MI para a amostra ML1 assumindo-se que o modelo proposto por Panina possa ser aplicado a uma multicamada, que nada mais é, do que uma bicamada repetida n vezes com n grande, foi simulado o comportamento das partes real e imaginária da impedância para uma frequência de 1400 MHz , onde características de FMR encontraram-se evidentes. O resultado está apresentado na Figura 62 que mostra a concordância do modelo proposto com os resultados experimentais de MI. Na Figuras 63 e 64 são mostrados os resultados experimentais e simulados para o “sanduíche”. Nestas figuras observa-se uma concordância ruim, que pode estar ligada à complexa distribuição de campos no interior das amostras. Uma das assinaturas desta complexidade pode ser o estranho pico central mostrado na Figura 63 que apresenta as curvas experimentais de $R \times H$ para vários valores de frequências. Este fato foi observado para as amostras com maior anisotropia (séries “A” e “C”) e mostrou-se pouco evidente também na série “B”.

Resumindo, o modelo de Panina não se mostrou eficiente para o cálculo da impedância para a estrutura de sanduíche acima de 1400 MHz . Com uma faixa maior de frequência teríamos a possibilidade de observar a evolução da FMR e acompanhar o desdobramento do pico central que surgiu nas amostras. Para enfatizar este fato, o cálculo e os dados experimentais para a amostra “A2” são apresentados na Figura 64, onde se verifica a desconexão entre a teoria e o experimento.

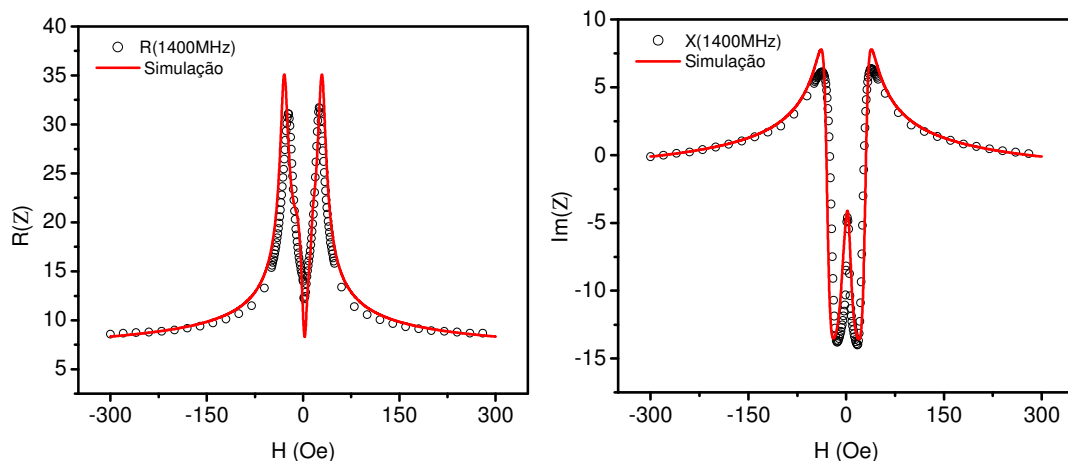


Figura 62: Simulação da impedância parte real R e imaginária X para a amostra ML1. Nestas curvas a frequência da corrente de sonda foi de $f = 1400\text{ MHz}$ com os mesmos parâmetros obtidos com a simulação da histerese magnética.

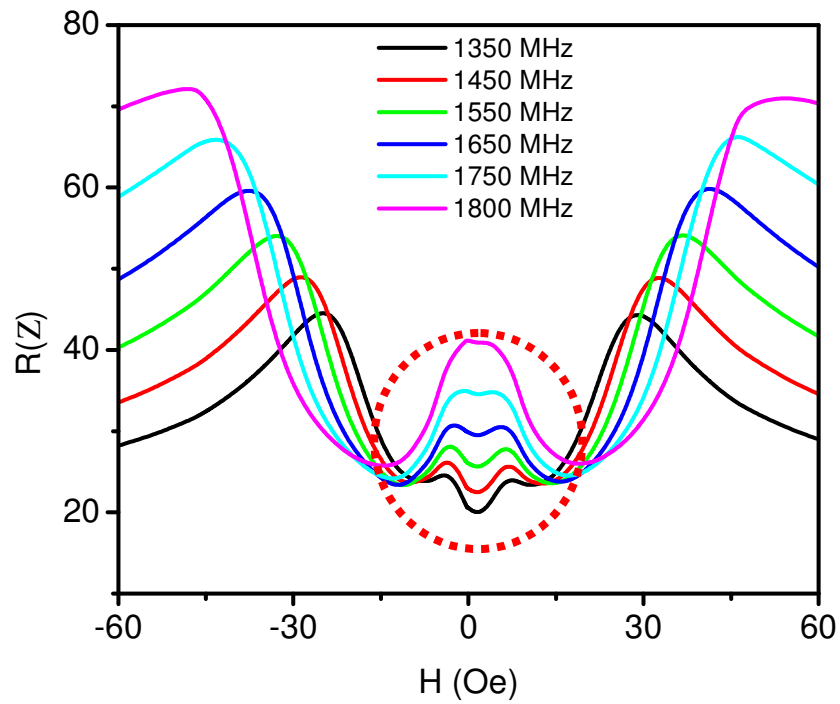


Figura 63: Parte Real da impedância para altas frequências. Em destaque o pico que surgiu para campos próximos de campo nulo

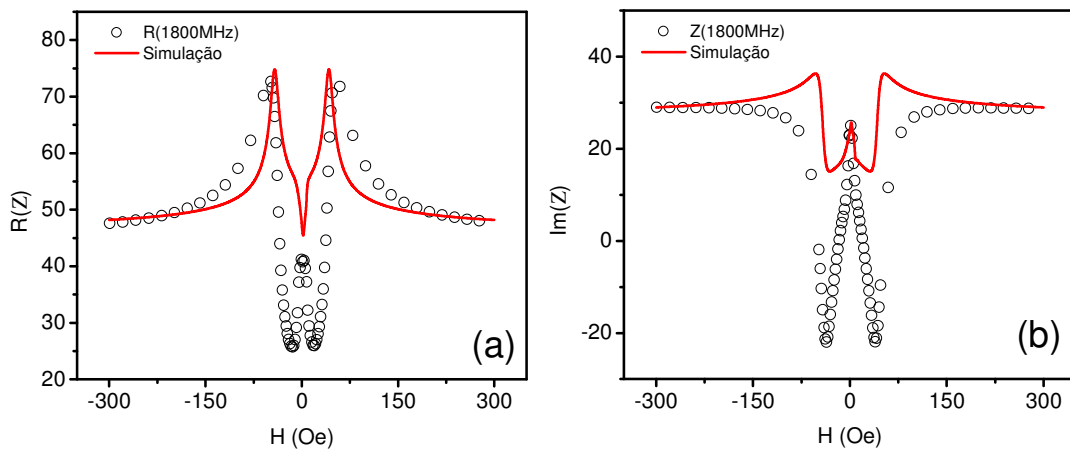


Figura 64: Simulações e resultados experimentais das partes Real e Imaginária da impedância para a amostra “A2” a uma frequência de 1800 MHz

5 Considerações Finais: Conclusões e perspectiva para trabalhos futuros

O presente trabalho tinha dois objetivos principais:

- Estudar a possibilidade de essas estruturas serem candidatas ao uso em sensores de campo magnético futuramente. Se possível alcançar valores elevados de $MI\%$ ($MI\% = ([Z(H_{\max}) - Z(H)] / Z(H_{\max})) \times 100$)

- Controlar a forma das curvas de $Z \times H$ e $MI\% \times f$, onde f é a frequência da corrente de sonda;

- Adaptar e desenvolver modelos teóricos que descrevam as curvas de $MI \times H$ para toda faixa de frequência, se possível, sem a necessidade de utilizar diferentes modelos para diferentes faixas de frequências;

- Obter informações magnéticas relevantes a partir da comparação entre os resultados

As principais conclusões deste trabalho até a última etapa aqui relatada são:

1. O comportamento da $MI\%_{\max}$ em função da frequência da corrente de sonda apresentou características muito diferentes das encontradas em multicamadas.
2. Foi observado que variando a natureza da camada ferromagnética usada nos sanduíches, e sobretudo, substituindo as camadas simples por multicamadas ferromagnéticas, foi possível sintonizar os valores máximos de MI em frequências distintas.
3. Foi obtida uma resposta plana da resposta de $MI\%_{\max}$ entre as frequências de 100 MHz a 1 GHz para a amostra com $W_m = 0,75 \text{ mm}$ e multicamadas de Py/Cu como material magnético.
4. Foram obtidos dois máximos para uma mesma amostra em frequências bem afastadas principalmente para a série C.
5. Os valores percentuais alcançados são superiores aos apresentados em muitos trabalhos publicados, e não há necessidade de que tratamentos térmicos sejam feitos para a otimização das propriedades magnéticas das ligas.
6. A utilização de multicamadas compondo o “sanduíche” levou a um aumento significativo na condutividade efetiva da parte ferromagnética. Como a razão entre as condutividades da parte central e da parte ferromagnética é de fundamental importância para a sintonia em baixas frequências dos máximos valores de $MI\%$, o aumento significativo da condutividade devido ao uso da multicamada acarretou na redução dos valores de $MI\%$ e no deslocamento dos mesmos para frequências relativamente altas.

7. A tentativa de isolamento com a camada SiO_2 para desacoplar eletricamente a camada metálica não magnética das multicamadas magnéticas não funcionou devido à baixa espessura utilizada para o SiO_2 . Com isso, a corrente de sonda penetrou na parte ferromagnética para frequências onde o efeito “skin” é forte e foi observado a FMR nas amostras na forma de “sanduíche”, fato este não esperado.
8. A descrição teórica utilizada para calcular a permeabilidade e a magnetoimpedância, unindo os dois modelos de Spinu e Panina, resultou em uma simulação das curvas de impedância dos sanduíches com boa concordância até 1400 MHz. Entretanto, devem ser introduzidas modificações no modelo para descrever os resultados experimentais para frequências acima de 1400 MHz.

Para continuação deste trabalho propõem-se:

1. Aperfeiçoar o modelo e as técnicas para simular as curvas de MI;
2. Produzir amostra com diferentes materiais magnéticos como camada magnética do sanduíche, para estender os resultados obtidos para o momento;
3. Redimensionar a espessura da camada isolante, ou até mesmo, utilizar Al_2O_3 para isolar as camadas;
4. Aprofundar o estudo dos efeitos que aparecem em altas frequências medindo as amostras já produzidas e outras que vierem a ser produzidas com frequências superiores a 1.8 GHz;
5. Investigar a existência (se necessários usando cálculos micromagnéticos) de múltiplas ressonâncias ferromagnéticas e suas implicações em sensores baseados no efeito magnetoimpedância.

6 Bibliografia

- ¹ T. Morikawa, *et. al.*, *IEEE Trans. Mag.* **33** (5) 4367 (1997);
- ² S Xiao, Y. Liu, S. Yan, Y. Daí, L. Zhang e L. Mei, *Phys. Rev. B* **61** (8) 5734 (2000);
- ³ L.V. Panina e K. Mohri, *Sens. Act.* **81** 71 (2000);
- ⁴ L. Spinu, I. Dumitru, A. Stancu and D. Cimpoesu, *J. Magn. Magn. Mater.* **296** 1 (2006);
- ⁵ L.D.Landau e E. M. Lifshitz, *Phys. Zs. Soviet Union* **08** 153 (1935);
- ⁶ A. D. Cullity, *Introduction to Magnetic Materials Reading: Addison-Wesley*, 1972
- ⁷ L. Néel, *Comptes Rendus Acad. Sci.* **255** 1676 (1962);
- ⁸ P. Bruno, *J. Appl. Phys.* **64** 3153 (1988);
- ⁹ P. Grunberg, R. Schreiber, Y. Pang, M. B. Brodsky e H. Sowers, *Phys. Rev. Lett.* **57** 2442 (1986);
- ¹⁰ C.F. Majkrzak, *et. al.*, *Phys. Rev. Lett.* **56** 2700 (1986);
- ¹¹ M. B. Salamon, *et. al.*, *Phys. Rev. Lett.* **56** 259 (1986);
- ¹² M. N. Baibich, *et. al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **61** 259 (1988);
- ¹³ M. A. Ruderman e C. Kittel, *Phys. Rev.*, **96** 99 (1954);
- ¹⁴ T. Kasuia, *Progr. Theoret. Phys. Japan*, **16** 45 (1956);
- ¹⁵ K. Yosida, *Phys. Rev.*, **106** 893 (1957);
- ¹⁶ S. S. P. Parkin, N. More e K. P. Roche *Phys. Rev. Lett.* **64** 2304 (1990);
- ¹⁷ J.C.Slonczewski, *Phys Rev. Lett.* **67** 3172 (1991);
- ¹⁸ M. Rührig, *et. al.*, *Phys. Status Solidi, A* **125** 635 (19);
- ¹⁹ S. Demokritov, J. A. Wolf, P. Grünberg e W. Zinn, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, **231** 133 (1992);
- ²⁰ B. Heinrich, *et. al.*, *Phys. Rev. B*, **44** 9348 (1991);
- ²¹ F. Alves e A. D. Bensalah, *J. Mater. Proc. Tech.* **181** 194 (2007);
- ²² H. Chiriac, *et. al.*, *J. Magn. Magn. Mater.* **293** 671 (2005);
- ²³ E.P. Harrison, G. L.Turney e H. Rowe, *Nature* **135** 961 (1935);
- ²⁴ F.L.A. Machado, B.Lopes da Silva e E. Montarroy, *J. Appl. Phys.* **73** (10), 6387 (1993);
- ²⁵ R. S. Beach e A. E. Berkowitz, *Appl. Phys. Lett.* **64** 3652 (1994);
- ²⁶ L. V. Panina e K. Mohri, *Appl. Phys. Lett.* **65** 1189 (1994);
- ²⁷ K. V. Rao, F. B. Humphrey e J. L. Costa-Kramer, *J. Appl. Phys.* **76** (10) 6204 (1994);
- ²⁸ J. Valázquez, M. Vasquez, D. X. Chen e A. Hernando, *Phys. Rev. B* **50** (22) 16737 (1994);
- ²⁹ M. Knobel, M. L. Sanchez, J. Velásquez e M. Vazquez, *J. Phys.: Condens. Matter.* **7** 115 (1995);
- ³⁰ L.V. Panina e K. Mohri, *J. Magn. Magn. Mater.* **151** 137 (1996);
- ³¹ K. Mohri, L.V. Panina, T. Uchiyama, K. Bushida e M. Noda, *IEEE Trans. Magn.* **31** (2) 1266 (1995);
- ³² D. P. Makhnovskiy, L. V. Panina e D. J. Mapps, *Appl. Phys. Lett.* **77** (1) 121 (2000);
- ³³ R.B. da Silva, *et. al.*, *J. Magn. Magn. Mater.* **249** 288 (2002);
- ³⁴ R.L. Sommer e C.L. Chien, *Phys. Rev. B* **53** (10);
- ³⁵ A.D. Santos, L. G. Melo, C.S. Martins, F. P. Missel, Y. Souche, F.L.A. Machado e S.M. Rezende, *J. Appl. Phys.* **79**(8) 6546 (1996);

-
- ³⁶ K.R. Pirota, L. Kraus, M. Knobel, P.G. Pagliuso e C. Rettori, *Phys. Rev. B* **60** (9) 6685 (1999);
- ³⁷ R.L. Sommer e C. L. Chien, *Appl. Phys. Lett.* **67** (22) 3346 (1995);
- ³⁸ A. Antonov, *et. al.*, *Phys. A* **241** 414 (1997);
- ³⁹ A.M. de Andrade, R.B.da Silva, M.A.Corrêa, A.M. Severino, R.L.Sommer, *J. Mang. Mang. Mater* **272** 1846 (2004);
- ⁴⁰ A. D. C. Viegas, M. A. Correa, L. Santi, R. B. da Silva, F. Bohn, M. Carara, R. L. Sommer, *J. Appl. Phys.* **101**, 033908 (2007);
- ⁴¹ K. Hika, L.V. Panina e K. Mohri, *IEEE Trans. Mag.* **32** (5) 4594 (1996);
- ⁴² T. Morikawa, *et. al.*, *IEEE Trans. Mag.* **32** (5) 4965 (1996);
- ⁴³ S. Xiao, Y. Liu, Y. Daí e L. Zhang, *J. Appl. Phys.* **85** (8) 4127 (1999);
- ⁴⁴ S Xiao, Y. Liu, S. Yan, Y. Daí, L. Zhang e L. Mei, *Phys. Rev. B* **61** (8) 5734 (2000);
- ⁴⁵ L.V. Panina, D. P. Makhnovskiy, D.J. Mapps e D. S. Zarechnyuk, *J. Appl. Phys.* **89** (11) 7221 (2001);
- ⁴⁶ G.V. Durllyandskaya, *et. al.*, *J. Magn. Magn. Mater.* **242-245** 291 (2002);
- ⁴⁷ F. Amalou e M.A.M. Gijs, *Appl. Phys. Lett.* **81** (9) 1654 (2002);
- ⁴⁸ F. Amalou e M.A.M. Gijs, *J. Appl. Phys.* **95** (3) 1364 (2004);
- ⁴⁹ F. L. A. Machado e S. M. Rezende, *J. Appl. Phys.* **79** 6558 (1996);
- ⁵⁰ L. Kraus, *J. Magn. Magn. Matter* **195** 764 (1999);
- ⁵¹ M. A. Corrêa, *et. al.*, *J. Appl. Phys.* **101** 043905 (2007);
- ⁵² M. A. Corrêa, *et. al.*, *Physica. B* **384** 155 (2006);
- ⁵³ M. A. Corrêa, *et. al. Physica B* **384** 162 (2006);
- ⁵⁴ R. B. da Silva, A. D. C. Viegas, M. A. Corrêa, A.M. H. de Andrade and R. L. Sommer *Physica B* **384** 172 (2006);
- ⁵⁵ K. Mohri, K. Kawashima, T. Kohzawa e H. Yoshida, *IEEE Trans. Magn.* **29** (2) 1266 (1993);
- ⁵⁶ A. Yelon, D. Menard, M. Britel e P. Ciureanu, *Appl. Phys. Lett.* **69** (20) 3084 (1996);
- ⁵⁷ L. V. Panina, K. Mohri, T. Uchiyama, M. Noda e K. Bushida, *IEEE Trans. Magn.* **31** (2) 1249 (1995).
- ⁵⁸ F. L. Machado, S. M. Rezende, C. S. J. Martins, *J. Appl. Phys.* **79** 6558(1996);
- ⁵⁹ D. Atkinson e P. T. Squire *IEEE Trans. Magn.*, **33** 3364 (1997);
- ⁶⁰ L. Kraus, *Sensor and Actuator A* **106** 187 (2003);
- ⁶¹ M. R. Spiegel, Coleção Schaum, *McGraw-Hill* ;
- ⁶² C Kittel, Introdução a Física do Estado Sólido, **5ª edição**, *guanabara dois*;
- ⁶³ D. Ménard, M. Britel, P. Ciureanu e A. Yelon, *J. Appl. Phys.* **84** (5) 2805 (1998);
- ⁶⁴ J. Smit, H.G. Beljers, *Philips Res. Rep.* **10** 113 (1955);
- ⁶⁵ L. D. Landau e E. M. Lifshitz, *Electrodynamics of Continuous Media* (pergamon, Oxford) (1975);
- ⁶⁶ P. F. Carcia, Z. G. Li e W. B. Zeper, *J. Magn. Magn. Mater.* **121** 449 (1993);
- ⁶⁷ M. T. Johnson, *et. al.*, *Rep. Prog. Phys.* **56** 1409 (1996);
- ⁶⁸ J. Mallinson, *J. Appl. Phys* **37** 2514 (1966);
- ⁶⁹ A. Hubert and R. Schafer, *Magnetic Domains*, Spring;
- ⁷⁰ A M. H. de Andrade, Tese de Doutorado, Programa de Pós-graduação em Física, Santa Maria RS (2006)
- ⁷¹ A. G. Arribas, D. de Cós, J. M. Barandiarán, *J. Appl. Phys* **99** 08C507 (2006);