

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL
INSTITUTO DE FÍSICA

Ânderson Luís Rosa

**Permeabilidade e ressonância ferromagnética
em filmes finos**

Porto Alegre

Janeiro/2020

ÂNDERSON LUÍS ROSA

**PERMEABILIDADE E RESSONÂNCIA
FERROMAGNÉTICA EM FILMES FINOS**

Trabalho de Conclusão de Curso submetido à Universidade Federal do Rio Grande do Sul sob orientação do professor Dr. Alexandre Da Cas Viegas como requisito necessário para a obtenção do grau de Bacharel em Física.

Porto Alegre

Janeiro/2020

Agradecimentos

É inimaginável tentar aprender física e a fazer ciência sem a tutoria e os ensinamentos de bons professores; portanto, agradeço ao meu orientador, Alexandre Da Cas Viegas, pela paciência e a disponibilidade para sempre resolver minhas dúvidas, ajudar com os mais diversos problemas e conversar sobre os resultados obtidos durante minha jornada como seu bolsista de iniciação científica. Também agradeço a cada um dos outros professores do Laboratório de Magnetismo: Sabrina, Julian, Antonio Marcos e João pelo ambiente descontraído e receptivo que tornou a adaptação ao laboratório algo extremamente fácil, sempre me inspirando a aprender mais sobre magnetismo e física experimental. Ao Jean, doutorando durante esse tempo, agradeço pela receptividade, paciência ao me ensinar os básicos de instrumentação logo nos meus primeiros dias no laboratório e pela amizade. Também agradeço aos outros bolsistas do laboratório que conviveram comigo: Deomar, Luana, Jesus, Leonardo, Nathan, Betina e Jean, pois vocês me ajudaram com muitas coisas e transformaram o ambiente do laboratório em um lugar especial.

Gostaria também de agradecer à minha namorada, Maria Eduarda, por sempre me apoiar em quaisquer situações, estando sempre ao meu lado, compreendendo minhas mudanças abruptas de humor e fazendo o possível para tornar os piores momentos da graduação em momentos irrelevantes. Obrigado também Mônica, Dorval e Paulo por me receberem tão bem em sua família. Agradeço ao meu irmão e minha cunhada, Maico e Juliane, por sempre me apoiarem e estarem ao meu lado em todos os momentos que eu precisei. Às minhas avós, Marcelina e Maria Anita, e meu avô, Pedro, obrigado por sempre acreditarem em mim e pelo carinho que sempre me deram.

Por fim, existem duas pessoas para quem todos os agradecimentos do mundo não seriam suficientes. Essas duas pessoas são as pessoas mais carinhosas e apoiadoras que eu poderia imaginar e desejar para estarem na minha vida. Sem nunca terem questionado minhas decisões, sempre me apoiaram e me deram condições de buscar meus sonhos e objetivos. Obrigado pai e mãe, vocês são a minha vida.

Resumo

Este trabalho tem como objetivo comparar três diferentes métodos de obtenção da ressonância ferromagnética (FMR) em amostras de $CoZr$ depositadas por sputtering. Uma revisão teórica sobre FMR e largura de linha de ressonância, bem como sobre a dinâmica de magnetização, será desenvolvida. Sequencialmente, os três métodos utilizados para a obtenção de curvas de ressonância e larguras de linha serão explicados, tanto os conceitos teóricos como o procedimento experimental envolvido na obtenção dos dados.

Por fim, os resultados obtidos pelos diferentes métodos serão discutidos, evidenciando as diferenças entre eles e obtendo valores para o campo de anisotropia e o parâmetro de amortecimento da amostra analisada.

Abstract

This work aims to compare three different methods of obtaining ferromagnetic resonance (FMR) in *CoZr* samples deposited with sputtering. A theoretical review about FMR and resonance line width, as well as magnetization dynamics, will be developed. After that, the three methods used to obtain resonance curves and line width will be explained, both the theoretical and experimental procedure involved in the measurement.

Lastly, results obtained by the different methods will be discussed, showing the differences between them and getting values for sample's anisotropy field and damping parameter.

Sumário

	Introdução	11
1	REVISÃO TEÓRICA	13
1.1	Dinâmica de magnetização	13
1.2	Ressonância ferromagnética	14
1.3	Largura de linha de ressonância	15
1.4	Permeabilidade magnética	16
1.5	Magnetoimpedância	17
2	METODOLOGIAS	19
2.1	Equipamentos	19
2.2	Analizador de rede vetorial	20
2.3	Métodos	21
2.3.1	Absorção de energia eletromagnética	21
2.3.2	Permeabilidade magnética	22
2.3.3	Magnetoimpedância	24
2.4	A amostra	25
3	RESULTADOS	27
3.1	Absorção de energia eletromagnética	28
3.2	Permeabilidade magnética	30
3.3	Magnetoimpedância	34
3.4	Caracterização da amostra e comparação dos métodos	35
	Conclusão	41
	REFERÊNCIAS	43

Introdução

O estudo da dinâmica de magnetização tem cada vez mais importância tecnológica uma vez que dispositivos eletrônicos devem responder a estímulos cada vez mais curtos. Por esse motivo, uma compreensão dos tempos característicos e de como o sistema magnético responde a estes estímulos é fundamental. A ressonância ferromagnética é um método de análise que nos permite caracterizar a resposta de um determinado material e estudar fenômenos com tempo característico da ordem de dezenas de picossegundos, como, por exemplo, a reversão de magnetização por precessão [1], nos possibilitando obter informações sobre características fundamentais da dinâmica de magnetização de materiais.

Podemos estudar a dinâmica de magnetização ao analisarmos a permeabilidade magnética em resposta a um campo alternado numa faixa de frequência que pode se estender até a radiofrequência (RF). Para certos valores de campo aplicado e frequência RF obtemos uma condição de FMR que pode ser relacionada às propriedades intrínsecas dos materiais que desejamos estudar, como anisotropias efetivas [2, 3] e efeitos de interação [4, 5, 6]. Além disso, os mecanismos de amortecimento [7] envolvidos na dinâmica de magnetização definem a largura de linha de absorção ressonante e são importantes por terem influência em fenômenos associados à transferência de torque por corrente polarizada em spin e efeito Spin Hall [8]. As frequências típicas de ressonância estão na faixa de 500 MHz e 10 GHz .

Neste trabalho utilizaremos um analisador de rede vetorial (VNA) ZVA-14 Rohde & Schwarz para investigarmos o material a partir dos coeficientes de transmissão S_{21} e reflexão S_{11} . Três diferentes métodos serão utilizados para obtermos a dispersão ferromagnética ($f_{res} \times H$) para campos H entre -300 e 300 Oe e frequências entre 10 MHz e 8 GHz . Os métodos que serão utilizados são retirados da literatura.

A amostra escolhida para ser analisada é composta por cobalto e até 3% de zircônio e foi escolhida por ser uma liga amorfa com alta permeabilidade magnética e baixo campo coercivo.

O primeiro método consiste em estimar a absorção de energia eletromagnética a partir da relação desenvolvida no livro de David M. Pozar [9], onde identifica-se uma condição de máxima absorção de energia eletromagnética para um dado valor de frequência e campo, manifestando a FMR. O segundo método utiliza o modelo de V. Bekker et al [10] para obtermos a permeabilidade magnética complexa do material, a partir da qual podemos obter a largura de linha de ressonância e estudar as contribuições para o fator de amortecimento efetivo. Por fim, o terceiro método consiste em medirmos a magnetoimpedância utilizando a amostra como a própria linha de transmissão terminada em curto e calcularmos a variação de impedância de entrada em relação a uma referência

pré-definida com campo saturado transversal [11]. Ao final das medidas, os resultados obtidos pelos diferentes métodos serão comparados.

1 Revisão teórica

Neste capítulo iremos revisar alguns conceitos teóricos necessários para a compreensão dos fenômenos relacionados à FMR. Para isso, começamos revisando a dinâmica de magnetização de materiais, introduzimos os conceitos de ressonância ferromagnética e a relação entre largura de linha de ressonância e mecanismos de amortecimento. Por fim, iremos introduzir os conceitos de permeabilidade magnética e magnetoimpedância evidenciando a relação entre esses e a FMR.

1.1 Dinâmica de magnetização

A magnetização em sólidos reage a perturbações externas como variação de temperatura, campos magnéticos e pressão em diferentes escalas de tempo, como milhões de anos no geomagnetismo e nanosegundos em leitura e escrita de mídias magnéticas. Essas variações de escala de tempo e suas relações com o tamanho das estruturas magnéticas possuem diversas aplicações e diferentes enfoques de estudos. Neste trabalho, estudaremos fenômenos dinâmicos em sistemas nanoestruturados a partir de um estímulo com campo magnético alternado na faixa de radiofrequência, cuja escala de tempo característico é da ordem de centenas de picossegundos. A magnetização está diretamente relacionada ao momento angular e, por isso, costuma-se investigar mecanismos responsáveis por alterar o estado de equilíbrio da magnetização a partir de variações do momento angular. O modelo a ser descrito tem como foco justamente descrever a dinâmica de magnetização utilizando processos que causam mudanças no momento angular.

Ao utilizarmos um modelo clássico, podemos pensar que um material é composto por dipolos magnéticos de momento magnético \mathbf{m} . Ao aplicarmos um campo magnético homogêneo \mathbf{H} no dipolo, a força resultante é zero, mas o dipolo irá experimentar um torque $\mathbf{T} = \mathbf{m} \times \mathbf{H} = d\mathbf{L}/dt$, onde \mathbf{L} é o momento angular [12]. Podemos relacionar o momento angular e o momento magnético pela equação $\mathbf{m} = \gamma\mathbf{L}$, onde γ é o fator giromagnético, que é a razão entre o momento de dipolo magnético e o momento angular de uma partícula, dado pela equação

$$\gamma = \frac{qg}{2m_e},$$

onde g é o *g-factor*, q é a carga e m_e é a massa do elétron. Dessa forma, temos que \mathbf{m} precessiona ao redor de \mathbf{H} de acordo com a precessão de Larmor dada por

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = \gamma[\mathbf{m} \times \mathbf{H}].$$

Entretanto, essa equação implica que o momento magnético nunca recai sobre a direção do campo, o que contradiz a experiência. Essa situação é um sistema sem perdas e

amortecimentos. Esse problema pode ser resolvido com a introdução de um torque \mathbf{T}_D perpendicular ao torque de precessão e ao momento magnético, como ilustrado na figura (1).

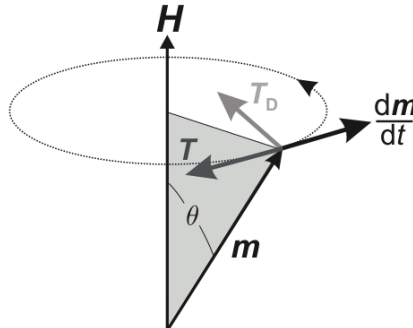


Figura 1 – Diagrama vetorial do torque \mathbf{T}_D atuando em \mathbf{m} . Imagem retirada de [12].

O torque \mathbf{T}_D fará com que o movimento de \mathbf{m} seja irreversível e decaia sobre $\mathbf{H}_{\text{efetivo}}$. Uma equação realística para esse sistema é a equação de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) dada por

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = \gamma[\mathbf{m} \times \mathbf{H}] + \frac{\alpha}{m}[\mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt}], \quad (1.1)$$

onde α é uma constante fenomenológica chamada de *parâmetro de amortecimento*, que caracteriza algum fator dissipativo não especificado que pode ser causado, por exemplo, por um campo magnético efetivo $\mathbf{H}_{\text{eff}} \propto d\mathbf{m}/dt$.

1.2 Ressonância ferromagnética

Quando aplicamos um campo \mathbf{H} em uma amostra, temos a situação descrita pela figura (1). Quando, nesse sistema, aplicamos um campo de microondas \mathbf{H}' rotacionando em um plano perpendicular a \mathbf{H} , podemos manter o ângulo θ constante, pois \mathbf{H}' exercerá um torque \mathbf{T}' em \mathbf{m} , de acordo com a figura (2), que fará com que \mathbf{m} tenda a se afastar do eixo de \mathbf{H} . Portanto, para determinado valor de campo e frequência, \mathbf{H}' suprirá o torque e a energia necessária para compensar o amortecimento presente no material. A situação de equilíbrio nesse sistema (θ constante) é atingida quando \mathbf{m} e \mathbf{H}' giram juntos ao redor de \mathbf{H} , ocorrendo a maior absorção de energia do campo \mathbf{H}' . Essa condição é a chamada ressonância ferromagnética [12] e, ao estabelecermos essa condição de ressonância, podemos determinar parâmetros magnéticos fundamentais. As frequências típicas de ressonância para campo moderado ($\approx 1 \text{ kOe}$) estão na faixa de 500 MHz e 10 GHz , ou seja, na faixa de radiofrequência.

A posição da linha de FMR como função da intensidade e orientação do campo magnético aplicado nos dá a razão giromagnética (e o *g-factor*, por consequência), aniso-

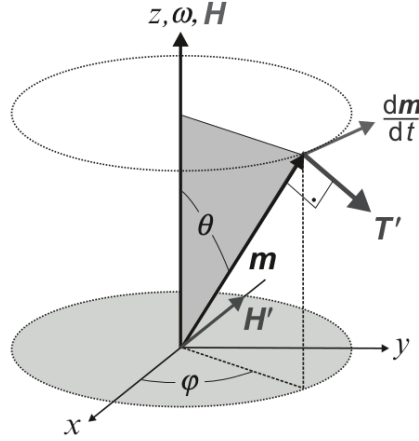


Figura 2 – Campos e torques envolvidos na ressonância para o caso de spin de elétron. Imagem retirada de [12].

tropias magnéticas e interações do sistema. As frequências de ressonância são dadas pela relação de Smit-Beljers [13, 14]:

$$\omega_{ress} = \frac{\gamma}{M \sin \theta_0} \{F_{\theta\theta} F_{\phi\phi} - F_{\theta\phi}^2\}^{1/2}, \quad (1.2)$$

onde $\omega_{ress} = 2\pi f_{ress}$, a razão giromagnética γ é dada em $s^{-1}G^{-1}$, M é a magnetização de saturação da amostra dada em emu/cm^3 , F é a energia livre que depende das anisotropias, interações e campo externo e é dada em erg , θ e ϕ são as orientações espaciais da magnetização e a equação está definida no equilíbrio de M em θ_0 e ϕ_0 .

1.3 Largura de linha de ressonância

Na FMR a largura de linha de ressonância é uma medida do amortecimento precessional. Na ausência de mecanismos de transferência de energia associada aos estados de spin a ressonância seria uma função δ [12]. Em um sólido, o spin ou magnetização recai gradualmente para a direção do campo e, na ressonância, energia e momento angular são retirados de \mathbf{H}' para compensar o amortecimento intrínseco. Essa situação corresponde a um oscilador harmônico amortecido, onde o termo de amortecimento em (1.1) “alarga” a função δ em uma forma característica de ressonância com largura finita. Sendo assim, a largura da FMR é proporcional ao fator de amortecimento. Amortecimento em ferromagnetos tipicamente envolvem excitação de fônons. Além disso, a largura de linha contém informação sobre o relaxamento de spin-rede.

A largura de linha é reconhecidamente dada por dois termos: ΔH_{hom} [13], a largura de linha de uma amostra perfeita, dada pela equação

$$\Delta H_{hom} = \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{1}{|\partial\omega_{ress}/\partial H|} \frac{\alpha\gamma}{M} \left\{ F_{\theta\theta} + \frac{F_{\phi\phi}}{\sin^2 \theta_0} \right\} \quad (1.3)$$

e ΔH_{inhom} [13], alargamento causado por imperfeições da amostra, por exemplo possuir uma rede de regiões com orientações e características físicas levemente diferentes, dada pela equação

$$\Delta H_{inhom} = \left| \frac{\partial H_r}{\partial \theta_H} \right| \Delta \theta_H + \left| \frac{\partial H_r}{\partial \phi_H} \right| \Delta \phi_H + \left| \frac{\partial H_r}{\partial H_{int}} \right| \Delta H_{int}, \quad (1.4)$$

onde $\Delta \theta_H$ e $\Delta \phi_H$ representam o espalhamento nas orientações dos eixos cristalográficos nas várias direções, H_r é o campo de ressonância e H_{int} está relacionado com a inhomogeneidade dos campos magnéticos internos a amostra. Além disso, também podemos descrever a largura de linha em frequência, que se relaciona com a largura de linha em campo pela equação

$$\Delta \omega = \left(\frac{d\omega}{dH} \right) \Delta H.$$

1.4 Permeabilidade magnética

A permeabilidade magnética é definida como a razão entre a densidade de fluxo de campo e o campo magnético

$$\mu = \frac{B_0 e^{-i(\omega t + \phi)}}{H_0 e^{-i\omega t}},$$

onde B_0 e H_0 são as amplitudes dos campos e ϕ é uma diferença de fase entre eles. Além disso, μ é uma função de \mathbf{H} e da temperatura em ferromagnetos [15]. A permeabilidade é relacionada à susceptibilidade magnética χ de forma bastante simples pela equação

$$\mu = (1 + \chi)\mu_0, \quad (1.5)$$

onde μ_0 é a permeabilidade do vácuo.

Para enfatizar a forma de *chi* na ressonância, supomos um campo de RF de frequência ω aplicado em uma amostra de forma transversal a um campo externo DC, assim como na figura (2), temos o campo total

$$\mathbf{H} = (h_x \hat{\mathbf{x}} + h_y \hat{\mathbf{y}}) e^{-i\omega t} + H \hat{\mathbf{z}}.$$

Podemos, então, escrever a relação entre as componentes de RF da magnetização e do campo total como $\mathbf{m} = \bar{\chi} \cdot \mathbf{h}$ [16], onde $\bar{\chi}$ é o tensor susceptibilidade, representado pela matriz

$$\bar{\chi} = \begin{pmatrix} \chi_{xx} & \chi_{xy} \\ \chi_{yx} & \chi_{yy} \end{pmatrix}.$$

Ao considerarmos a interação spin-órbita da estrutura eletrônica, parte da energia magnética é transferida para a rede cristalina da amostra, o que resulta em relaxação ou amortecimento. Com isto, as componentes do tensor susceptibilidade tomam a forma

$$\chi_{xx}(\omega) = \chi_{yy}(\omega) = \frac{\omega_M \omega_{ress}}{\omega_{ress}^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma}$$

$$\chi_{yx}(\omega) = -\chi_{xy}(\omega) = i \frac{\omega_M \omega}{\omega_{ress}^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma},$$

sendo ω_{ress} a frequência de ressonância, $\omega_M \equiv \gamma\mu_0 M_z \approx \gamma\mu_0 M$ e $\Gamma \ll \omega_{ress}$ é a taxa de relaxação [16]. A parte imaginária χ''_{xx} está relacionada à potência de micro-ondas absorvida pela amostra, sendo que a absorção é máxima para $\omega = \omega_{ress}$. Esse fenômeno é justamente a ressonância ferromagnética, que se relaciona à permeabilidade pela equação (1.5). A diferença entre os dois valores de campo para os quais χ''_{xx} tem metade do valor de pico é a largura de linha de ressonância e podemos relacionar essa largura com a taxa de relaxação por [16]

$$\Delta H = \frac{\Gamma}{\gamma}. \quad (1.6)$$

1.5 Magnetoimpedância

A magnetoimpedância (MI), ou ainda magnetoimpedância gigante (GMI), é o efeito em que, sob a aplicação de um campo DC moderado, a impedância AC de amostras pode variar em mais de 100% comparado com valores para campo zero [11]. A alta dependência da permeabilidade com o campo aplicado em materiais magneticamente macios é a origem do efeito MI.

A impedância em filmes é dada por [17]

$$Z = R_{DC} \frac{kt}{2} \cot\left(\frac{kt}{2}\right),$$

onde t é a espessura do filme, R_{DC} é a resistência DC e $k = (1-i)/\delta$ é o fator de propagação, sendo

$$\delta = \sqrt{\frac{2\rho}{\omega\mu}}$$

a profundidade de penetração, com ω sendo a frequência RF, ρ a resistividade e μ a permeabilidade do material [17]. Na descrição de MI é a razão

$$\frac{\Delta Z}{Z} = \frac{Z(H) - Z(H_{MAX})}{Z(H_{MAX})}$$

que é de interesse, pois essa razão nos dá a magnitude de MI, com H_{MAX} sendo um campo suficientemente intenso para saturar a amostra [18]. Conhecendo a resposta de MI de um material podemos obter também sua FMR, pois as respostas de MI e de FMR são equivalentes [11].

2 Metodologias

Neste capítulo serão descritos os recursos utilizados nos procedimentos experimentais, o processo de fabricação da amostra será relatado, uma breve descrição do funcionamento de um analisador de rede vetorial será dada e, em seguida, os métodos utilizados serão descritos.

2.1 Equipamentos

Todos os métodos que serão apresentados na seção 2.3 se baseiam em medidas de coeficientes e espalhamento feitas com um VNA. Por isso, a mesma estrutura de equipamentos pode ser utilizada para todos os métodos, apenas mudando o porta amostras e o coeficiente medido. Em todos os métodos desenvolvidos, os seguintes equipamentos foram utilizados:

- Amplificador Lock-In SR830 DSP;
- Duas fontes Kepco;
- Bobina de Helmholtz GMW Associates modelo 5451;
- Analisador de Rede Vetorial Rohde & Schwarz ZVB 14;
- Computador com interface HP VEE para fazer a comunicação entre os equipamentos.

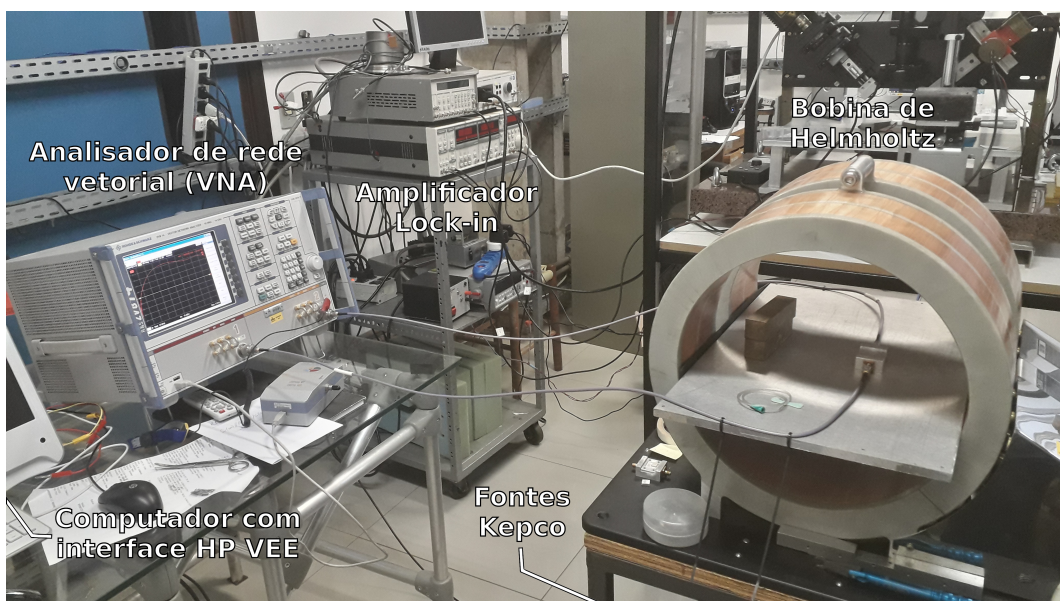


Figura 3 – Equipamentos utilizados nas medidas e como estão montados.

2.2 Analisador de rede vetorial

Um analisador de rede vetorial (VNA) é um equipamento que aplica um estímulo de amplitude, frequência e fase definidas em um dispositivo sob teste (DUT) e compara esses parâmetros com os parâmetros das ondas refletidas e transmitidas, tornando possível extrair informações sobre o DUT analisado. O VNA irá nos auxiliar ao aplicar campos RF no porta amostras e medir a matriz de espalhamento. A matriz de espalhamento nos fornece uma descrição completa da rede, relacionando ondas de tensão incidentes nas portas às que são refletidas das portas. Uma onda de tensão é definida como

$$V(z) = V^+(z) + V^-(z), \quad V^\pm(z) = V_0^\pm e^{\pm ikz} \quad (2.1)$$

onde z representa a componente espacial, k é o número de onda, o termo com V^+ representa a onda incidente e o termo com V^- representa a onda refletida. No VNA utilizado, que possui duas portas, a matriz de espalhamento, com V_n^+ representando a onda de tensão incidente na porta n e V_n^- a onda refletida da porta n , é dada por

$$\begin{pmatrix} V_1^- \\ V_2^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_1^+ \\ V_2^+ \end{pmatrix}$$

ou

$$[V^-] = [S][V^+]. \quad (2.2)$$

Um elemento específico da matriz pode ser determinado como [9]

$$S_{ij} = \left. \frac{V_i^-}{V_j^+} \right|_{V_k^+ = 0 \text{ para } k \neq j},$$

significando que S_{ij} é obtido ao incidir a porta j com uma onda de tensão V_j^+ e medir a onda refletida V_i^- vindo da porta i . Como o VNA utilizado possui impedância de 50Ω e possui apenas duas portas, ambas as portas possuirão impedâncias iguais e que também serão de 50Ω . Por exemplo, S_{11} será o coeficiente de reflexão observado da porta 1 e S_{21} será o coeficiente de transmissão da porta 1 para a porta 2.

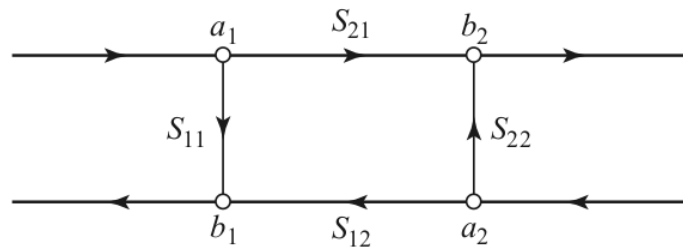


Figura 4 – Esquemática da propagação de sinais. Os nodos a_i identificam ondas incidentes nas portas i , enquanto b_i identifica ondas refletidas nas portas i . Imagem retirada de [9].

2.3 Métodos

Nesta seção, os conceitos de funcionamento dos três métodos utilizados serão explicados, bem como o modo de obtenção dos dados desejados a partir dos resultados obtidos com cada método. O primeiro método consiste em estimar a energia absorvida pela amostra; o segundo método consiste no cálculo da permeabilidade magnética a partir da compensação de efeitos causados pelo substrato e o porta amostras; o terceiro e último método consiste em obter a magnetoimpedância ao usar a própria amostra como linha de transmissão. Para todos os métodos o VNA foi calibrado ao definirmos um plano de referência que define o começo da linha de transmissão. Para o VNA que utilizamos esse processo é automatizado e é feito ao conectarmos ambos os cabos a uma unidade de calibração ZV Z53 Rohde & Shwarz.

2.3.1 Absorção de energia eletromagnética

A partir de curvas de absorção de energia eletromagnética, podemos obter os valores de campo para os quais a absorção da energia do campo RF é máxima para cada frequência e, assim, obtermos curvas de frequência por campo, que identificam a condição ressonante. Utilizando um porta amostras com duas portas coaxiais, como o da figura (5), podemos utilizar o VNA para obtermos os coeficientes de transmissão S_{21} e reflexão S_{11} . Supondo uma rede sem perdas/absorções, temos que as potências incidentes e refletidas são iguais [9]:

$$[V^+]^T [V^+]^* = [V^-]^T [V^-]^*.$$

Inserindo (2.2) nessa equação, obtemos que

$$[V^+]^T [V^+]^* = [V^+]^T [S]^T [S]^* [V^+]^*,$$

de forma que, para $[V^+]$ não nulo,

$$[S]^T [S]^* = [U] \quad \text{ou} \quad [S]^* = \{[S]^T\}^{-1},$$

onde $[U]$ é a matriz identidade. Uma matriz que satisfaz essa condição é chamada de matriz unitária e pode ser escrita na forma

$$\sum_{k=1}^N S_{ki} S_{kj}^* = \delta_{ij}, \quad \text{para todo } i, j,$$

onde δ_{ij} é o delta de Kronecker. Dessa forma, para uma rede sem perdas com $i = j$ e $N = 2$, podemos escrever

$$|S_{11}|^2 + |S_{21}|^2 = 1.$$

Portanto, se quisermos estimarmos quanto de energia é absorvida pela amostra, podemos definir uma variação ΔS dada por

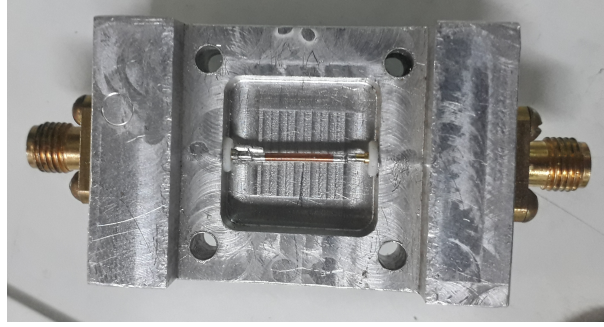


Figura 5 – Porta amostras utilizado para as medidas no método de absorção de energia. A amostra é posicionada sob o condutor central e, então, uma tampa com um peso é colocada para fechar a cavidade.

$$\Delta S = |S_{11}|^2 + |S_{21}|^2 - 1. \quad (2.3)$$

Para uma determinada frequência fixa, a equação (2.3) apresentará um mínimo para campo positivo e outro para campo negativo. Esses dois valores de campo para os quais ΔS é mínimo são os pontos de máxima absorção e, portanto, os pontos de ressonância para tal frequência. Assim, podemos traçar gráficos de frequência de ressonância em função do campo externo, obtendo curvas de FMR. Para eliminar possíveis efeitos de magnetorresistência de superfície do porta amostras em função do campo para altas frequências [19], medidas de ΔS são feitas para o porta amostras vazio. Como essas são medidas escalares de energia, podemos subtrair a absorção do porta amostras vazio do resultado obtido com a amostra em seu interior, obtendo assim uma resposta mais “limpa” da amostra.

2.3.2 Permeabilidade magnética

Neste método utilizaremos o modelo desenvolvido por V. Bekker et al [10] para calcularmos a permeabilidade complexa da amostra. Nesse método, utilizaremos um porta amostras do tipo *stripline* em curto, como ilustrado na figura (6). Para essa *stripline* com três diferentes seções, o coeficiente de reflexão da linha é dado por

$$R = R_0 e^{-2(\gamma_1 l_1 + \gamma_2 l_2 + \gamma_3 l_3)},$$

onde R_0 é o coeficiente de reflexão no terminal, l_i são os comprimentos ilustrados na figura (6) e γ_i são as constantes de propagação complexa de cada seção da linha de transmissão, dadas por

$$\gamma_i = \sqrt{(R_i + i\omega L_i)(G_i + i\omega C_i)},$$

onde R é a resistência, L é a indutância, C é a capacitância e G é a condutância distribuída ao longo da linha de transmissão em cada seção. Quando a amostra ferromagnética está no porta amostras temos $\gamma_2 = \gamma_{amostra}$ e quando há apenas o substrato no porta amostras

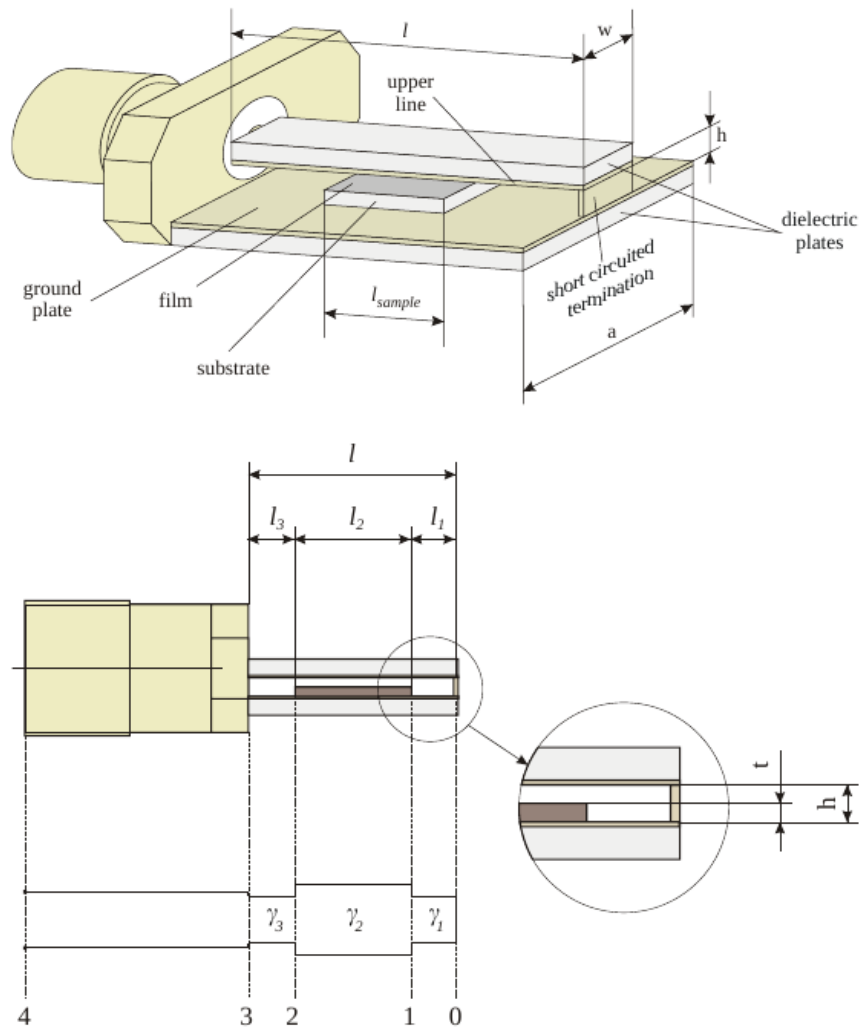


Figura 6 – Modelo teórico da *stripline* em curto utilizada no modelo de V. Bekker. Imagem retirada de [10].

temos $\gamma_2 = \gamma_{sub}$. $\gamma_1 = \gamma_3 = \gamma_{vazio}$ é a constante de propagação das regiões vazias. $l_2 = l_{amostra}$ é o comprimento da amostra e $l_1 + l_3 = l_{vazio}$ é o comprimento total das regiões vazias da *stripline*.

Para a obtenção da permeabilidade é necessário fazermos três medidas: a primeira com a *stripline* vazia, a segunda com a *stripline* contendo apenas o substrato de comprimento $l_{sub} = l_{amostra}$ e, por fim, com a amostra ferromagnética. Antes das medidas serem feitas é necessário fazer uma calibração para que o parâmetro S_{11} represente o coeficiente de reflexão R da *stripline*.

O procedimento da primeira medida é feito para eliminar erros dependentes da frequência associados à *stripline*. Para isso, a permissividade efetiva é calculada a partir de S_{11} com a *stripline* vazia com a equação

$$\epsilon_{eff}^{vazio} = \left(\frac{ic \ln(-S_{11}^{vazio})}{2\omega(l_{amostra} + l_{vazio})} \right)^2,$$

onde c é a velocidade da luz no vácuo e $\omega = 2\pi f$ é a frequência angular. Utilizando esse resultado no próximo passo, obtemos a permissividade efetiva da *stripline* com o substrato, dada por

$$\epsilon_{eff}^{sub} = \left(\frac{ic \ln(-S_{11}^{sub})}{2\omega l_{amostra}} - \frac{\sqrt{\epsilon_{eff}^{vazio}} l_{vazio}}{l_{amostra}} \right)^2.$$

Por fim, utilizando as duas permissividades calculadas, podemos finalmente obter a permeabilidade efetiva complexa a partir da equação

$$\mu_{eff} = \left(\frac{ic \ln(-S_{11}^{amostra})}{2\omega l_{amostra} \sqrt{\epsilon_{eff}^{sub}}} - \frac{\sqrt{\epsilon_{eff}^{vazio}} l_{vazio}}{\sqrt{\epsilon_{eff}^{sub}} l_{amostra}} \right)^2. \quad (2.4)$$

Curvas da parte real da permeabilidade em função do campo aplicado para uma dada frequência apresentam um ponto máximo e um ponto mínimo para campo positivo e outro máximo e mínimo para campo negativo. Esses máximos e mínimos coincidem com os pontos médios dos picos de ressonância, cuja distância em campo entre eles, como discutido na seção 1.4, nos dá a largura de linha de ressonância. Portanto, a partir das curvas da parte imaginária da permeabilidade, podemos calcular a largura de linha de ressonância apenas obtendo o valor em campo para o máximo e o mínimo e calculando a diferença de campo entre eles.

2.3.3 Magnetoimpedância

Para medirmos a magnetoimpedância, iremos utilizar a própria amostra como linha de transmissão terminada em curto. Para isso, uma placa de fenolite cobreada foi cortada e a ela foi soldada um conector coaxial SMA. Com a estrutura pronta, a amostra é posicionada sob o pino da porta e cola prata é aplicada de forma a fixar a amostra e fazer contato entre o pino e a amostra. A montagem pode ser vista na figura (7).

Após essa montagem, o sistema é conectado ao VNA e aplicamos um campo magnético transversal utilizando dois ímãs de forma que o campo entre eles seja aproximadamente homogêneo e seja suficientemente intenso para saturar a amostra; então, definimos uma referência de impedância $Z(H_{ref})$ no VNA, que não terá nenhuma influência na dinâmica de magnetização da amostra uma vez que, supostamente, o campo RF é paralelo a \mathbf{m} e não gera torque. Após isso, utilizamos o VNA para aplicar um campo RF e medir a variação de impedância

$$\Delta Z = Z(H) - Z(H_{ref}), \quad (2.5)$$

onde $Z(H)$ é a impedância medida para um dado campo H aplicado pela bobina de Helmholtz.

Ao traçarmos gráficos de ΔZ em função do campo externo aplicado, as curvas apresentarão um máximo em campo positivo e outro em campo negativo. Esses crescimentos



Figura 7 – Filme de $CoZr$ utilizado como linha de transmissão terminada em curto para o método de magnetoimpedância.

da variação da impedância representam a magnetoimpedância e os pontos máximos dela, como discutido na seção 1.5, são equivalentes aos pontos de ressonância da amostra. Portanto, ao obtermos os valores em campo para os quais a variação de impedância é máxima para cada frequência, obtemos também a relação de dispersão de ressonância da amostra.

2.4 A amostra

Para a fabricação da amostra foi utilizado o método de pulverização catódica (*magnetron sputtering*). Esse método funciona criando plasma de argônio e acelerando os íons no material alvo, que ejetará partículas neutras devido à transferência de energia dos íons incidentes. Essas partículas ejetadas viajam em linha reta até entrarem em contato com o substrato, cobrindo-o com um filme fino do material alvo. O campo do magnétron, que é gerado por ímãs, tem finalidade de produzir movimento ciclotrônico nos elétrons, aumentando a frequência de colisões e mantendo a população de íons de argônio estável. Além disso, ajuda a manter o plasma durante a deposição [20].

Para obtermos um filme amorfo de $CoZr$, foi utilizado um alvo de cobalto e pequenas pastilhas de zircônio que foram posicionadas nas regiões com maior desgaste sobre o alvo de cobalto. A área da região de maior desgaste foi estimada e as pastilhas de zircônio foram fabricadas de forma a termos uma proporção de até 3% de zircônio no filme depositado, ou seja, a área ocupada pelas pastilhas representasse 3% da área da região com maior corrosão. Foi utilizado lamínulas de vidro como substrato para a deposição.

O filme utilizado para as medidas foi depositado com uma espessura nominal de 50 nm . As condições de deposição foram: pressão de argônio de 4 $mTorr$, pressão base de $1,2 \times 10^{-6}$ $Torr$, fluxo de Ar de 100 $SCPM$, fonte DC, 120 mA , 44 W . A direção em que a amostra foi colocada na câmara de deposição foi marcada no substrato e definida como um eixo de referência.

Três pedaços foram cortados para cada um dos diferentes métodos utilizados: para

o método discutido na seção 2.3.1 foi cortado um filme com comprimento de 8,18 *mm* na direção do eixo de referência e largura de 12,96 *mm*; para o método da seção 2.3.2 foi cortado um filme com comprimento $l_{amostra} = 3,46$ *mm* na direção do eixo de referência e 3,04 *mm* de largura; por fim, para o método da seção 2.3.3 foi cortado um filme com comprimento de 8,82 *mm* na direção do eixo de referência e 2,40 *mm* de largura.

3 Resultados

Nesta seção os resultados experimentais obtidos pelos diferentes métodos serão apresentados e discutidos. Além disso, uma análise dos dados será feita buscando caracterizar alguns dos aspectos da amostra trabalhada.

Antes de os métodos explicados na seção 2.3 serem aplicados, utilizamos um Magnetômetro de Amostra Vibrante (VSM) para obtermos algumas informações sobre a amostra a partir das curvas de histerese para diferentes ângulos θ entre o eixo de referência da amostra e o campo externo aplicado pelo VSM. Como pode ser observado nas figuras (8) e (9), o eixo duro de anisotropia, que pode ser definido como o eixo de menor coercividade, faz um ângulo de 135° com o eixo de referência da amostra; portanto, o eixo fácil, que pode ser definido como o eixo ortogonal ao eixo duro, faz um ângulo de 45° com o eixo de referência. Além disso, é possível observar que no eixo duro a histerese não é uma reta, o que indica que a amostra não é exatamente uniaxial. Podemos também observar que 125 Oe é suficiente para saturar a amostra.

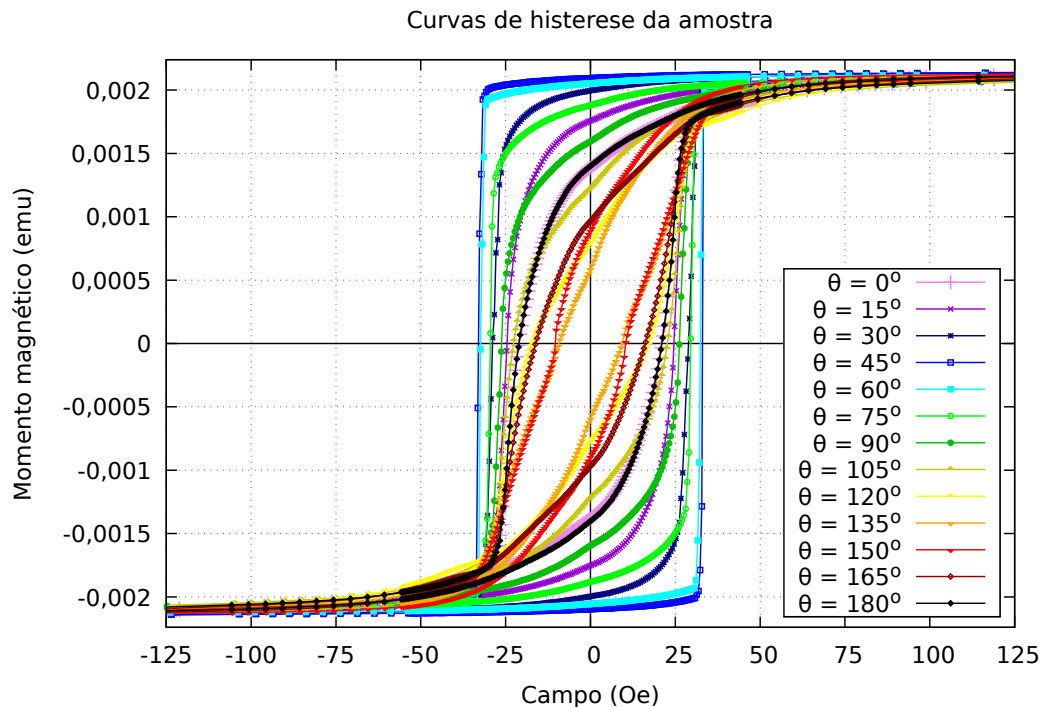


Figura 8 – Curvas de histereses para a amostra de $CoZr$. θ é o ângulo entre o eixo de referência da amostra e o campo externo do VSM. É possível observar o eixo fácil da amostra em 45° e o eixo duro em 135° .

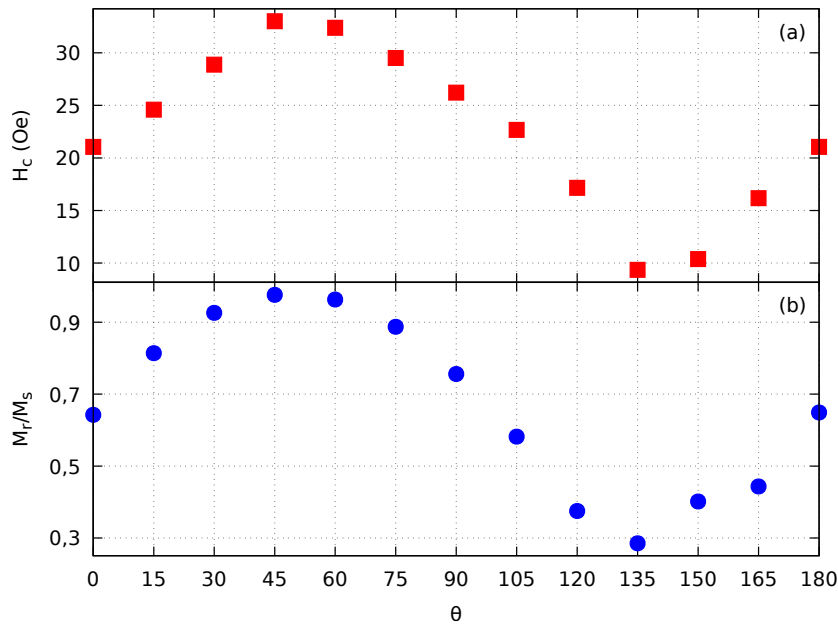


Figura 9 – Em (a) temos o campo coercivo em função do ângulo e em (b) a razão de Stoner-Wohlfarth [15] em função do ângulo. Podemos observar que em 135° temos a menor coercividade e, portanto, este é o eixo duro da amostra. Em (b), M_r é a magnetização de remanência e M_s é a magnetização de saturação da amostra.

3.1 Absorção de energia eletromagnética

Assim como descrito na seção 2.3.1, para esse método utilizamos o porta amostras da figura (5) e posicionamos a amostra sob o filamento de forma que o eixo de referência da amostra tenha a mesma direção que o campo externo. Com a amostra posicionada, cobrimos o porta amostra com uma tampa de alumínio e posicionamos um peso sobre a tampa para que a cavidade seja fechada. Após esse procedimento, fizemos medidas dos coeficientes S_{11} e S_{21} utilizando o VNA e utilizamos a equação (2.3) para obtermos curvas de absorção. Entretanto, em testes realizados foi possível observar um comportamento de absorção de energia com o campo por parte do porta amostras. Devido a isso, fizemos também medidas de ambos os coeficientes para o porta amostras vazio e calculamos a absorção de energia ΔS_{PA} do porta amostras e fizemos uma correção nas medidas ao descontarmos a absorção do porta amostras vazio da absorção medida com a amostra. As curvas de absorção de energia resultantes desse processo podem ser vistas na figura (10). A FMR pode ser identificada como o estado com maior absorção de energia, assim como discutido na seção 1.2; portanto, para obtermos a relação de dispersão precisamos identificar os valores em campo para cada frequência em que a absorção é máxima, ou seja, os mínimos das curvas de absorção obtidas. Um exemplo pode ser observado na figura (11).

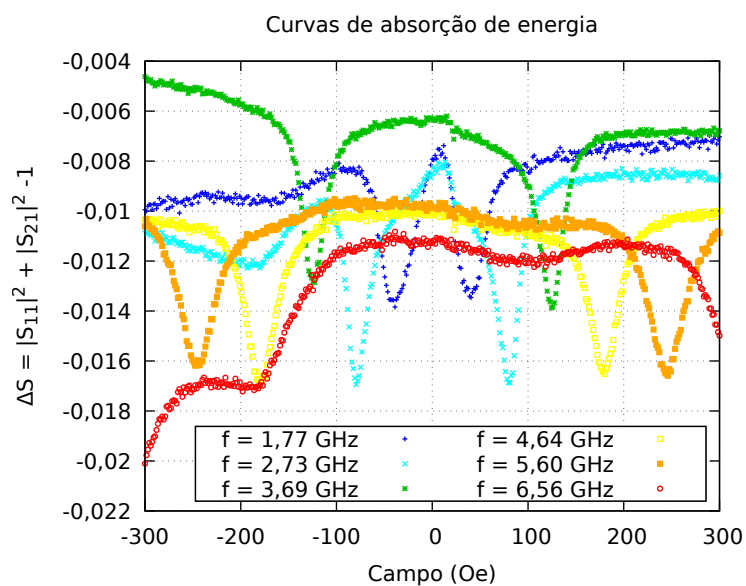


Figura 10 – Curvas de absorção de energia da amostra para seis diferentes frequências. É possível observar mínimos aproximadamente simétricos em campo que se deslocam em campo com o aumento da frequência.

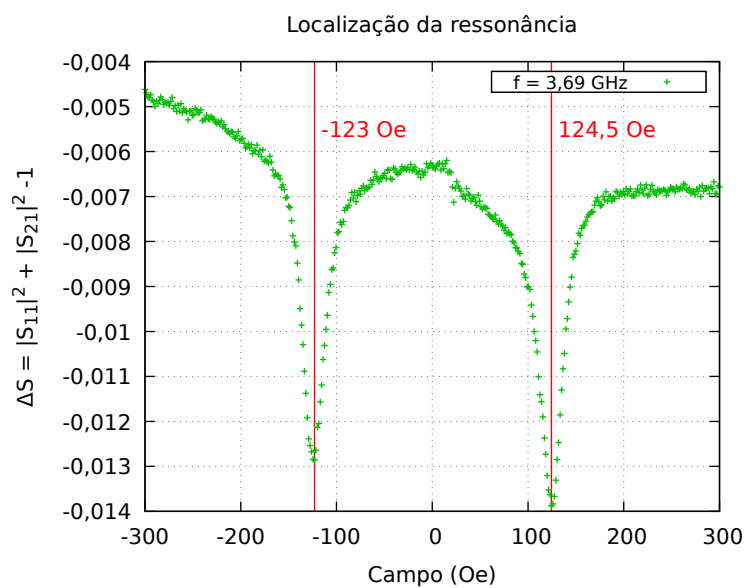


Figura 11 – Linhas verticais vermelhas indicam a posição e os valores em campo positivo e negativo onde há máxima absorção de energia eletromagnética pela amostra.

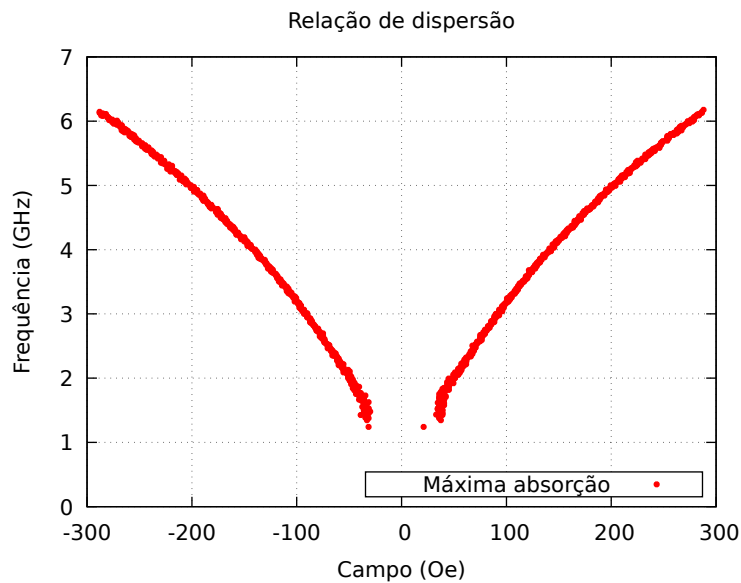


Figura 12 – Relação de dispersão obtida através do método de absorção de energia.

Analisando todas as frequências e obtendo todos os valores de campo que coincidem com os critérios descritos, obtemos a relação de dispersão que pode ser vista na figura (12). É possível ver uma ressonância bastante bem definida e com pouco ruído nesse método, apenas não sendo possível obter resultados para campos abaixo de 40 Oe, porém ainda é possível tirar informações da amostra, como será feito na seção 3.4.

3.2 Permeabilidade magnética

Para as medidas realizadas por esse método foi utilizado o porta amostras da figura (13). Com ele, foram feitas as três medidas descritas na seção 1.4, utilizando uma “capa” de cobre para fechar a cavidade e diminuir a sensibilidade a fatores externos como movimentação de objetos ou pessoas.

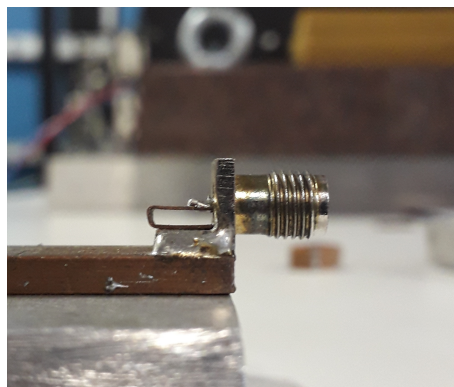


Figura 13 – Porta amostras utilizado para o método de medida da permeabilidade. A cavidade é baseada no modelo da figura 6.

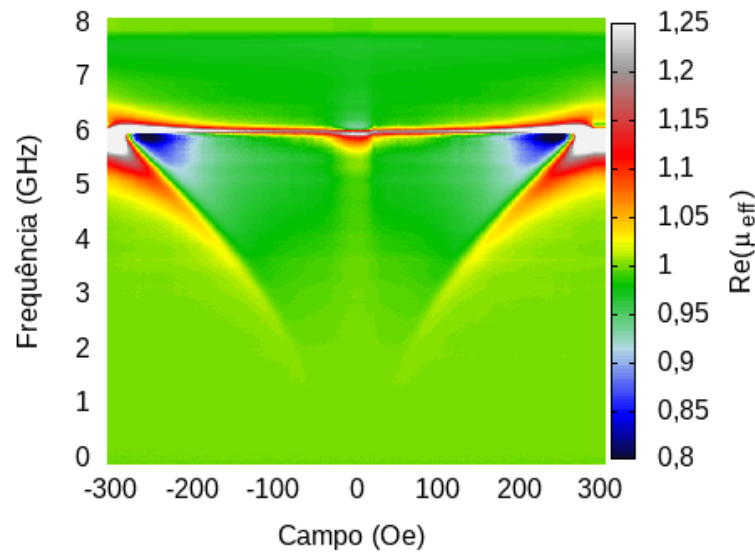


Figura 14 – Gráfico em escala de cores da parte real da permeabilidade efetiva da amostra. A escala de cores foi redimensionada de forma a deixar a ressonância mais evidente e saturando os pontos com valores muito altos ou muito baixos em relação à ressonância.

Após as três medidas do coeficiente S_{11} serem feitas, calculamos as permissividades elétricas e utilizamos a equação (2.4) para obtermos a permeabilidade complexa efetiva da amostra, cuja parte real pode ser vista em escala de cores na figura (14). Nesse gráfico é possível observar uma descontinuidade próxima dos 6 GHz, resultado que já havia sido observado anteriormente ao utilizarmos o mesmo porta amostras com outras amostras, o que indica ser um resultado devido exclusivamente à cavidade utilizada.

Apesar da descontinuidade observada, ao traçarmos curvas da parte imaginária da permeabilidade em função do campo externo, como ilustrado na figura (15), podemos utilizar um método similar ao explicado na figura (11) para obtermos os valores de campo em que há máximos nas curvas para cada frequência. Fazer isso é equivalente a identificar a condição ressonante, assim como explicado na seção 1.4 e nos permite obter a relação de dispersão de ressonância utilizando a permeabilidade, como pode ser observado na figura (16). Nesse resultado temos também uma ressonância bastante clara, mas para campos menores que 50 Oe a relação de dispersão ressonante não é evidente.

Além da relação de dispersão, podemos também obter a largura de linha de ressonância através da permeabilidade complexa. Para isso, precisamos traçar curvas da parte real da permeabilidade efetiva em função do campo para cada frequência, assim como pode ser observado na figura (17). Nessa figura é possível observar um máximo e um mínimo para campos positivos e negativos. Esses máximos e mínimos coincidem em campo com os pontos que possuem metade da altura dos picos da parte imaginária da permeabilidade e, assim como descrito na seção 1.4, a diferença em campo entre os

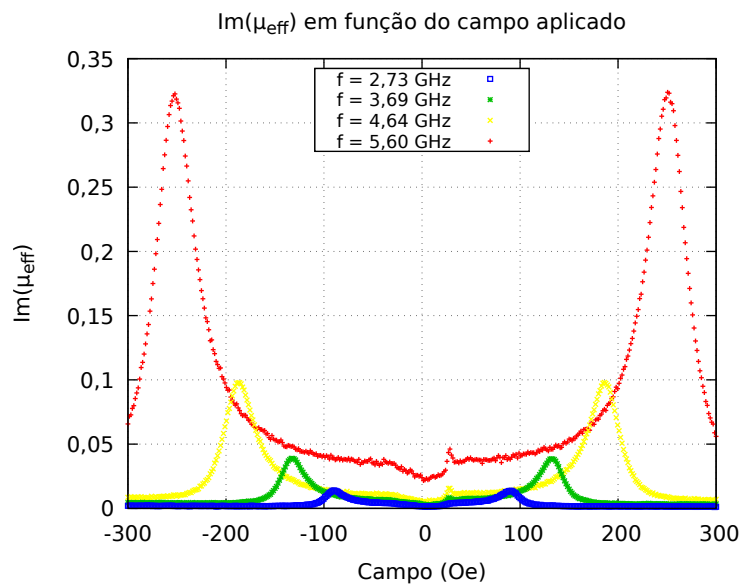


Figura 15 – Curvas da parte imaginária da permeabilidade em função do campo para diferentes frequências. As curvas apresentam máximos bastante evidentes para campo positivo e negativo que nos permitem identificar a condição de ressonância.

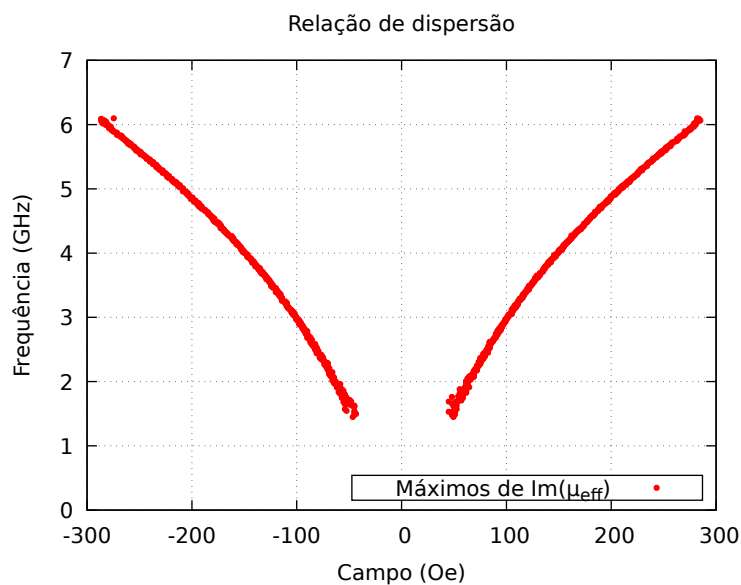


Figura 16 – Relação de dispersão obtida utilizando a permeabilidade efetiva complexa da amostra.

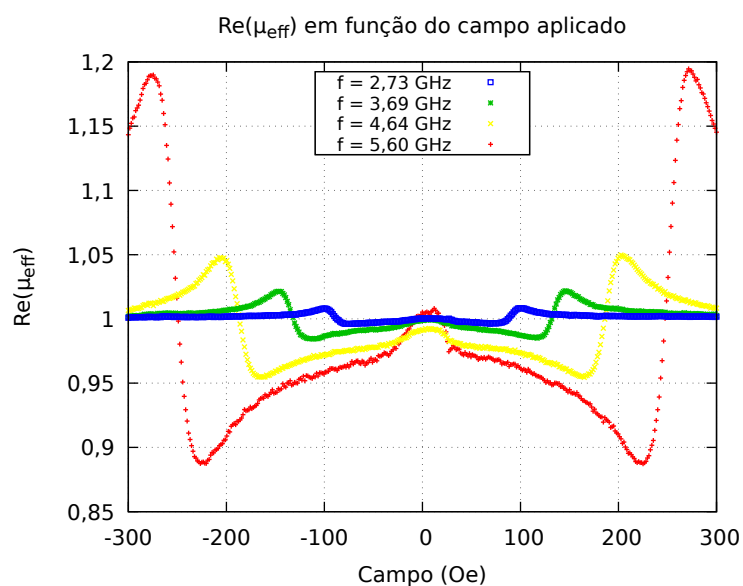


Figura 17 – Curvas da parte real da permeabilidade em função do campo para diferentes frequências. As curvas apresentam máximos e mínimos bastante evidentes possibilitando obter a diferença em campo entre eles.

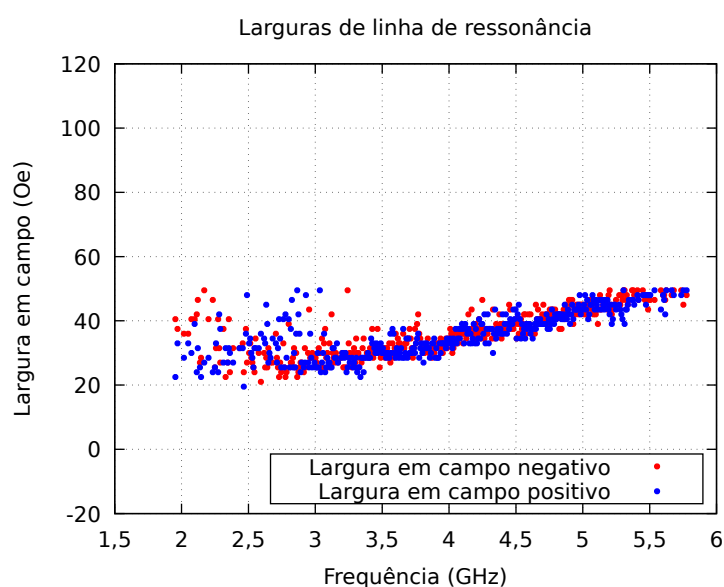


Figura 18 – Largura de linha de ressonância obtida com a análise da parte real da permeabilidade efetiva complexa.

pontos de meia altura representa a largura de linha de ressonância. A largura de linha obtida, que pode ser vista na figura (18), possui uma quantidade considerável de ruído especialmente para as frequências até 3 GHz, mas a partir dessa frequência pode-se observar um crescimento aproximadamente linear da largura, tanto para a largura em campo negativo quanto para a largura em campo positivo.

3.3 Magnetoimpedância

Com a amostra já fixada ao porta amostra como na figura (7), conectamos o sistema ao VNA. Como esse porta amostras não possui nenhum tipo de tampa para blindar o sistema da irradiação de ondas eletromagnéticas, os ímãs que seriam utilizados para aplicar um campo transversal não puderam ser colocados próximos à amostra, pois as ondas refletidas pelo operador ao se manipular o ímã teriam influência na medida de referência $Z(H_{ref})$. Para contornar esse problema, posicionamos os ímãs sob a base onde as amostras são posicionadas na bobina. Dessa forma conseguimos evitar que ondas eletromagnéticas fossem refletidas, ao custo de um campo magnético de menor intensidade para a medida da referência.

Com a impedância de referência obtida através da porta S_{11} , fizemos com que o VNA medisse a variação da impedância em relação a essa referência utilizando a equação (2.5). Ao traçarmos curvas da parte real de ΔZ em função do campo aplicado, como na figura (19), podemos observar picos de variação da impedância para determinados valores de campo para diferentes frequências. Essa alta variação da impedância é a magnetoimpedância, cuja resposta é dependente da permeabilidade e esta, por sua vez, manifesta o processo ressonante; portanto, ao obtermos os valores em campo para os quais ΔZ é máxima para cada frequência estaremos obtemos a relação de dispersão.

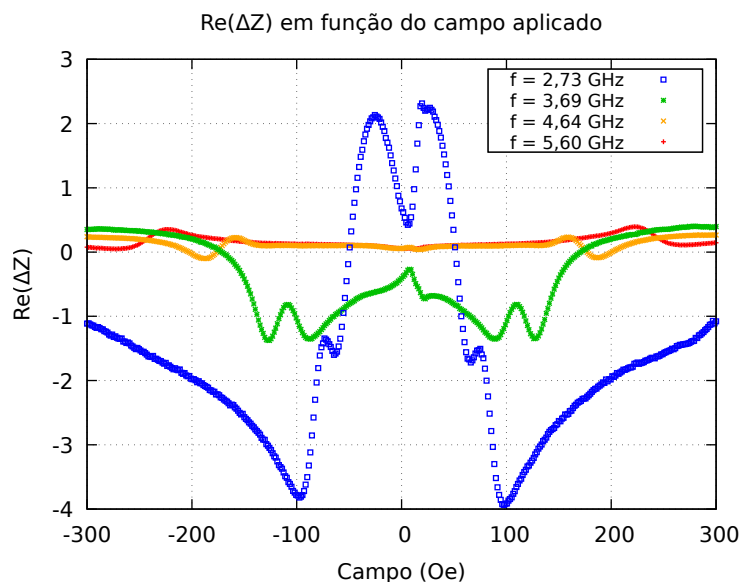


Figura 19 – Curvas da parte real da variação da impedância. Podemos ver claramente o efeito da magnetoimpedância nos picos que se movem em campo com o aumento da frequência, além de um efeito em baixo campo e baixa frequência que causou um grande aumento da variação de impedância.

A dispersão obtida por esse método, como pode ser observado na figura (20), exibiu picos para frequências menores do que 3 GHz que não varia muito com o campo e que foi detectado pelos programas de análise de dados utilizados. Ao compararmos com a curva de

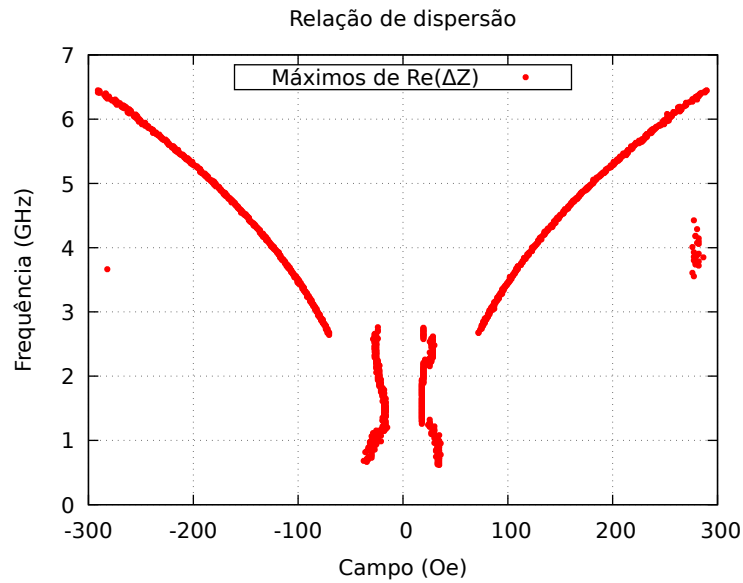


Figura 20 – Relação de dispersão obtida pelo método da magnetoimpedância.

2,73 GHz na figura (19), podemos ver que de fato há dois picos nessa região de campo que acabou sendo aceito pelo algoritmo do programa como uma possível ressonância, embora claramente não seja. Além disso, a curva apresentou alguns ruídos próximos a 4 GHz em campo alto. Esses efeitos podem ter sido causados pelos diferentes materiais interagindo na dinâmica, como o cobre na placa de fenolite, e também devido à reflexão das ondas irradiadas durante as medidas. Além disso, o fato de os ímãs terem sido posicionados sob a base pode ter resultado em um campo magnético transversal que não fosse intenso suficiente para saturar a amostra, prejudicando os resultados do método.

3.4 Caracterização da amostra e comparação dos métodos

Nesta seção teremos por objetivo a caracterização da amostra obtendo seu campo de anisotropia por meio das relações de dispersão obtidas nas seções anteriores e o parâmetro de amortecimento a partir da largura de linha obtida na seção 3.2. Posteriormente veremos quão bem os resultados experimentais coincidem com a previsão teórica.

Sobrepondo na figura (21) as três dispersões obtidas, evidenciamos as diferenças entre os resultados obtidos pelos diferentes métodos. É possível notar que as curvas obtidas pela absorção de energia e pela permeabilidade complexa não chegam a se sobrepor, mas as curvas parecem convergir com o aumento da frequência. A curva obtida pela magnetoimpedância destoou bastante das outras duas, possuindo uma relação de frequências mais altas para os valores de campo, além de a curva possuir um formato aparentemente diferente das outras. Esse resultado pode ter sido consequência dos fatores já discutidos no fim da seção anterior e também de um possível mal alinhamento durante o posicionamento da amostra no porta amostras.

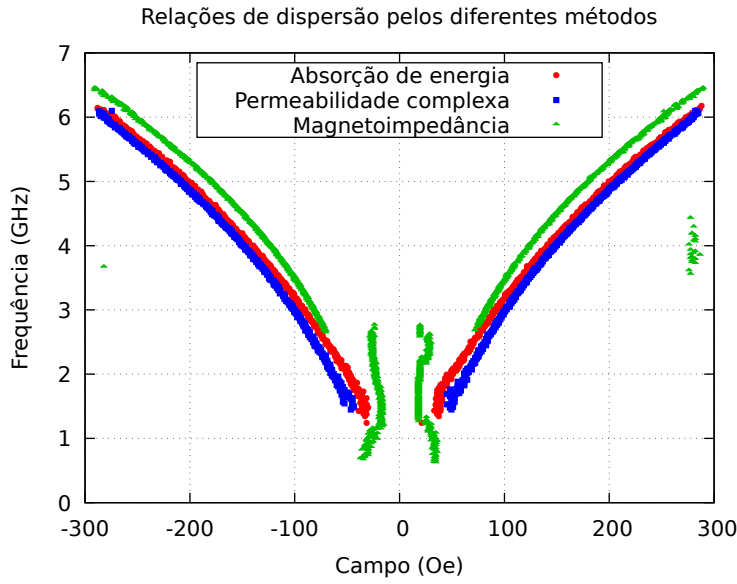


Figura 21 – As três relações de dispersão obtidas pelos diferentes métodos testados.

Para a caracterização da amostra, podemos escrever a relação de dispersão (1.2) como [21]

$$f_{ress} = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{[H_u \cos^2 \phi_M + 4\pi M_s + H \cos(\phi_M - \theta)][H_u \cos 2\phi_M + H \cos(\phi_M - \theta)]}, \quad (3.1)$$

onde H_u é o campo de anisotropia, H é o campo externo, M_s é a magnetização de saturação, ϕ_M é o ângulo de equilíbrio da magnetização em relação ao eixo fácil e θ é o ângulo entre o campo externo e o eixo fácil. A parte homogênea da largura de linha em (1.3) pode ser escrita como [13]

$$\Delta H_{hom} = \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{4\pi\alpha}{\gamma \cos(\phi_M - \theta)} f_{ress}. \quad (3.2)$$

Como não possuímos métodos para obtermos os termos da equação (1.4), iremos utilizar apenas a parte homogênea da largura para a caracterização, sendo devido à parte inhomogênea da largura as diferenças entre os resultados experimentais e analítico.

Para obtermos o campo de anisotropia para os diferentes métodos basta fazermos um ajuste da equação (3.1) para alto campo, ou seja, quando a amostra já está saturada e $\phi_M = \theta = 45^\circ$, pois as medidas foram feitas com o campo na direção do eixo de referência. Nesta situação temos que

$$f_{ress} = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{\left(\frac{1}{2}H_u + 4\pi M_s + H\right) H}.$$

Como a amostra é ao menos 97% composta por cobalto, para os ajustes utilizaremos a magnetização de saturação do cobalto, dada por $M_s = 1400 \text{ emu/cm}^3$ [22], e utilizaremos a razão giromagnética do elétron, dada por $1,760859770 \times 10^7 \text{ s}^{-1} \text{G}^{-1}$. Com esses dois valores, utilizamos a equação (3.2) para fazermos um ajuste de curva para cada um dos resultados

de cada método, sabendo, a partir das histereses em (8), que o campo de anisotropia têm valor pouco maior que 50 Oe . Os resultados obtidos pelos diferentes métodos foram:

$$H_u^{Abs} = 75 \text{ } Oe \quad \text{para a absorção de energia,}$$

$$H_u^{Perm} = 115 \text{ } Oe \quad \text{para a permeabilidade complexa}$$

e

$$H_u^{MI} = 35 \text{ } Oe \quad \text{para a magnetoimpedância.}$$

Durante as medidas das curvas de histerese, foi medida a componente longitudinal m_l da magnetização, mostrada no gráfico (8) para diferentes ângulos, e também a componente transversal m_t . Podemos calcular o ângulo de equilíbrio ϕ_M para um determinado campo aplicado com a relação

$$\phi_M = \tan^{-1} \left(\frac{m_t}{m_l} \right).$$

Esse procedimento foi feito para todos os valores de campo entre $\pm 300 \text{ } Oe$ para que obtivéssemos os ângulos de equilíbrio da magnetização. Com todos os parâmetros obtidos e os ângulos de equilíbrio calculados, podemos utilizar a equação (3.1) para traçarmos a curva teórica e comparar com cada um dos métodos. Os resultados obtidos estão na figura (22), onde é possível observar que o método da magnetoimpedância mostrou boa compatibilidade com a curva teórica em campos baixos, embora haja divergência para campos mais altos. O método da permeabilidade, por outro lado, não teve boa compatibilidade em baixo campo, mas o comportamento para campos mais altos foi bastante similar com o previsto pela equação (3.1). Por fim, o método da absorção se mostrou um meio termo entre os outros dois, em que teve uma boa compatibilidade em alto campo e só começa a divergir consideravelmente da previsão teórica para campos menores do que 70 Oe .

Para obtermos a largura de linha é preciso notar que a equação (3.2) depende do ângulo ϕ_M . Para contornarmos esse problema, vamos ajustar essa equação apenas às frequências para as quais a magnetização já está saturada e, portanto, $\phi_M = \theta$, transformando a equação em

$$\Delta H_{hom} = \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{4\pi\alpha}{\gamma} f_{ress}.$$

Pela figura (8) sabemos que a amostra já está saturada em 125 Oe e da figura (16) temos que a ressonância para a amostra saturada ocorre com $f_{ress} > 3,5 \text{ } GHz$. Por esse motivo ajustaremos a largura de linha com o parâmetro α livre para frequências maiores do que 3,5 GHz . O resultado do ajuste para campo negativo está na figura (23), onde obtivemos para o parâmetro de amortecimento o valor

$$\alpha = 0,0106$$

e o ajuste para campo negativo está na figura (24) onde obtivemos

$$\alpha = 0,0104.$$

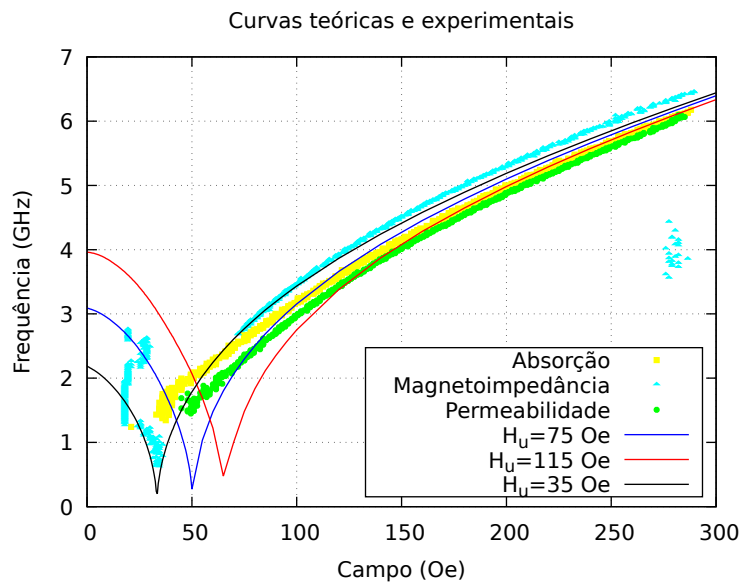


Figura 22 – Comparação entre as curvas teóricas para os diferentes valores de H_u obtidos e os resultados experimentais dos diferentes métodos. O gráfico está limitado para $H > 0$, pois para campo negativo e determinados valores de ϕ_M o segundo termo dentro da raiz de (3.1) pode ser negativo, resultando em um número imaginário.

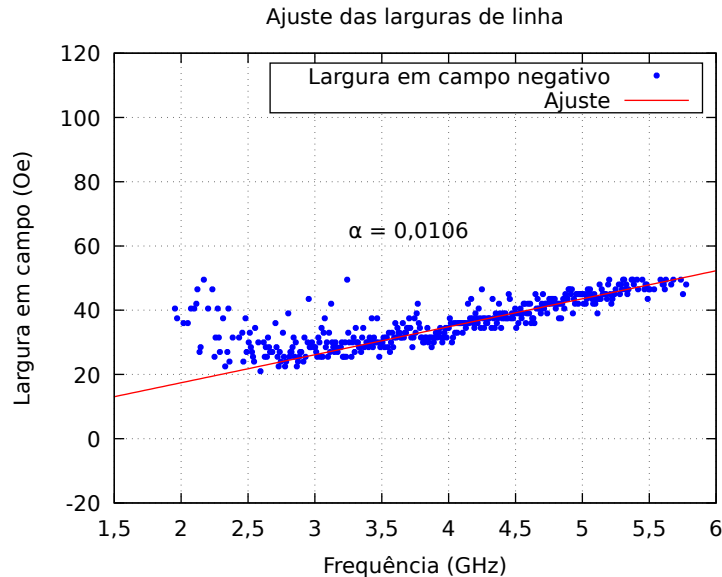


Figura 23 – Ajuste e largura de linha obtidos para campo negativo.

Os resultados obtidos possuem diferença menor do que 2%; logo, concordam bastante bem com o valor do parâmetro de amortecimento. É possível notar nos ajustes que para frequências inferiores a 3,5 GHz está a região em que o comportamento da largura de linha não é uma reta, evidenciando os efeitos de a amostra não estar saturada, além dos efeitos da parte inhomogênea da largura de linha.

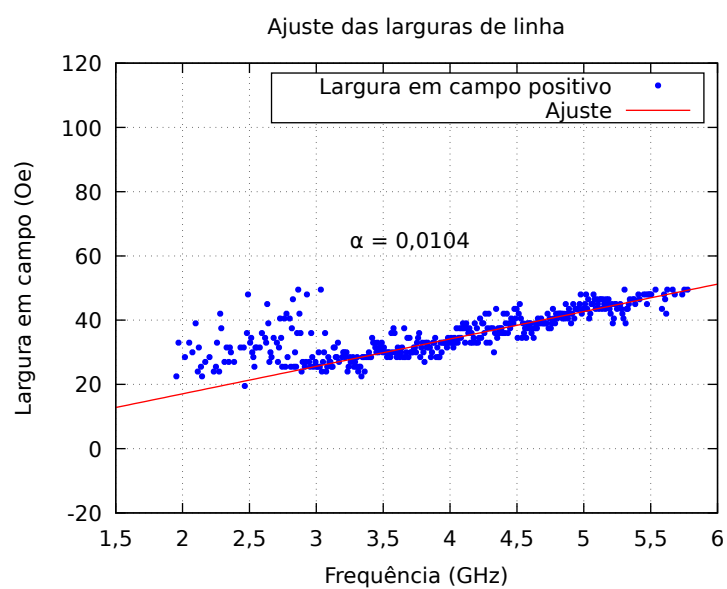


Figura 24 – Ajuste e largura de linha obtidos para campo positivo.

Conclusão e perspectivas

Os resultados obtidos na seção 3.4 nos permitem concluir que os três métodos discutidos e desenvolvidos possuem bom potencial para serem aperfeiçoados e utilizados para caracterização de materiais.

O método da absorção de energia eletromagnética mostrou boa concordância com a previsão teórica e com ele obtivemos para o campo de anisotropia da amostra o valor mais de acordo com o esperado pela análise das curvas de histerese. Vale a observação que o comportamento ressonante do porta amostras, feito de alumínio, foi um fenômeno que não esperávamos encontrar e que pode estar relacionado com ao efeito de magnetorresistência em metais não magnéticos em altas frequências [19] e pode ser um bom tema a ser investigado futuramente.

O método da magnetoimpedância, embora tenha demonstrado boa concordância com a previsão teórica para baixos campos, resultou em um campo de anisotropia muito abaixo do esperado e que provavelmente está incorreto. Contudo, tivemos bastantes problemas durante o procedimento experimental com esse método que pode ser aperfeiçoado com a fabricação de uma “capa” para evitar, ou ao menos diminuir, a irradiação de ondas eletromagnéticas, o que também permitiria desenvolver outro método de aplicar campo transversal para a medida de referência.

Por fim, o método da permeabilidade complexa, embora tenha resultado em um campo de anisotropia um pouco maior do que o esperado, mostrou-se bastante versátil, com uma relação de dispersão com boa concordância com a previsão teórica e sendo um bom método para obter o parâmetro de amortecimento a partir da largura de linha. Contudo, esse método ainda pode ser aperfeiçoado ao investigarmos o motivo da descontinuidade observada na figura (14) e ao desenvolvermos técnicas para obtermos a permeabilidade relativa da amostra, nos possibilitando obter mais uma informação de grande importância.

Além da amostra analisada nesse trabalho, uma série de outras amostras de mesma composição e diferentes espessuras foram fabricadas e devem ser caracterizadas no futuro.

Referências

- 1 STANESCU, S.; ELENA, D. *Magnetization dynamics in magnetic nanostructures*. Tese (thesis) — Université Joseph Fourier (Grenoble), jan. 2003. Disponível em: <<http://www.theses.fr/2003GRE10221>>. Citado na página 11.
- 2 IGARASHI, M. et al. A method of measuring anisotropy field of polycrystalline thin-film media. *Journal of Applied Physics*, v. 85, n. 8, p. 4720–4722, abr. 1999. ISSN 0021-8979, 1089-7550. Disponível em: <<http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.370459>>. Citado na página 11.
- 3 HUIJBREGTSE, J. et al. High-frequency permeability of soft-magnetic Fe–Hf–O films with high resistivity. *Journal of Applied Physics*, v. 83, n. 3, p. 1569–1574, fev. 1998. ISSN 0021-8979, 1089-7550. Disponível em: <<http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.366867>>. Citado na página 11.
- 4 LAYADI, A. Exchange anisotropy: A ferromagnetic resonance study. *Physical Review B*, v. 66, n. 18, p. 184423, nov. 2002. ISSN 0163-1829, 1095-3795. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.66.184423>>. Citado na página 11.
- 5 MCMICHAEL, R. D. et al. Ferromagnetic resonance studies of NiO-coupled thin films of Ni 80 Fe 20. *Physical Review B*, v. 58, n. 13, p. 8605–8612, out. 1998. ISSN 0163-1829, 1095-3795. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.58.8605>>. Citado na página 11.
- 6 CHAPPERT, C. et al. Ferromagnetic resonance studies of very thin cobalt films on a gold substrate. *Physical Review B*, v. 34, n. 5, p. 3192–3197, set. 1986. ISSN 0163-1829. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.34.3192>>. Citado na página 11.
- 7 ARIAS, R.; MILLS, D. L. Extrinsic contributions to the ferromagnetic resonance response of ultrathin films. *Journal of Applied Physics*, v. 87, n. 9, p. 5455–5456, maio 2000. ISSN 0021-8979, 1089-7550. Disponível em: <<http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.373370>>. Citado na página 11.
- 8 WOO, S.; BEACH, G. S. D. Control of propagating spin-wave attenuation by the spin-Hall effect. *Journal of Applied Physics*, v. 122, n. 9, p. 093901, set. 2017. ISSN 0021-8979, 1089-7550. Disponível em: <<http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.4999828>>. Citado na página 11.
- 9 POZAR, D. M. *Microwave Engineering*. 4th. ed. Hoboken, NJ: John Wiley & Sons, 2011. ISBN 978-0-470-63155-3. Citado 3 vezes nas páginas 11, 20 e 21.
- 10 BEKKER, V.; SEEMANN, K.; LEISTE, H. A new strip line broad-band measurement evaluation for determining the complex permeability of thin ferromagnetic films. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. 270, n. 3, p. 327–332, abr. 2004. ISSN 03048853. Disponível em: <<https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0304885303007170>>. Citado 3 vezes nas páginas 11, 22 e 23.
- 11 YELON, A. et al. Calculations of giant magnetoimpedance and of ferromagnetic resonance response are rigorously equivalent. *Applied Physics Letters*, v. 69, n. 20, p. 3084–3085, nov. 1996. ISSN 0003-6951, 1077-3118. Disponível em: <<http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.117312>>. Citado 2 vezes nas páginas 12 e 17.
- 12 STÖHR, J.; SIEGMANN, H. C. *Magnetism: From Fundamentals to Nanoscale Dynamics*. 1st. ed. Berlin: Springer, 2006. ISBN 978-3-540-30282-7. Citado 3 vezes nas páginas 13, 14 e 15.

- 13 PLATOW, W. et al. Correlations between ferromagnetic-resonance linewidths and sample quality in the study of metallic ultrathin films. *Physical Review B*, v. 58, n. 9, p. 5611–5621, set. 1998. ISSN 0163-1829, 1095-3795. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.58.5611>>. Citado 3 vezes nas páginas 15, 16 e 36.
- 14 VONSOVSKII, S. V. (Ed.). *Ferromagnetic Resonance: The Phenomenon of Resonant Absorption of a High-Frequency Magnetic Field in Ferromagnetic Substances*. [S.l.]: Pergamon, 2013. ISBN 978-1-4831-1906-9. Citado na página 15.
- 15 CULLITY, B. D.; GRAHAM, C. D. *Introduction to Magnetic Materials*. 2. ed. Hoboken, N.J: Wiley-IEEE Press, 2008. ISBN 978-0-471-47741-9. Citado 2 vezes nas páginas 16 e 28.
- 16 REZENDE, S. M. *Materiais E Dispositivos Eletrônicos*. 3ª. ed. São Paulo: Livraria da Física, 2014. ISBN 978-85-7861-134-7. Citado 2 vezes nas páginas 16 e 17.
- 17 KRAUS, L. Theory of giant magneto-impedance in the planar conductor with uniaxial magnetic anisotropy. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. 195, n. 3, p. 764–778, jun. 1999. ISSN 03048853. Disponível em: <<https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0304885399002863>>. Citado na página 17.
- 18 OVARI, T.-A. et al. Correlation between the magneto-impedance and ferromagnetic resonance responses in nanocrystalline microwires. *IEEE Transactions on Magnetics*, v. 36, n. 5, p. 3445–3447, set. 2000. ISSN 00189464. Disponível em: <<http://ieeexplore.ieee.org/document/908855/>>. Citado na página 17.
- 19 DONOVAN, B. The Magneto-Resistance Effect in Metals at High Frequencies. *Proceedings of the Physical Society. Section A*, v. 67, n. 4, p. 305–314, abr. 1954. ISSN 0370-1298. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/0370-1298/67/i=4/a=301?key=crossref.cf7d2d21a126ec2ba6b8c7ae7e88da31>>. Citado 2 vezes nas páginas 22 e 41.
- 20 AJA, I. I. *What is sputtering?* 2019. Disponível em: <<http://www.ajaint.com/what-is-sputtering.html>>. Citado na página 25.
- 21 KEREKES, M. et al. Frequency domain studies of CoZr continuous thin films and FeNi wires using coplanar transmission lines. *Journal of Applied Physics*, v. 95, n. 11, p. 6616–6618, jun. 2004. ISSN 0021-8979, 1089-7550. Disponível em: <<http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.1669340>>. Citado na página 36.
- 22 BAUTIN, V. A. et al. Magnetic properties of polycrystalline cobalt nanoparticles. *AIP Advances*, v. 7, n. 4, p. 045103, abr. 2017. ISSN 2158-3226. Disponível em: <<http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.4979889>>. Citado na página 36.