

Estudo da dinâmica de magnetização em sistemas FM/NM para aplicações em spintrônica



Rodrigo Torrão Victor
Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas
Orientador: Dr Flávio Garcia

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de pós-Graduação em Física do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas-CBPF, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Ciências (Física).

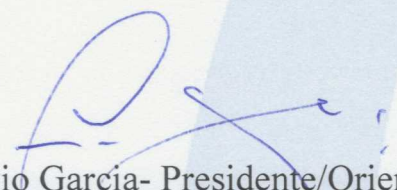
Agosto, 2019




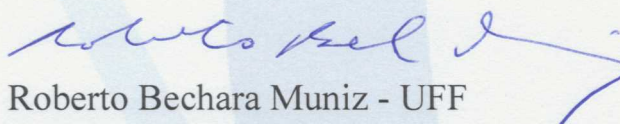
“ESTUDO DA DINÂMICA DE MAGNETIZAÇÃO EM
SISTEMAS FM/NM PARA APLICAÇÕES EM SPINTRÔNICA”

RODRIGO TORRÃO VICTOR

Dissertação de Mestrado em Física, apresentada
no Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas do
Ministério da Ciência, Tecnologia, Inovações e
Comunicações. Fazendo parte da banca
examinadora os seguintes professores:


Flávio Garcia- Presidente/Orientador/CBPF


Clodoaldo Irineu Levartoski de Araújo - UFV


Roberto Bechara Muniz - UFF

Rio de Janeiro, 04 de outubro de 2019.

Agradecimentos

Gostaria, em primeiro lugar, de agradecer ao meu orientador Flávio Garcia que, desde o meu ingresso no CBPF, não mediu esforços para me ensinar e me ajudar nesse trabalho. Muito obrigado, chefe. Além de me ensinar sobre física, também me ensinou muito sobre respeito, independência e iniciativa.

Obrigado, Luiz Sampaio. Esse trabalho não poderia ter sido feito sem os seus ensinamentos! Obrigado por todas as discussões sobre física, obrigado pela paciência e empenho em me explicar tanto sobre física experimental.

Gostaria de fazer um agradecimento especial a minha mãe e ao meu pai. Todos sabemos o quão difícil é a carreira científica, porém ela se torna bem mais fácil com o apoio dos familiares.

Agradeço a todos meus amigos, em especial ao Bruno Pimentel, Igor Daniel e Diogo Malta, muito obrigado por todas as discussões e troca de conhecimento que tivemos durante nossas graduações e perduraram durante nossas pós graduações, e a Renata Pimentel, por sempre estar disposta a sanar minhas dúvidas sobre a nossa língua-mãe.

Gostaria de agradecer, também, ao Richard Caraballo que, desde o início da minha IC, vem me ensinando sempre, também pela amizade e pelas palavras de conforto.

Obrigado, Carol, por todo apoio e paciência, mesmo nos momentos difíceis.

Obrigado aos meus amigos de grupo, Evelyn, Bianca, Wesley, pablo e Raquel, pelos cafés e pelas mãozinhas.

Gostaria de agradecer a todos os professores e pesquisadores do CBPF, em especial: Cambraia, Gomes Filho, Alexandre Mello, Bittar, Sinnecker e André, que me ensinaram a operar diversos equipamentos utilizados nesse trabalho.

Aos amigos que cultivei durante o período do meu mestrado: Danilo, Mercedes, Bruno,

Eric, Filipe, Fabrício, Renan e muitos outros que me apoiaram, muito obrigado.

Agradeço, também, aos meus orientadores do período de graduação, Daniel Rocco e Mario Reis, por me darem a base e apoio para novos desafios.

Gostaria de agradecer a todos os funcionários do CBPF, em particular às secretárias Bete e Gil, que me ajudaram com toda parte burocrática, à Noemi, que sempre manteve nosso ambiente de trabalho limpo e também faz ótimos cafés, e ao Marujo, que me ajudou muito nas questões técnicas nos laboratórios.

Agradeço à ajuda financeira dada pelo CNPq via pagamento de bolsa de estudos.

Ao meu avô

*“My mind is exploding with ideas.
—Not literally, I hope!”*

—Techies

Resumo

O objetivo principal desse trabalho foi estudar, por meio de ressonância ferromagnética, o comportamento da dinâmica de magnetização de sistemas contendo $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (YIG), visando sua aplicação em spintrônica. Para tanto, foi realizado um estudo sistemático de otimização das condições de crescimento de filmes de YIG, buscando o menor valor de amortecimento de Gilbert (α). Os filmes foram crescidos por *sputtering* sobre substratos de $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (111) seguido de tratamento térmico sob fluxo de O_2 . A espessura do YIG e as condições de tratamento térmico foram variadas. Tanto sua magnetização de saturação (120 – 170 emu cm^{-3}) quanto a coercividade (< 1 Oe) medidas estão em acordo com a literatura. A difração de raios X mostrou que o YIG é monocristalino (111), com rugosidade (obtida por microscopia de força atômica) menor que 0,3 nm. O menor valor de α encontrado foi de $7,3 \pm 0,2 \times 10^{-4}$ para a amostra com 50 nm de espessura (tratada por 4 h em $T = 750$ °C e fluxo de $\text{O}_2 = 70$ ml/min). Sobre o YIG otimizado, foram depositados materiais metálicos não magnéticos com alto acoplamento spin-órbita para avaliar as aplicações em bombeamento de *spin* e efeito Hall de *spin* inverso (ISHE). Primeiramente, foi escolhido platina. Nesse caso o α medido foi de $6,6 \times 10^{-4}$ e o ISHE da ordem de 6 μV , ambos em bom acordo com a literatura, certificando o sucesso no crescimento do YIG. O segundo material escolhido foi o cobre dopado com bismuto (CuBi), por ter grande potencial nessas aplicações. Foi obtido $\alpha = 9,3 \times 10^{-4}$, abrindo a possibilidade de utilização do sistema YIG/CuBi em dispositivos spintrônicos.

Abstract

This work focuses on the study of the magnetization dynamics using ferromagnetic resonance (FMR) in systems containing $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (YIG) aiming towards spintronics applications. In this work, a systematic study was carried out to optimize the growth conditions of YIG thin films, seeking the lowest value of the Gilbert damping coefficient (α). The films were grown by magnetron sputtering on monocrystalline substrates of $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ with 111 orientation followed by an O_2 atmosphere heat treatment. YIG thickness and heat treatment conditions were varied. The saturation magnetization (120 to 170 emu cm^{-3}) and coercivity (<1 Oe) are in agreement with the literature. X-ray diffraction showed that the YIG is monocrystalline and has 111 orientation, the roughness (obtained by atomic force microscopy) was less than 0.3 nm. The lowest Gilbert damping coefficient measured was $\alpha = 7.3 \times 10^{-4}$ for the 50 nm thick sample (thermally treated for 4 hours at a temperature of 750 °C with an O_2 flow of 70 ml min^{-1}). After the optimization, non-magnetic metallic materials were deposited on YIG to evaluate the applicability for spin pumping and inverse spin Hall effect (ISHE). First, platinum was chosen, the Gilbert damping coefficient generated through spin pumping on the Platinum-YIG sample was $\alpha = 6.6 \times 10^{-4}$ and ISHE of approximately 6 μV , both are in agreement with the literature certifying the successful growth of the YIG sample. The second material chosen was bismuth-doped copper (CuBi) with great potential in this type of application. The $\alpha = 9.3 \times 10^{-4}$ was measured, this damping value in the YIG/CuBi system opens possibilities for using this system in spintronic devices.

Sumário

Agradecimentos	i
Resumo	v
Abstract	vi
1 Introdução	1
1.1 Objetivos	3
1.2 Estrutura da dissertação	4
2 Fundamentação teórica	5
2.1 Introdução ao magnetismo	6
2.2 Histerese magnética	8
2.3 Susceptibilidade magnética AC modelada pela equação LLG	10
2.4 Ressonância Ferromagnética	15
2.5 Bombeamento de <i>spin</i>	17
2.6 Efeito Hall de <i>spin</i>	21
2.6.1 Mecanismos do SHE	22
2.7 Efeito Hall de <i>spin</i> inverso	26
3 Estado da arte	28
3.1 Spintrônica	28
3.2 <i>Yttrium Iron Garnet</i> (YIG)	30
3.2.1 Estrutura magnetocristalina	30
3.2.2 Difração de raios X no YIG	33

3.2.3	Superfície do YIG	35
3.2.4	Ressonância Ferromagnética no YIG	37
3.2.5	Bombeamento de <i>spin</i> e ISHE	43
3.3	SHE induzido por impurezas de Bi em Cu	44
4	Descrição experimental	49
4.1	Corte e preparo do substrato	49
4.2	Fabricação das amostras por <i>sputtering</i>	50
4.3	Refletividade de raios X	52
4.4	Tratamento Térmico	54
4.5	Difração de raios X	57
4.6	Microscopia de força atômica	57
4.7	Fluorescência de raios X	58
4.8	Magnetometria	59
4.9	Ressonância Ferromagnética	60
4.9.1	Detecção por absorção de ondas RF	60
4.9.2	Cavidade ressonante	61
4.9.3	Método de detecção lock-in	63
4.9.4	Tipos de modulação	64
4.9.5	Configuração Experimental	67
4.9.6	Ajuste das curvas	67
4.9.7	Efeito Hall de <i>spin</i> inverso	72
5	Resultados e discussões	75
5.1	Ressonância ferromagnética	75
5.1.1	Otimização do Tratamento Térmico	76
5.2	Difração de raios X	89
5.3	Sistema YIG/Pt	91
5.4	Sistema YIG/CuBi	95
6	Conclusões	99

7	Perspectivas para trabalhos futuros	101
	Apêndice A	103
	Apêndice B	107
	Apêndice C	110
	Apêndice D	114
	Referências	129

Lista de figura

2.1	Representação de uma histerese magnética, que é a curva de magnetização em função do campo magnético, em uma temperatura constante.	9
2.2	Representação da precessão de um <i>macrospin</i> em torno da direção do campo magnético aplicado, \hat{z} . Os termos da equação de Landau-Lifshitz-Gilbert estão destacado: em amarelo o torque, responsável pela precessão e em verde o amortecimento. ¹	13
2.3	Representação dos parâmetros que podem ser extraídos da derivada da função lorentziana. No detalhe, a função Lorentziana original (antes de ser derivada) representando a forma de um espectro de ressonância de FMR. ²	17
2.4	Representação de alguns tipos de corrente de carga e <i>spin</i> . Em vermelho (azul), estão representados os elétrons com <i>spin</i> para cima, S_{\uparrow} , (baixo, S_{\downarrow}). Em preto, está representada somente a carga elétrica, enquanto em roxo somente o <i>spin</i> . Em a), está representada uma corrente de carga não polarizada, ou uma corrente convencional, em b), uma corrente elétrica parcialmente polarizada em <i>spin</i> , em c), uma corrente elétrica totalmente polarizada em <i>spin</i> e em d), uma corrente pura de <i>spin</i>	20
2.5	Bombeamento de <i>spin</i> de um material FM para um material NM. A precessão do momento magnético do FM induz uma corrente de <i>spin</i> no NM, representada pela seta vermelha. μ^{\uparrow} e μ^{\downarrow} são os potenciais químicos sentidos pelos elétrons de condução do NM com <i>spin</i> para cima e para baixo, respectivamente. E_F é a energia de Fermi.	20

2.6	Exemplificação esquemática da soma de todas as contribuições para a seção de choque de espalhamento do efeito Hall de <i>spin</i>	23
2.7	Esquema representando o efeito Rashba sobre a superfície de Fermi de um material metálico não magnético. Como pode ser visto na figura da direita, o campo magnético gerado é responsável pela contribuição intrínseca do SHE. ³	24
2.8	Esquema representando o mecanismo de espalhamento dependente de <i>spins</i> assimétrico dos elétrons de condução de um material metálico não magnético.	25
2.9	Esquema representando o mecanismo do <i>side jump</i> , causado pelas interações dos elétrons de condução com impurezas no material.	26
2.10	Modelo esquemático de um sistema de medidas de ISHE. Neste caso, uma corrente pura de <i>spin</i> na direção \hat{x} gera uma voltagem na direção \hat{y}	27
3.1	Estrutura cristalina cúbica do YIG. Os íons de oxigênios são representados pelas esferas vermelhas, os de ítrio pelas esferas amarelas, enquanto os de ferro com octaedros e tetraedros de oxigênio são representados por esferas verdes e roxas, respectivamente. Imagem feita com o software Vesta. ⁴	31
3.2	Os íons de oxigênio como vértices de um dodecaedro (a), octaedro (b) e tetraedro (c), centrados no íon de ítrio, ferro do sítio α e ferro do sítio β , respectivamente, em amarelo verde e roxo.	32
3.3	Ordenamento dos íons no YIG. Em (a) $Fe^{3+}(\alpha)$ formando oito estruturas cúbicas de corpo centrado e em (b) disposição dos íons de $Fe^{3+}(\beta)$ e Y^{3+} em um oitavo da célula unitária.	32
3.4	Padrão de difração do YIG sem direção cristalina preferencial obtido através do CIF (<i>crystallographic information file</i>) calculado teoricamente. ^{5,6}	34
3.5	Em (a), temos o padrão de difração do YIG com orientação (111) obtido através do CIF (<i>crystallographic information file</i>) calculado teoricamente. ^{5,6} Em (b), ⁷ está representado a coincidência entre os picos do GGG e do YIG. Já em (c), ⁷ conseguimos notar uma pequena diferença na posição do pico (444) do YIG em relação ao pico (444) do GGG pela pequena diferença entre os parâmetros de rede.	35

3.6	Rugosidade superficial obtida por AFM em função da: (a) temperatura de tratamento térmico e (b) espessura. Adaptado da referência ⁷	37
3.7	Largura de linha do espectro de FMR medido com frequência fixa de 9,4 GHz (banda X) em função da temperatura de deposição do YIG por LPE. Filmes de YIG com 18 nm de espessura. Adaptado da referência ⁸	38
3.8	Amortecimento de Gilbert em função da temperatura do tratamento térmico para amostras de 79 nm depositadas a uma temperatura de 650 °C. Adaptado da referência ⁹	40
3.9	Variação da largura de linha em função da frequência para amostras com distintos parâmetros de tratamento térmico. As amostras 1, 2 e 3 foram tratadas durante a deposição em atmosfera de oxigênio, a 800°C e 50 mTorr, 800 °C e 100 mTorr e 600 °C e 100 mTorr, respectivamente. As amostras 4 e 5 foram tratadas termicamente após a deposição a 800 °C por 2 horas, a 4 em atmosfera de oxigênio e a 5 em ar. Adaptado da referência ¹⁰	41
3.10	Variação da largura de linha em função da frequência da RF para diferentes sistemas a base de YIG. Estão representados o aumento do α para diversos NM. Adaptado da referência. ¹¹	45
3.11	Esquema de medida utilizado para medir o V_{ISHE} . Adaptado da referência ¹²	46
3.12	Medidas da resistência gerada pelo ISHE para o cobre (preto), platina (verde), CuIr (azul) e CuBi (vermelho). Adaptado da referência ¹²	46
3.13	Módulo da resistividade gerada pelo efeito Hall de <i>spin</i> na presença de cobre dopado com bismuto em função das resistividades das impurezas. α_H é o ângulo Hall, obtido através das inclinações das retas (sólida para o modelo 3D e tracejada para o modelo 1D). Adaptado da referência. ¹²	47

4.1	Em (a,) está esquematizado o canhão do <i>magnetron sputtering</i> com os íons do alvo sendo ejetados para deposição, além da disposição dos ímãs de Nd-FeB para confinamento do plasma. A figura (b) é uma esquematização do equipamento, onde a base móvel pode rodar e se mover verticalmente, a fim de levar o substrato próximo ao alvo. O braço de locomoção é utilizado para levar o substrato da antecâmara para câmara principal. A válvula manual só é aberta para locomoção do substrato quando a antecâmara se encontra em baixa pressão, preservando o vácuo da câmara principal.	51
4.2	Padrão de reflexão das amostras de YIG com diferentes espessuras.	54
4.3	Sistema de tratamento térmico de amostras de YIG, com atmosfera controlada.	55
4.4	Gráfico da temperatura em função do tempo para o tratamento térmico das amostras de YIG. A temperatura TT pode assumir valores entre 750 e 900 °C. O tempo T_1 é fixado sempre em duas horas, o T_2 pode assumir valores entre quatro e oito horas, enquanto o intervalo entre T_2 e T_3 é de 12 horas. A figura inserida no gráfico mostra a amostra de YIG antes e depois do tratamento térmico.	56
4.5	Exemplo de espectro de ressonância ferromagnética medido por absorção de RF em guia de onda, sem modulação.	62
4.6	Exemplo de um espectro de ressonância ferromagnética medido por cavidade ressonantes, com modulação por campo magnético.	63
4.7	Absorção da onda RF em função do campo magnético aplicado normalizado pelo campo de ressonância. Em quadrados pretos estão representados os espectros de FMR com modulação por campo magnético AC de 0,5 Oe. Em vermelho de 1,0 Oe, em azul 1,5 Oe, em verde 2,0 Oe, em roxo 4,0 e em laranja 5,0 Oe. Em círculos amarelos estão representados os obtidos pela modulação de intensidade da onda RF.	66

4.8	Diagrama do experimento de FMR. Em vermelho, estão representados os eletroímã e a fonte de corrente que o alimenta. Em laranja, estão representadas as bobinas de Helmholtz que geram o campo magnético AC que servem para modular o campo e os equipamentos utilizados para alimentá-la. Em verde escuro, está representada a amostra, enquanto, em verde claro, a guia de onda. O gerador de RF está representado em lilás. O amplificador <i>lock-in</i> e o conversor digital estão representados em azul e azul claro, respectivamente. Por fim, em cinza, está representado o computador que controla o sistema e armazena os resultados.	68
4.9	Curva da derivada da potência absorvida em função do campo magnético aplicado ao YIG para frequência da RF de 1,0 GHz. Amostra com 50nm tratada termicamente a 750° C durante 4 h com um fluxo de O ₂ de 120 ml/min.	69
4.10	Curvas da derivada dos espectros de absorção em função do campo magnético para frequências entre 1,0 GHz e 9,0 GHz.	70
4.11	Curva da largura de linha em função das frequências de ressonâncias fixadas durante as medidas de FMR. Em azul, os dados experimentais obtidos através do ajuste das curvas pela equação 4.9 e em vermelho o ajuste destes pontos utilizando a equação 4.11. O amortecimento de Gilbert obtido foi $1,80 \times 10^{-3}$.	71
4.12	Curva da frequência da RF utilizada na medida do espectro (ω_{RF}) em função do campo de ressonância H_{res} . Em azul, os dados experimentais obtidos através do ajuste das curvas de FMR e em vermelho o ajuste dos dados utilizando a equação de Kittel.	72
4.13	Exemplo de curva de FMR medida por cavidade ressonante. Essa curva foi ajustada por 5 ressonâncias. O ajuste 1 em vermelho e linha contínua tem o mesmo comportamento magnético que o medido com guia de onda.	73
4.14	Diagrama do experimento de medida do ISHE. Se comparado com o experimento de FMR, ele não apresenta as bobinas de modulação AC. É introduzido no sistema contatos para o <i>lock-in</i> , que usa a modulação de amplitude da onda RF para medir a tensão ISHE na amostra.	74

5.1	Variação da largura de linha em função da frequência da Rf (ω_{RF}). Nela, o ajuste linear está representado pela linha sólida. As amostras com 50 nm de espessura, foram tratadas durante 2 horas (em preto), 4 horas (em vermelho) e 6 horas (em azul), a uma temperatura de 800 °C com um fluxo de O ₂ de 60 ml/min. A amostra tratada durante 2 horas foi medida só até 6 GHz.	77
5.2	Amortecimento de Gilbert em preto e no eixo da esquerda e magnetização de saturação em vermelho no eixo da direita em função do tempo de tratamento térmico. As linhas ligando os pontos são apenas para ajudar na visualização.	77
5.3	Largura de linha em função da frequência da Rf (ω_{RF}) juntamente com os amortecimentos de Gilbert obtidos para cada temperatura de tratamento térmico. Filmes finos de YIG com 50 nm de espessura tratados termicamente com um fluxo de 100 ml/min durante 4 horas a uma temperatura de 750 °C (em preto), 800 °C (em vermelho), 850 °C (em azul) e 900 °C (em verde). . .	78
5.4	Amortecimento de Gilbert em preto e no eixo da esquerda e magnetização de saturação em vermelho no eixo da direita, ambos em função da temperatura de tratamento térmico para filmes finos de YIG com 50 nm de espessura tratados termicamente com um fluxo de 100 ml/min durante 4 horas. As linhas ligando os pontos são apenas para ajudar na visualização.	79
5.5	Largura de linha em função da frequência da RF (ω_{RF}) juntamente com os amortecimentos de Gilbert obtidos para cada temperatura de tratamento térmico. Filmes finos de YIG com 50 nm de espessura tratados termicamente com um fluxo de 60 ml/min durante 4 horas a uma temperatura de 750 °C (em preto), 800 °C (em vermelho), 850 °C (em azul) e 900 °C (em verde). . .	80
5.6	Amortecimento de Gilbert em preto e no eixo da esquerda e magnetização de saturação em vermelho no eixo da direita ambos em função da temperatura de tratamento térmico para filmes finos de YIG com 50 nm de espessura tratados termicamente com um fluxo de 60 ml/min durante 4 horas. As linhas ligando os pontos foram colocadas apenas para ajudar na visualização.	81

5.7	Largura de linha em função da frequência da RF (ω_{RF}) juntamente com os amortecimentos de Gilbert obtidos para cada temperatura de tratamento térmico. Filmes finos de YIG com 50 nm de espessura tratados termicamente com uma temperatura de 750 °C durante 4 horas com um fluxo de 120 ml/min em azul claro, 100 ml/min em laranja, 80 ml/min em roxo, 70 ml/min em verde, 60 ml/min em azul, 40 ml/min em vermelho e sem fluxo em preto.	82
5.8	Amortecimento de Gilbert em preto e no eixo da esquerda e magnetização de saturação em vermelho no eixo da direita ambos em função do fluxo de O ₂ no tratamento térmico para filmes finos de YIG com 50 nm de espessura tratados termicamente a 750 °C durante 4 horas. As linhas ligando os pontos foram colocadas apenas para ajudar na visualização.	83
5.9	Largura de linha em função da frequência da RF (ω_{RF}) juntamente com os amortecimentos de Gilbert obtidos para cada espessura dos filmes finos de YIG. O tratamento térmico feito durou 4 horas a uma temperatura de 800 °C com um fluxo de 70 ml/min. O filme com 18 nm esta representado em preto, o com 38 nm em vermelho, com 52 nm em azul, com 68 nm em verde e com 75 nm em roxo.	84
5.10	Amortecimento de Gilbert em preto e no eixo da esquerda e magnetização de saturação em vermelho no eixo da direita, ambos em função da espessura da amostra. Filmes finos tratados termicamente a 800 °C durante 4 horas e com 70 ml/min de fluxo de oxigênio. As linhas ligando os pontos foram colocadas apenas para ajudar na visualização.	85
5.11	Magnetização em função do campo magnético, medida feita em 300 K. Em azul está representada a histerese da amostra com 18 nm, em vermelho a amostra de 38 nm e em verde a com 68 nm.	86
5.12	As curvas em azul e preto representam, respectivamente, os valores de magnetização de saturação (eixo da esquerda) obtidas por magnetrômetro de amostra vibrante e FMR. A curva em vermelho são os valores das coercividades (eixo da direita).	86

5.13	Obtenção do amortecimento de Gilbert a partir da curva das larguras de linha em função da frequência da RF (ω_{RF}). Amostra com 52 nm de espessura, tratada termicamente a 750 °C durante 4 horas com um fluxo de oxigênio de 70 ml/min.	89
5.14	Padrão de difração de raios X no GGG/YIG. No gráfico inserido, o ângulo é variado de 20 a 130 °, enquanto no gráfico maior estão destacados os picos de Bragg referentes às reflexões (444) e (888).	90
5.15	Padrão de difração de raios X nos picos de Bragg (444) e (888) do GGG e GGG/YIG. Podemos observar a separação dos picos do substrato e do filme.	91
5.16	Em (a), temos a micrografia em três dimensões de uma área 4 x 4 μ m. Em (b), é mostrada a mesma região, porém em duas dimensões com escala em cores.	92
5.17	Largura de linha em função da frequência. O aumento do amortecimento de Gilbert se dá pelo mecanismo extrínseco do bombeamento de <i>spin</i>	93
5.18	Em cima, a ressonância ferromagnética. Em baixo, a diferença de potencial gerada pelo ISHE. Ambos em função do campo magnético aplicado.	94
5.19	Alvo de cobre dopado com esferas de bismuto. As esferas de bismuto estão circuladas em azul para facilitar a visualização	95
5.20	Fluorescência de raios X. Em cima, temos os picos das transições L_{α} do Bi e da K_{β} do cobre. Embaixo, são apresentadas as transições M_{α} e M_{β} do bismuto	97
5.21	Largura de linha em função da frequência. O aumento do amortecimento de Gilbert se dá pelo mecanismo extrínseco do bombeamento de <i>spin</i>	98

Lista de tabela

3.1	Comparação da rugosidade de vários trabalhos e diferentes métodos de síntese.	36
3.2	Parâmetros reportados na literatura para YIG sobre GGG crescidos por LPE.	39
3.3	Parâmetros reportados na literatura para YIG sobre GGG crescidos por PLD.	39
3.4	Parâmetros reportados na literatura para YIG sobre GGG crescidos por <i>sputtering</i> .	43
3.5	Parâmetros reportados na literatura para bombeamento de <i>spin</i> e voltagem ISHE para bicamadas de YIG/Pt e YIG/Cu.	44
4.1	Parâmetros de deposição por <i>sputtering</i> dos filmes finos.	51
5.1	Valores do amortecimentos de Gilbert (α) e magnetização de saturação (M_s) para as amostras utilizadas na análise de reprodutibilidade, bem como as médias e o desvio padrão (σ). Essas amostras, com 60 nm, foram tratadas termicamente durante 4 horas a uma temperatura de 800 °C e um fluxo de O ₂ de 70 ml/min.	87

Capítulo 1

Introdução

Os primeiros computadores desenvolvidos na década de 1940 utilizavam em seus circuitos eletrônicos válvulas termoiônicas para controlar a corrente elétrica. Essas válvulas demandavam uma grande quantidade de energia e ocupavam muito espaço.¹³ Com o avanço da tecnologia dos semicondutores na década de 1950, foi possível a substituição das válvulas pelos recém-inventados transistores, muito menores e menos custosos do ponto de vista energético, desencadeando uma revolução tecnológica na área da computação.¹⁴ Desde então, esses dispositivos atuam como chaves lógicas nos circuitos eletrônicos que formam os computadores.

Em paralelo à essa tecnologia, a spintrônica também começou a ser estudada, como, por exemplo, na previsão teórica do efeito Hall de *spin* (SHE) por Dyakonov e Perel.¹⁵ Porém, devido ao comprimento de difusão do *spin* ser da ordem do nanômetro, essa área só ganhou maior visibilidade com o desenvolvimento da fabricação de dispositivos na escala nanométrica. Também contribuíram para o desenvolvimento da spintrônica a descoberta de dois fenômenos fundamentais, que são a magnetorresistência túnel¹⁶(TMR) descoberta em 1975 por Michel Jullière e, principalmente, a magnetorresistência gigante^{17,18}(GMR) em 1988, pelos grupos liderados por Albert Fert e Peter Grünberg, ambos laureados com o Premio Nobel em 2007 pela descoberta desse efeito. Nesses fenômenos, a orientação relativa das magnetizações de dois filmes finos separados, ou por um filme isolante (TMR) ou por um condutor (GMR), alteram a resistência elétrica do sistema. Esses efeitos passaram então a ser utilizados nos discos rígidos dos computadores em 1997.

Em 2004, Kato *et al.*¹⁹ conseguiram observar experimentalmente, pela primeira vez, o SHE, objeto de estudo deste trabalho. Eles analisaram o SHE em amostras semicondutoras de GaAs por microscopia Kerr. Este trabalho seminal chamou grande atenção para as grades possibilidades da spintrônica, sobretudo a utilização da corrente de *spin* em detrimento da corrente elétrica. Desde então, diversos trabalhos vêm sendo feitos na área a fim de estudar a geração, manipulação e detecção dessas correntes de *spin*.

Em 2006, Saitoh *et al.*²⁰ e Azevedo *et al.*²¹ observaram uma diferença de potencial elétrico gerada pelo SHE, conhecida como efeito Hall de *spin* inverso (ISHE). Esse mecanismo pode ser utilizado para analisar o seu efeito direto, ou seja, o SHE. A geração de corrente de *spin* por gradiente de temperatura, conhecida como efeito Seebeck de *spin*, foi observado experimentalmente em 2008 por Uchida *et al.*²² e seu efeito inverso, efeito Peltier de *spin*, foi observado em 2012 por Flipse *et al.*²³

Um outro mecanismo relacionado à spintrônica, e de especial interesse nesse trabalho, é o bombeamento de *spin*. Nesse efeito, a precessão da magnetização de um material magnético pode produzir uma corrente pura de *spin* em um material metálico não magnético adjacente. Seu efeito inverso é conhecido como torque de *spin*. Esses efeitos podem ser utilizados para aplicações em nano osciladores,²⁴ MRAM (*Magneto-resistive Random Access Memory*)^{25,26,27} e dispositivos magneto-lógicos para aplicação em discos rígidos.^{28,29}

Em 2004, Zutic *et al.*³⁰ apresentaram um artigo de revisão sobre os fundamentos e as aplicações da spintrônica. Mais tarde, Chumak *et al.*³¹ também fizeram uma revisão de grande importância acerca da spintrônica. O efeito Hall de *spin*, bem como os mecanismos físicos a este relacionado, estão explicados em detalhes no trabalho escrito por Sinova *et al.*³

Nesse contexto, os dispositivos spintrônicos aparecem como uma solução alternativa aos dispositivos eletrônicos, pois apresentam vantagens como menor custo energético, maior velocidade na troca da informação e menor aquecimento devido à ausência de efeito Joule.³ Além disso, os dispositivos spintrônicos não precisam necessariamente da utilização de semicondutores e podem ser estudados em sistemas compostos por materiais ferromagnéticos (FM) e materiais metálicos não magnéticos (NM). Um caso especialmente interessante ocorre quando o material FM é isolante elétrico, pois conseguimos estudar somente os efeitos relacionados ao *spin*, já que neste tipo de material, obviamente, não há transporte de elétrons.

Neste sentido, o $Y_3Fe_5O_{12}$ (*Yttrium iron garnet*, ou simplesmente YIG), que será bastante explorado neste trabalho, é um bom exemplo de material magnético (ferrimagnético) e isolante elétrico na temperatura ambiente. Além disso, esse material tem como características interessantes o fato do baixo amortecimento (ou dissipação de Gilbert) fazer com que os *spins* tenham um tempo de relaxação da ordem de microsegundos³² e um comprimento de difusão de *spin* da ordem de dezenas de milímetros. Estes valores são cerca de mil vezes maiores que os observados em outros materiais utilizados nos estudos de spintrônica, como o *Permalloy* (Py).^{33,34} Essas características tornam o YIG muito promissor para aplicações em dispositivos e nos estudos dos fenômenos físicos da spintrônica.

1.1 Objetivos

Esse trabalho tem como objetivo geral estudar, por meio de ressonância ferromagnética, o comportamento dinâmico da magnetização do YIG, a qual é descrita pela equação fenomenológica de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG). Além desse objetivo principal, pretendemos, ainda, avaliar seu potencial em bombeamento de *spin* e efeito Hall de *spin* inverso. Para que esses objetivos sejam atingidos, os seguintes objetivos específicos foram traçados:

- Crescer filmes finos de YIG por *magnetron sputtering*;
- Otimizar as condições de crescimento, principalmente o tratamento térmico, visando obter, de maneira reprodutiva, filmes finos de YIG com o menor amortecimento de Gilbert (α) possível;
- Estudar o bombeamento de *spin* do YIG em dois casos específicos de materiais metálicos não magnéticos: i) Platina, pois sua aplicação para este fim é bem conhecida e, a comparação com resultados da literatura, possibilitará a certificação do sucesso do crescimento do YIG; ii) Cobre dopado com bismuto (CuBi), pois este foi pouco estudado na literatura e apresenta um efeito Hall de *spin* gigante, proposto teoricamente por Gu *et al.*³⁵ e comprovado experimentalmente por Niimi *et al.*,¹² fazendo com que tenha grande apelo para aplicações em spintrônica.
- Estimar o efeito Hall de *spin* através da medida de seu efeito inverso, o ISHE;
- Analisar a influência do bismuto como impureza no cobre.

1.2 Estrutura da dissertação

A fundamentação teórica para o desenvolvimento dessa dissertação é apresentada no capítulo dois. Nela está contida uma breve introdução aos conceitos básicos de magnetização. Discutiu-se um modelo para a susceptibilidade magnética AC a partir da equação de Landau-Lifshitz-Gilbert (que descreve a dinâmica de magnetização do YIG). Também foi desenvolvida a teoria acerca da ressonância ferromagnética. Este capítulo é finalizado com uma descrição da teoria do bombeamento de *spin* e do efeito Hall de *spin*.

O terceiro capítulo inicia com uma breve introdução à spintrônica. Em seguida, é apresentada uma revisão bibliográfica dos resultados obtidos em sistemas análogos reportados na literatura.

A descrição experimental da fabricação das amostras e o tratamento térmico dos filmes finos é descrita no início do capítulo 4. Além disso, os experimentos que foram desenvolvidos no CBPF e utilizados para caracterização das amostras também são descritos.

No capítulo 5 são apresentados e discutidos os resultados experimentais relacionados às propriedades magnéticas e estruturais dos sistemas produzidos.

As conclusões estão dispostas no capítulo 6, enquanto que no capítulo 7 encontram-se as perspectivas para trabalhos futuros.

Capítulo 2

Fundamentação teórica

Neste capítulo, será introduzido a teoria básica necessária para o desenvolvimento desta dissertação, começando com uma breve introdução ao magnetismo e a descrição dos ordenamentos magnéticos a partir da susceptibilidade magnética. Na sequência, será discutida a resposta da magnetização de um sistema ferromagnético ao campo magnético, ou seja, a histerese magnética. Em seguida, será fornecida a explicação de um modelo de susceptibilidade magnética AC para equação de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG), além de uma breve explicação do efeito de ressonância ferromagnética, tendo como base os livros *Magnetization Oscillations and Waves* dos autores G.A Melkov e A.G Gurevich³⁶ e *Ferromagnetic Resonance* escrito por S.V. Vonsovskii.³⁷ Depois, será descrita a teoria sobre o bombardeamento de *spin* de um material ferromagnético (FM) para um material metálico não magnético (NM).

Na sequência, descreveremos o efeito Hall de *spin* (SHE), procurando explicar de forma simples os mecanismos físicos que o geram, bem como o efeito Hall de *spin* inverso, que aparece como uma forma indireta de medir o SHE. Esta parte do texto tem como referências principais os artigos *Spin Hall Effects* de Sinova *et al.* e *Anomalous Hall Effect* de Nagaosa *et al.*^{3,38}

2.1 Introdução ao magnetismo

Os diversos comportamentos magnéticos que os materiais podem apresentar têm origem no ordenamento de seus momentos magnéticos atômicos.

O momento magnético atômico é proveniente dos elétrons desemparelhados dos átomos e tem duas contribuições: a contribuição orbital e a contribuição de *spin*. A interação entre essas duas contribuições é conhecida como interação *spin*-órbita (SO) e fornece o momento magnético total desse átomo, dado por:

$$\vec{\mu} = \vec{\mu}_{Orbital} + \vec{\mu}_{Spin} = \frac{g_l \mu_b}{h} \vec{L} + \frac{g_s \mu_b}{h} \vec{S} \quad (2.1)$$

com μ_b sendo o magneton de Bohr e valendo:

$$\mu_b = \frac{e\hbar}{2m_e} \quad (2.2)$$

onde $e = 1,602 \times 10^{-19}$ Coulombs (C) é a carga do elétron e $m_e = 9.109 \times 10^{-31}$ kg sua massa, $g_l = -1$ e $g_s = -2$ são os fatores de Landé da parte orbital e da parte de *spin*, respectivamente.

A magnetização (\vec{M}) de um material é definida como a soma de seus momentos magnéticos dividido por seu volume V , como podemos ver na equação abaixo:

$$\vec{M} = \frac{\sum_{i=1}^N \vec{m}_i}{V} \quad (2.3)$$

onde o somatório é tomado sobre todos os N momentos magnéticos atômicos do material. A unidade da magnetização no CGS normalmente usada é emu/cm^3 (*emu* significa *electromagnetic unit*).

Uma outra grandeza muito importante no magnetismo é a susceptibilidade magnética (χ). Ela nos informa como a magnetização do material (M) responde à aplicação de um campo magnético externo (H) e é definida por:

$$M = \chi H \quad (2.4)$$

A partir do conceito de susceptibilidade magnética, podemos definir dois tipos de ma-

teriais magnéticos: os com χ negativo, chamados diamagnéticos, e os com χ positivo, que podem ser paramagnéticos, ferromagnéticos, antiferromagnéticos e ferrimagnéticos.³⁹

- Diamagnetismo

O diamagnetismo é intrínseco a todos os materiais. Esse tipo de arranjo magnético é caracterizado por uma dependência linear da magnetização com o campo magnético aplicado e com direção oposta à do campo.

- Paramagnetismo

O paramagnetismo é um tipo de ordenamento magnético em que não existe interação de longo alcance entre os momentos magnéticos de uma rede. Sua susceptibilidade magnética depende linearmente do inverso da temperatura (T), seguindo a lei de Curie, dada por: $\chi = C/T$, onde C é a constante de Curie do material.

- Ferromagnetismo

É um arranjo onde os momentos magnéticos interagem fortemente com os seus vizinhos, via interação de troca. Esta interação causa o alinhamento espontâneo de todos os momentos magnéticos do material. Esse comportamento só ocorre abaixo da temperatura crítica, chamada de temperatura de Curie (T_C). Acima de T_C , a energia térmica passa a ser mais importante que a interação de troca, fazendo com que os momentos magnéticos deixem de interagir e, portanto, esse ordenamento desapareça. Logo, acima de T_C o sistema passa ao estado paramagnético e sua susceptibilidade passa a seguir a lei de Curie-Weiss, dada por: $\chi = C/(T - T_C)$.

- Antiferromagnetismo

O antiferromagnetismo pode ser entendido se considerarmos duas sub-redes ferromagnéticas de mesma magnitude, porém com orientações opostas. Sendo assim, a magnetização total é zero. O ordenamento espontâneo das sub-redes só ocorre abaixo da temperatura crítica T_N , conhecida como temperatura de Néel.

- Ferrimagnetismo

O ordenamento ferrimagnético é similar ao antiferromagnético. Contudo, nesse caso, as sub-redes, orientadas antiparalelamente entre si, possuem módulos diferentes. Portanto, a magnetização não é nula na ausência de campo magnético.

2.2 Histerese magnética

Para que a energia dipolar magnética (magnetostática) seja minimizada, os materiais ferromagnéticos (ou ferrimagnéticos) normalmente são divididos em domínios magnéticos. Os domínios são regiões dentro das quais os momentos magnéticos estão perfeitamente orientados, formando um pequeno ferromagneto (ou um ferrimagneto). Contudo, as orientações relativas das magnetizações de diferentes domínios estão dispostas de forma a minimizar a energia total do material. Isso implica, em grande parte dos casos, em anular a magnetização do material.

A medida, em temperatura fixa menor que T_C , da magnetização de um material ferromagnético (ou ferrimagnético) em função do campo magnético, é conhecida como histerese magnética. Um exemplo de histerese está representada na figura 2.1.

Nessa figura, podemos observar que o efeito de um campo magnético sobre um ferromagneto com magnetização inicial nula é fazer com que os domínios magnéticos que apresentam magnetizações paralelas à direção do campo aumentem de tamanho. Conseqüentemente, isso leva a um aumento da magnetização total do material. Aumentando continuamente o valor do campo, os domínios continuarão aumentando de tamanho e, conseqüentemente, a magnetização total medida também aumentará. Isso seguirá até que o material seja formado por um único domínio e a magnetização seja máxima. Esse valor é conhecida como magnetização de saturação (M_s na figura 2.1). Essa primeira parte da curva de histerese é conhecida como curva virgem. É importante ressaltar que a curva virgem não se repete mais, como ficará claro mais a frente. Ao sofrer a ação de um campo, um material que apresenta histerese não volta ao estado fundamental.

Após a curva virgem, diminuindo o valor do campo magnético até zero, os domínios voltarão a ser formados, mas não necessariamente com a mesma configuração que tinham inicialmente. Portanto, a resposta da magnetização não seguirá o mesmo caminho da curva virgem. Quando diminuimos o campo aplicado até o seu módulo ser nulo, o material pode ainda ter uma magnetização, a qual damos o nome de remanência magnética (designado como M_r na figura 2.1). Em seguida, o campo é invertido de sentido e seu módulo continua aumentando continuamente. Sendo assim, os domínios paralelos ao novo sentido do campo

começam a aumentar de tamanho, de forma que, a um dado valor de campo aplicado, a magnetização do material seja nula. Denominamos esse campo como campo coercitivo (representado como H_c na figura 2.1). Novamente, aumentando continuamente o valor do campo, os domínios continuarão aumentando de tamanho até que seja formado um único domínio. A medida da magnetização será novamente M_s , porém com o sentido inverso à da primeira saturação. Novamente, o campo tem seu valor diminuído até zero e a magnetização tem comportamento distinto ao do caminho de ida. De forma análoga, teremos a magnetização de remanência e quando, mudarmos o sentido do campo, o sistema passará novamente pelo campo coercitivo, até que o material seja novamente saturado fechando o ciclo de histerese.

O campo coercitivo, ou coercitividade, pode ser entendido como a capacidade de um material magnético se manter magnetizado sob a ação de um campo aplicado com sentido contrário ao da magnetização. Materiais com alta coercividade são conhecidos como magneticamente duros e são comumente utilizados como ímãs permanentes. Por outro lado, os materiais facilmente desmagnetizados por um campo externo aplicado são conhecidos como magneticamente moles e são utilizados em diversas aplicações, como blindagem magnética, cabeças de leituras magnéticas, entre outras.

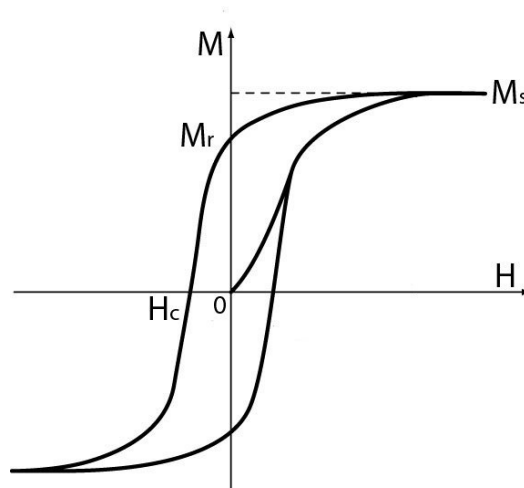


Figura 2.1: Representação de uma histerese magnética, que é a curva de magnetização em função do campo magnético, em uma temperatura constante.

2.3 Susceptibilidade magnética AC modelada pela equação LLG

Um momento magnético atômico, sob a ação de um campo magnético externo, deverá precessionar em torno da direção do campo com a frequência de Larmor:

$$\omega_0 = \gamma H_0 \quad (2.5)$$

onde H_0 é a intensidade do campo magnético e γ é o fator giromagnético, que para o elétron vale:

$$\gamma = -g \frac{e}{2m_e} \quad (2.6)$$

Agora, considerando um sistema ferromagnético (ou ferrimagnético) formado por um conjunto de momentos magnéticos atômicos. Quando, a esse sistema é aplicado (ao longo da direção \hat{z}) um campo magnético estático (DC) suficientemente intenso para saturá-lo, por conta da interação de troca, os momentos precessionarão coerentemente. Podemos, então, modelar todo sistema como sendo um único momento magnético, conhecido por macrospin.⁴⁰

A equação de movimento de um macrospin com magnetização \vec{M}_s , sob ação de um campo externo \vec{H}_0 , que é dada pela equação fenomenológica de Landau-Lifshitz (2.7):

$$\frac{\partial \vec{M}_s}{\partial t} = -\gamma \vec{M}_s \times \vec{H}_0 \quad (2.7)$$

Se levarmos em consideração que $\vec{M}_s/(-\gamma)$ é o momento angular da amostra, $\vec{M}_s \times \vec{H}_0$ será o torque atuando na magnetização devido ao campo, \vec{H}_0 . Sendo assim, quando há somente um campo magnético DC agindo sobre o macrospin, a solução desta equação será uma precessão infinita do macrospin em torno da direção do campo magnético, com a frequência de Larmor (2.5).

Se a esse sistema também for aplicado, por meio de uma radiofrequência (RF), um campo magnético alternado (AC) nas direções \hat{x} e \hat{y} e com amplitude, h_0 , tal que: $h_0 \ll H_0$; será, também, induzida uma magnetização \vec{m} , com módulo muito menor que $|\vec{M}_s|$.

2.3 Susceptibilidade magnética AC modelada pela equação LLG

Nesse caso, o vetor campo magnético total é dado pela equação:

$$\vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{h}(t) = h_x(t)\hat{x} + h_y(t)\hat{y} + H_0\hat{z} \quad (2.8)$$

Com esse campo atuando sobre a amostra, podemos determinar a magnetização total da amostra por:

$$\vec{M} = \vec{M}_0 + \vec{m}(t) = m_x(t)\hat{x} + m_y(t)\hat{y} + M_0\hat{z} \quad (2.9)$$

onde \vec{M}_0 é paralelo a \vec{H}_0 e tem módulo muito maior que o de $\vec{m}(t)$.

Como ambos, $\vec{h}(t)$ e $\vec{m}(t)$, são devidos à RF e, por isso, comportam-se harmonicamente, podemos descrevê-los por exponenciais ou senos.

Utilizando as equações 2.8 e 2.9, podemos expandir a equação de Landau-Lifshitz (2.7), ignorando o termo de segunda ordem $[\vec{m} \times \vec{h}]$, para obter a equação:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \vec{M}_0 \times \vec{h} - \gamma \vec{m} \times \vec{H}_0 \quad (2.10)$$

Essa equação, que se encontra resolvida no apêndice A, tem soluções do tipo:

$$\vec{m} = \chi \vec{h} - i\vec{G} \times \vec{h} \quad (2.11)$$

onde χ é chamado de susceptibilidade dinâmica e \vec{G} é conhecido como vetor de giro e são definidos pelas relações:

$$\chi = \chi_0 \frac{\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2}; \quad \vec{G} = \chi_0 \frac{\gamma \omega}{\omega_0^2 - \omega^2} \vec{H}_0; \quad \chi_0 = \frac{M_s}{H_0}; \quad \omega_0 = \gamma H_0$$

Esse sistema pode ser descrito nas coordenadas cartesianas da forma:

$$\begin{cases} m_x = \chi h_x + i\vec{G} h_y \\ m_y = -i\vec{G} h_x + \chi h_y \\ m_z = 0 \end{cases} \quad (2.12)$$

A natureza tensorial das equações 2.12 mostra que, quando o campo é aplicado na direção

2.3 Susceptibilidade magnética AC modelada pela equação LLG

\hat{x} , ele gera uma componente da magnetização na direção \hat{x} (real) e outra perpendicular (imaginária) na direção \hat{y} .

A onda eletromagnética RF aplicada ao sistema pode estar circularmente polarizada à direita ou à esquerda. Sendo assim, podemos definir o campo gerado por ela da seguinte maneira:

$$h_+ = h_x + ih_y = h_0 e^{i\omega t}; \quad h_- = h_x - ih_y = h_0 e^{-i\omega t}$$

onde h_+ e h_- representam o campo gerado pela RF com polarização à direita e à esquerda, respectivamente. Dessa forma, as magnetizações para cada polarização são descritas por:

$$m_+ = \chi_+ h_+ = \chi \frac{\omega_0}{\omega_0 - \omega}; \quad m_- = \chi_- h_- = \chi \frac{\omega_0}{\omega_0 + \omega}$$

É possível mostrar (ver apêndice B) que as componentes do tensor susceptibilidade magnética tomam a forma:

$$\begin{cases} \chi = \frac{1}{2}(\chi_+ + \chi_-) \\ G = \frac{1}{2}(\chi_+ - \chi_-) \end{cases} \quad (2.13)$$

e a magnetização total do sistema (magnetização de saturação) pode ser representada por:

$$\vec{M}_s = \chi_{AC} \vec{H} \quad (2.14)$$

onde χ_{AC} é o tensor de Polder, dado por:

$$\chi_{AC} = \begin{vmatrix} \chi & iG & 0 \\ -iG & \chi & 0 \\ 0 & 0 & \chi_0 \end{vmatrix} \quad (2.15)$$

Como facilmente verificado experimentalmente, o macrospin não precessiona indefinidamente em torno da direção de um campo magnético aplicado. Após um curto período de tempo ele relaxa, alinhando-se à direção desse campo. Gilbert, atento a esse fato, adicionou à equação de Landau-Lifshitz um termo dissipativo para levar em conta essa relaxação (ou

2.3 Susceptibilidade magnética AC modelada pela equação LLG

amortecimento) do vetor magnetização. Esse termo é caracterizado pelo parâmetro adimensional α , conhecido como parâmetro de amortecimento (ou relaxação) de Gilbert (*Gilbert damping*). Essa equação, conhecida como equação de Landau-Lifshitz-Gilbert, ou simplesmente equação LLG, é dada por:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H} + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \quad (2.16)$$

A dinâmica da magnetização regida pela equação LLG está representada na figura 2.2. Dessa figura, podemos perceber que o termo adicionado por Gilbert pode ser entendido como um torque atuando na magnetização total, a fim de alinhá-la à direção do campo magnético.

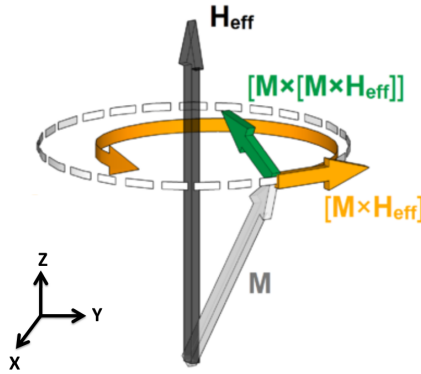


Figura 2.2: Representação da precessão de um macrospin em torno da direção do campo magnético aplicado, \hat{z} . Os termos da equação de Landau-Lifshitz-Gilbert estão destacado: em amarelo o torque, responsável pela precessão e em verde o amortecimento.¹

O termo dissipativo adicionado por Gilbert descreve o amortecimento da magnetização, independente do mecanismo microscópico envolvido. No caso de materiais magnéticos condutores, dentre os vários mecanismos dissipativos existentes, os que mais contribuem ao amortecimento de Gilbert são os processos envolvendo os elétrons de condução.⁴¹ Por outro lado, em isolantes magnéticos, como o YIG, o amortecimento é, em parte, devido tanto aos mecanismos extrínsecos (como, por exemplo, espalhamentos por impureza), quanto por mecanismos intrínsecos, tais como espalhamento *magnon-phonon* e *magnon-magnon*, sendo o último mais relevante em sistemas bidimensionais, como os filmes finos.⁴²

De maneira análoga ao caso da equação sem o amortecimento (equação 2.7), a equação LLG também admite soluções da magnetização (\vec{m}) em função da susceptibilidade dinâmica

2.3 Susceptibilidade magnética AC modelada pela equação LLG

χ e do vetor de giro \vec{G} (o desenvolvimento completo é apresentado no apêndice C), tal como segue:

$$\vec{m} = \chi \vec{h} - i \vec{G} \times \vec{h} \quad (2.17)$$

Neste caso χ e \vec{G} tomam as seguintes formas:

$$\chi = \chi_0 \frac{\omega_e^2 + i\alpha\omega_0\omega}{\omega_e^2 - \omega^2 + 2i\alpha\omega_0\omega}; \vec{G} = \chi_0 \frac{\gamma\omega}{\omega_e^2 - \omega^2 + 2i\alpha\omega_0\omega} \vec{H}_0 \quad (2.18)$$

onde ω_0 é a frequência de Larmor já definida na equação 2.5. Também definimos duas grandezas, a susceptibilidade devido ao campo DC ($\chi_0 = \frac{M_s}{H_0}$) e ω_e como:

$$\omega_e = (1 + \alpha^2)^{\frac{1}{2}} \gamma [H_0(H_0 + 4\pi M_s)]^{\frac{1}{2}} \quad (2.19)$$

É válido ressaltar que, de forma geral, ω_e tem uma dependência com a geometria da amostra. Esta dependência tem origem no campo desmagnetizante. Contudo, como todas as amostras utilizadas nesse trabalho são filmes finos e o campo aplicado será sempre paralelo ao plano do filme, o campo desmagnetizante pode ser sempre aproximado para $4\pi M_s$. Nessa situação particular, ω_e assumirá a expressão acima.

Como experimentalmente a quantidade medida é a absorção da onda RF, e esta depende da parte imaginária da permeabilidade dinâmica (χ), podemos, então, decompor tanto a susceptibilidade dinâmica quanto o vetor de giro, em suas partes reais e imaginárias, da seguinte forma:

$$\begin{cases} \chi = \chi' - i\chi'' \\ \vec{G} = G' + iG'' \end{cases} \quad (2.20)$$

onde:

$$\chi' = \chi_0 \frac{\omega_e^2(\omega_e^2 - \omega^2) + 2\alpha^2\omega_0^2\omega^2}{(\omega_e^2 - \omega^2)^2 + 4\alpha^2\omega_0^2\omega^2} \quad (2.21a)$$

$$\chi'' = \chi_0 \frac{\alpha\omega_0\omega(\omega_e^2 + \omega^2)}{(\omega_e^2 - \omega^2)^2 + 4\alpha^2\omega_0^2\omega^2} \quad (2.21b)$$

$$\vec{G}' = \chi_0 \frac{\gamma\omega(\omega_e^2 - \omega^2)}{(\omega_e^2 - \omega^2)^2 + 4\alpha^2\omega_0^2\omega^2} \vec{H}_0 \quad (2.21c)$$

$$\vec{G}'' = \chi_0 \frac{2\alpha\gamma\omega^2\omega}{(\omega_e^2 - \omega^2)^2 + 4\alpha^2\omega_0^2\omega^2} \vec{H}_0 \quad (2.21d)$$

2.4 Ressonância Ferromagnética

Como vimos na seção anterior, o macrospin do sistema precessiona na frequência de Larmor a fim de se alinhar a um campo magnético externo aplicado. Como no caso da seção anterior, se o sistema também estiver sob a ação de um campo magnético AC com frequência ω , uma ressonância ocorrerá quando a condição $\omega = \omega_e$ for satisfeita. Na ressonância, as equações 2.21 podem ser escritas como:

$$\chi'_{res} = \frac{1}{2}\chi_0 \quad (2.22a)$$

$$\chi''_{res} = \frac{1}{2}\chi_0 \frac{\omega_e}{\alpha\omega_0} \quad (2.22b)$$

$$\vec{G}'_{res} = 0 \quad (2.22c)$$

$$\vec{G}''_{res} = \frac{\chi_0}{2\alpha} \quad (2.22d)$$

Na prática, as medidas de ressonância ferromagnética podem ser realizadas utilizando duas configurações distintas, porém equivalentes:

- A primeira configuração é obtida fixando o campo magnético e, portanto, fixando o valor de ω_e (ver equação 2.19). Nesta configuração, a condição de ressonância é atingida variando a frequência (ω) da RF até que $\omega = \omega_e$ seja satisfeito.

- A segunda maneira de realizar a medida é fixando a frequência da RF em um dado valor ω_{RF} . Nessa configuração, a ressonância é conseguida variando a intensidade do campo H_0 e, portanto, variando o valor de ω_e (ver equação 2.19) até que a condição $\omega_e = \omega_{RF}$ seja satisfeita.

Se consideramos uma medida de um filme fino (simetria plana) utilizando a segunda configuração, a função que descreve a susceptibilidade dinâmica (deduzida com mais detalhes no apêndice D) toma a forma:

$$\chi = \frac{M_s \left(H_0 + 4\pi M_s + i\alpha \frac{\omega}{\gamma} \right)}{\left(H_0 + 4\pi M_s + i\alpha \frac{\omega}{\gamma} \right) \left(H_0 + i\alpha \frac{\omega}{\gamma} \right) - \left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2} \quad (2.23)$$

Observando que na ressonância a largura de linha do espectro de FMR será $\Delta H = \frac{\alpha\omega}{\gamma}$ e que $H_{res} = \frac{\omega}{\gamma}$ corresponderá ao campo de ressonância. Substituindo esses valores, podemos reescrever essa expressão como:

$$\chi = \frac{M_s \left(H_0 + 4\pi M_s + i\Delta H \right)}{\left(H_0 + 4\pi M_s + i\Delta H \right) \left(H_0 + i\Delta H \right) - \left(H_{res} \right)^2} \quad (2.24)$$

Esse comportamento está representado na figura 2.3,⁴⁰ onde está graficada a derivada de uma função lorentziana (apresentada no detalhe da mesma figura). Aqui, esta Lorentziana está representando a curva do espectro de ressonância com os principais parâmetros que podem ser obtidos de sua análise.

Para uma medida acurada do amortecimento de Gilbert nessa configuração de medida, é aconselhado ser realizado uma série de medidas de ressonância em diferentes frequências da RF (ω_{RF}). Nesse caso, a largura de linha (ΔH) em função da frequência ω_{RF} toma a seguinte forma:

$$\Delta H = \frac{\alpha}{|\gamma|} \omega_{RF} + \Delta H_k \quad (2.25)$$

onde ΔH_k está relacionado à anisotropia efetiva do sistema de medidas, mais especificamente a relação entre o filme fino e a guia de onda, que serão melhor discutidos no capítulo 4.

Considerando um sistema bidimensional (um filme fino) com campo aplicado paralelo ao plano do filme, podemos escrever a equação de Kittel da seguinte forma:⁴³

$$\omega_{RF} = |\gamma| \sqrt{[H_{res} + H_u][H_{res} + H_u + 4\pi M_s]} \quad (2.26)$$

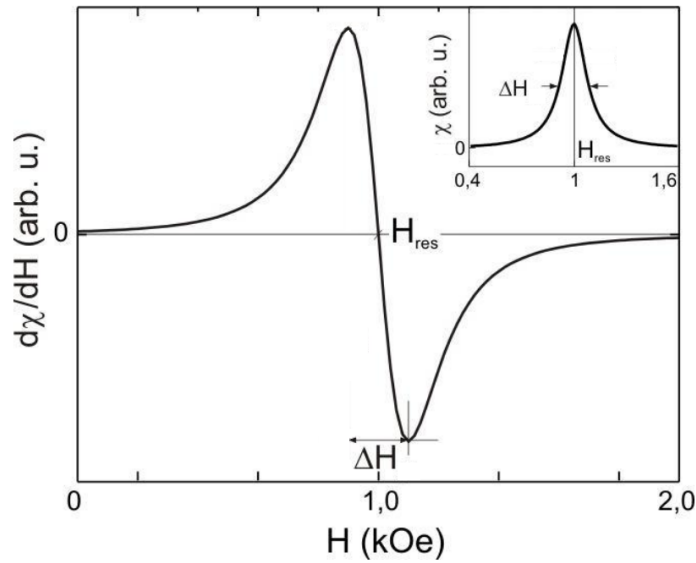


Figura 2.3: Representação dos parâmetros que podem ser extraídos da derivada da função Lorentziana. No detalhe, a função Lorentziana original (antes de ser derivada) representando a forma de um espectro de ressonância de FMR.²

Que pode ser ajustada matematicamente pela curva da frequência em função do campo de ressonância, para obter o campo efetivo de anisotropia (H_u), a razão giromagnética efetiva (γ_{eff}) e a magnetização de saturação (M_s). Esses parâmetros são muito importantes para caracterização magnética do material.

2.5 Bombeamento de *spin*

O bombeamento de *spin* de um ferromagneto (FM) para um material metálico não magnético (NM) foi proposto teoricamente em 2002 por Tserkovnyak *et al.*⁴⁴ e verificado experimentalmente em 2006 por Costache *et al.*⁴⁵ Esse fenômeno ocorre quando o macrospin do FM é excitado, por meio de uma RF, de forma a precessionar, na condição de ressonância, em torno da direção do campo magnético estático aplicado, ou seja, na condição de um experimento típico de FMR (ver seção anterior). Nessa situação, uma certa quantidade de momento angular é injetada no material não magnético através da interface entre os dois materiais.⁴⁶

Quando a magnetização está estática, os elétrons de condução das camadas NM e FM

possuem a mesma energia de Fermi. A partir do momento em que um campo magnético externo é aplicado, a magnetização da camada FM começa a precessionar em torno deste campo, como visto nas seções anteriores. Esta precessão leva à injeção (ou bombeamento) de momento angular da camada FM na camada NM. Essa transferência de momento angular causa uma diferença de potenciais químicos entre a densidade de estados dos elétrons com *spins* para cima (S_{\uparrow}) e elétrons com *spins* para baixo (S_{\downarrow}) ($\Delta\mu = \mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow}$). Este $\Delta\mu$ gera difusão de elétrons, que podem ser analisadas como duas correntes eletrônicas atravessando a camada NM, em sentidos opostos e com a mesma intensidade. Uma destas teria, por exemplo, *spin* para cima (S_{\uparrow}) e outra *spin* para baixo (S_{\downarrow}).

Como é sabido, os elétrons têm, dentre suas propriedades intrínsecas, duas de especial interesse no contexto desta discussão, que são a carga e o *spin*. No caso de uma corrente elétrica convencional, elétrons viajam desde o potencial negativo para o positivo, buscando balancear a diferença de cargas entre os potenciais. Neste contexto, dizemos que este tipo de corrente é uma corrente de carga, pois cargas vão de um lado para outro do material, transportadas pelos elétrons.

Por outro lado, no caso do bombeamento de *spins*, onde duas correntes com mesma intensidade atravessam o mesmo material em sentidos opostos, obviamente, não haverá uma corrente elétrica convencional, ou seja, não haverá acúmulo, ou desbalanço, de cargas. Contudo, devido à diferença de potenciais químicos ($\Delta\mu$), os elétrons de uma dessas correntes têm todos os *spins* com a mesma orientação (S_{\uparrow} , por exemplo), enquanto os da outra corrente, que se movem em sentido oposto, possuem *spins* com orientação oposta (S_{\downarrow} , neste exemplo), haverá um acúmulo de *spins* S_{\uparrow} em uma das extremidades do material e S_{\downarrow} na extremidade oposta. Nessa análise, essas correntes concorrentes transportam *spins*, mas não transportam cargas. Por isso, esse tipo de corrente convencionou-se chamar de corrente pura de *spin*.

Na figura 2.4 estão representados os tipos de correntes possíveis no que concerne às grandezas de *spin* e de carga. Em a), está representado uma corrente de carga convencional, onde os elétrons têm *spin* apontando em todas as direções, de forma que a soma vetorial deles é nula. Em b), temos uma corrente elétrica parcialmente polarizada em *spin*. Neste caso, a maior parte dos elétrons tem *spin* apontando em uma direção específica (para cima, no

exemplo). Logo essa corrente transportará, além da carga, o *spin*. Em c), temos uma corrente elétrica totalmente polarizada em *spin*. Nessa situação, todos os elétrons de condução têm *spin* apontando na mesma direção (para cima, no exemplo). Sendo assim, temos tanto carga quanto *spin* sendo transportados, dando origem a uma corrente de *spin* e carga. Em d), representamos o caso da corrente pura de *spin*. Como explicado acima, elétrons com *spin* para cima (S_{\uparrow}) se movem para direita e elétrons com *spin* para baixo (S_{\downarrow}) se movem para esquerda. Sendo assim, a resultante de corrente de carga é nula, porém existe uma só corrente de *spin*.

Se pensarmos nos elétrons carregando informação pelas correntes de *spin*, devemos estar atentos ao fato de que podem haver colisões que mudam a orientação do *spin* do elétron. Ou seja, a depender do material utilizado, existirá um comprimento de difusão de *spin* (*spin diffusion length*, λ_s) onde os elétrons perderão a informação que carregam. Para materiais metálicos, como a platina, essa grandeza é dada por:³³

$$\lambda_s = \sqrt{\frac{1}{3}\lambda_t V_F \tau_{fs}} \quad (2.27)$$

onde λ_t é o livre caminho médio entre colisões, V_F é a velocidade de Fermi e τ_{fs} é o tempo de relaxação dos *spins*.

Para materiais isolantes, como o YIG, o comprimento de difusão de *spin* é dado por:⁴⁷

$$\lambda_s = v_{tm} \sqrt{\frac{2}{3}\tau_{fs}\tau_{mr}} \quad (2.28)$$

onde v_{tm} é a velocidade térmica do *magnon* e τ_{mr} é o tempo de relaxação do *magnon*.

A ideia por trás do fenômeno de bombeamento de *spin* está ilustrado na figura 2.5. Essa diferença entre os potenciais químicos, responsável pela corrente pura de *spin*, também é conhecida como voltagem de *spin* ou acumulação de *spin*.⁴⁸ Esse nome é dado por causa do aumento no número de elétrons com *spins* apontando em uma determinada direção e é dada por $\Delta S = S_{\uparrow} - S_{\downarrow}$.

Ao bombeamento de *spin*, está associada uma transferência de momento angular da camada FM para a NM. É razoável pensar que essa transferência de momento angular será um novo processo de dissipação de energia, sendo esse um mecanismo extrínseco de amorteci-

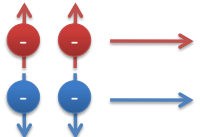
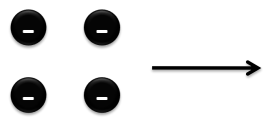
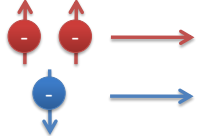
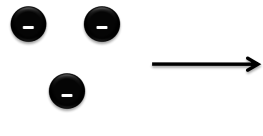
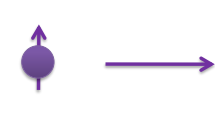
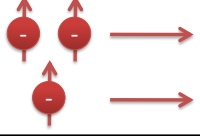
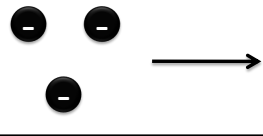
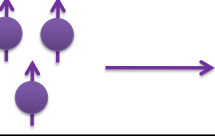
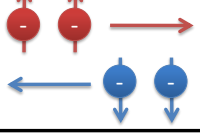
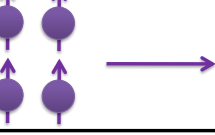
		Corrente de carga	Corrente de <i>spin</i>
a)	Corrente de carga não polarizada 		0
b)	Corrente elétrica de <i>spin</i> parcialmente polarizado 		
c)	Corrente elétrica de <i>spin</i> totalmente polarizado 		
d)	Corrente pura de <i>spin</i> 	0	

Figura 2.4: Representação de alguns tipos de corrente de carga e *spin*. Em vermelho (azul), estão representados os elétrons com *spin* para cima, S_{\uparrow} , (baixo, S_{\downarrow}). Em preto, está representada somente a carga elétrica, enquanto em roxo somente o *spin*. Em a), está representada uma corrente de carga não polarizada, ou uma corrente convencional, em b), uma corrente elétrica parcialmente polarizada em *spin*, em c), uma corrente elétrica totalmente polarizada em *spin* e em d), uma corrente pura de *spin*.

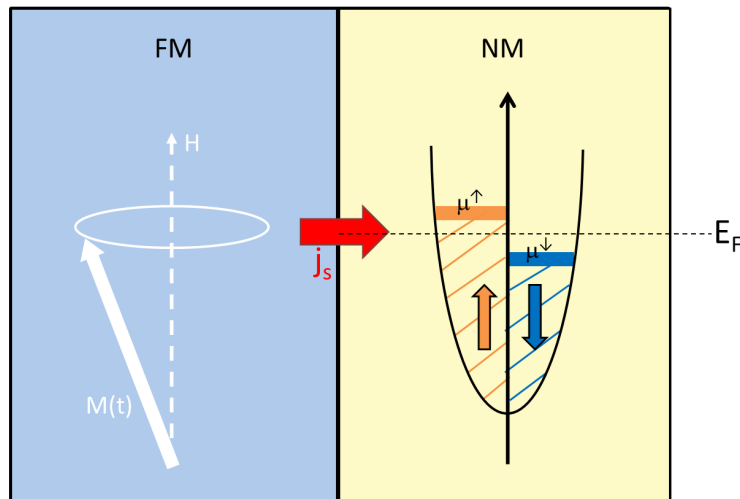


Figura 2.5: Bombeamento de *spin* de um material FM para um material NM. A precessão do momento magnético do FM induz uma corrente de *spin* no NM, representada pela seta vermelha. μ^{\uparrow} e μ^{\downarrow} são os potenciais químicos sentidos pelos elétrons de condução do NM com *spin* para cima e para baixo, respectivamente. E_F é a energia de Fermi.

mento da magnetização. Esse mecanismo deverá ser somado aos mecanismos intrínsecos já existentes e contabilizados ao α do FM, aumentando o seu valor. Sendo assim, essa transferência de momento angular via bombeamento de *spin* causará um aumento do amortecimento de Gilbert, segundo a equação (2.29):⁴⁴

$$\alpha_{sp} = \frac{g\mu_B}{4\pi M_s} \frac{Re(g_{\uparrow\downarrow})}{d} \quad (2.29)$$

O vetor densidade de corrente de *spin* é a grandeza que mensura a quantidade de *spin* que está atravessando uma certa área na interface entre os materiais, por unidade de tempo, e pode ser escrita como:

$$\vec{J}_s = \frac{\hbar}{4\pi} Re(g_{\uparrow\downarrow}) \vec{m} \times \frac{\partial \vec{m}}{\partial t} \quad (2.30)$$

com:

$$Re(g_{\uparrow\downarrow}) = \frac{4\pi M_s d}{g\mu_b} \frac{\sqrt{3}\gamma}{2\omega_{RF}} (\Delta H_{FM/NM} - \Delta H_{FM}) \quad (2.31)$$

sendo a parte real da condutância mista de *spin* onde $H_{FM/NM}$ e H_{FM} são, respectivamente, as larguras de linha dos espectros de FMR com e sem a adição da camada NM; μ_B , g , M_s e d são, respectivamente, o magneton de Bohr, o fator de Landé, magnetização de saturação e a espessura da camada FM.

2.6 Efeito Hall de *spin*

O Efeito Hall de *spin* foi proposto teoricamente em 1971 por Dyakonov e Perel¹⁵ e tinha como base o espalhamento Mott. O espalhamento Mott foi desenvolvido em 1929,⁴⁹ a partir da ideia de *spin* como efeito relativístico, introduzido pela equação de Dirac.⁵⁰

A ideia do espalhamento Mott é a de que elétrons no vácuo podem interagir com um núcleo atômico e serem espalhados assimetricamente dependendo do seu *spin*. Em um material NM, os elétrons de condução têm *spin* apontando em todas direções e, em média, a mesma quantidade em sentidos opostos. Por simplificação, podemos pensar que os elétrons de condução tenham seu *spin* ao longo de uma única direção, por exemplo a direção \hat{z} . Neste caso, o *spin* dos elétrons teriam dois estados, ou para cima (S_{\uparrow}) ou para baixo (S_{\downarrow}).

Considerando o espalhamento Mott em um material NM metálico ao aplicarmos uma corrente elétrica na direção $-\hat{x}$, os elétrons de condução, ao interagirem com os núcleos atômicos, serão defletidos na direção \hat{y} positiva se forem S_{\uparrow} , ou na mesma direção, \hat{y} , mas no sentido negativo se tiverem S_{\downarrow} . Portanto, diferentemente do que ocorre no caso do efeito Hall convencional (HE),⁵¹ não haverá acúmulo de carga elétrica ao longo da direção \hat{y} do sistema, porém poderá haver um acúmulo de S_{\uparrow} na extremidade de y positiva e de S_{\downarrow} na extremidade de y negativa. Podemos, então, pensar que existe um "fluxo" de S_{\uparrow} na direção $+\hat{y}$ e um de S_{\downarrow} na direção $-\hat{y}$, e ambos perpendiculares à direção de propagação da corrente elétrica $-\hat{x}$. Nessa analogia, esse "fluxo de *spin*" seria uma corrente pura de *spin*, pois, novamente, não há desbalanço de carga, somente há *spins* sendo transportados em sentidos opostos, causando um acúmulo de *spins* em extremidades opostas do sistema, ao longo da direção \hat{y} . Esse mecanismo mais tarde foi chamado de efeito Hall de *spin* extrínseco.³ Microscopicamente, os efeitos extrínsecos podem ser divididos em dois casos: o espalhamento assimétrico e o *side jump*, que serão discutidos em detalhes ainda nesta seção.

Quando os elétrons de condução se movem sob a ação de um campo elétrico em uma rede cristalina perfeita, mesmo na ausência de um espalhamento proveniente da interação com o núcleo, pode ser gerada uma corrente transversal dependente do *spin* através da interação *spin*-órbita relativística.^{52,53,54} Essa segunda forma de gerar o SHE é conhecida como efeito Hall de *spin* intrínseco.

A contribuição de todos os mecanismos microscópicos que geram o efeito Hall de *spin* será discutido em mais detalhes a seguir. Na figura 2.6, está representado o efeito Hall de *spin* total, ou seja, a soma de todas as contribuições.

2.6.1 Mecanismos do SHE

O efeito Hall de *spin* é, na verdade, a soma de três contribuições: do espalhamento assimétrico (*skew-scattering* - com a seção de choque de espalhamento representada por σ^{H-esp}), do *side-jump* (seção de choque sendo σ^{H-sj}) e dos mecanismos intrínsecos (σ^{H-int}), de forma que a seção de choque total é dada por:³⁸

$$\sigma^H = \sigma^{H-sj} + \sigma^{H-esp} + \sigma^{H-int} \quad (2.32)$$

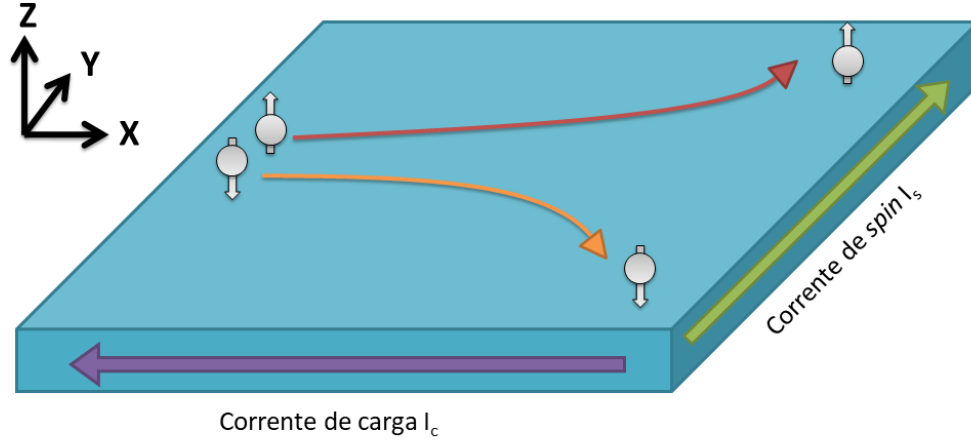


Figura 2.6: Exemplificação esquemática da soma de todas as contribuições para a seção de choque de espalhamento do efeito Hall de *spin*.

- Mecanismo Intrínseco

Um cristal perfeito pode ter seus átomos descrito matematicamente como uma rede de Bravais, que, por definição, é periódica. Elétrons se movendo por essa rede cristalina sentem um potencial periódico conhecido como potencial de Bloch.^{43,55} Esse potencial não é dependente de *spin*, logo não sendo responsável pelo SHE.

Contudo, de uma forma bem simplificada, o efeito Hall de *spin* intrínseco pode ser pensado como sendo devido a correções relativísticas, que ocorrem quando elétrons são acelerados por um campo elétrico externo (\vec{E}). Nesta situação, surgirá um campo magnético efetivo, que pode ser escrito por: $\vec{H}_{ef} = -(\vec{v} \times \vec{E})/c^2$, onde \vec{v} é velocidade do elétron e c é a da luz.⁵⁶ Por sua vez, este campo magnético é sentido pelo *spin* do elétron (descrito pelas matrizes de Pauli σ), gerando uma interação *spin*-órbita (SO), que pode ser escrita como:

$$H_{SO} = \frac{g\mu_B}{2c^2}(\vec{v} \times \vec{E}) \cdot \sigma \quad (2.33)$$

Nesta abordagem simples, o hamiltoniano do sistema é conhecido como hamiltoniano de Rashba e, em duas dimensões, toma a seguinte forma:

$$H_{Rashba} = \frac{p^2}{2m} - \frac{\lambda}{\hbar} \sigma \cdot (\hat{z} \times \vec{p}) \quad (2.34)$$

onde $\vec{p} = \hbar \vec{K}$ (\vec{K} é o vetor de onda) é o momento de um elétron considerando duas dimensões, λ é a constante de Rashba e \hat{z} é o vetor unitário perpendicular ao movimento do elétron em duas dimensões.

Esse sistema pode ser melhor entendido se analisarmos o esquema da figura 2.7. Na esquerda está representado o comportamento dos *spins* sob a ação do acoplamento *spin*-órbita de Rashba, e na direita é aplicado ao sistema um campo elétrico na direção \hat{x} , fazendo com que a superfície de Fermi seja deslocada levemente nesta mesma direção (seta azul). O efeito da interação *spin*-órbita sobre os elétrons leva a uma pequena mudança na direção e orientação dos *spins*. Sendo assim, os *spins* na parte positiva do eixo y ganham uma componente para cima S_{\uparrow} e os na parte negativa do eixo y ganham uma componente para baixo S_{\downarrow} , gerando, então, uma corrente de *spin* na direção \hat{y} (seta roxa).³

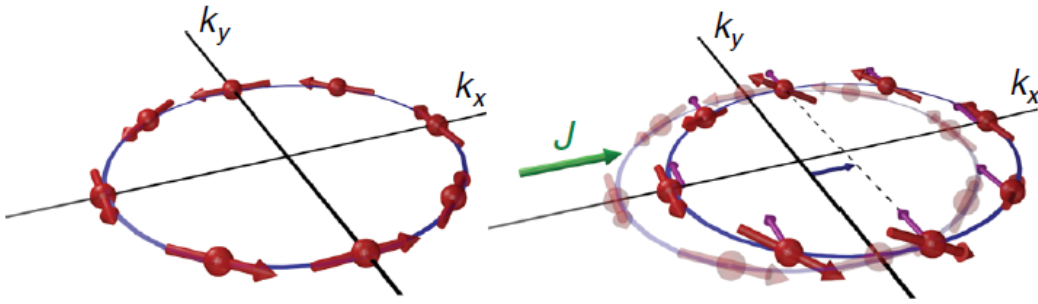


Figura 2.7: Esquema representando o efeito Rashba sobre a superfície de Fermi de um material metálico não magnético. Como pode ser visto na figura da direita, o campo magnético gerado é responsável pela contribuição intrínseca do SHE.³

- Mecanismo de espalhamento assimétrico

Como explicado no início dessa seção, esse mecanismo gera um SHE por conta de um espalhamento dependente de *spin* dos elétrons de condução do metal não magnético.

Podemos entender um pouco melhor esse efeito se pensarmos na teoria semi-clássica de transporte de Boltzmann, que usa a regra de ouro de Fermi (equação 2.35) para calcular a razão de espalhamento dos elétrons de condução,^{57,58} como segue:

$$W_{n \rightarrow n'} = \frac{2\pi}{\hbar} | \langle n | V | n' \rangle |^2 \sigma(E_n - E_{n'}) \quad (2.35)$$

Normalmente, para esse cálculo, é utilizada a aproximação em primeira ordem da regra de

ouro de Fermi, onde a possibilidade de transição do estado $n \rightarrow n'$ é igual à probabilidade $n' \rightarrow n$. Porém essa aproximação não leva em consideração a parte do potencial V , que diz respeito às interações *spin*-órbita, sendo assim inválidas para materiais com forte acoplamento SO como, por exemplo, em metais pesados de transição.

No caso de materiais com forte acoplamento SO é necessária uma aproximação em terceira ordem (que leva em consideração o acoplamento SO). Nessa abordagem, as probabilidades de transição dos estados $n \rightarrow n'$ e $n' \rightarrow n$ são distintas e dependem da direção da polarização da corrente de *spin* (\hat{P}). Sendo assim, a razão de espalhamento pode ser aproximada como segue:

$$W_{kk'}^A \sim (\vec{k} \times \vec{k}') \cdot \hat{P} \quad (2.36)$$

onde \vec{k} e \vec{k}' são os vetores de onda antes e após o espalhamento.

Desse modo, como exemplificado na figura 2.8, os elétrons com $S\uparrow$ têm uma probabilidade maior de espalhar para esquerda e os elétrons com $S\downarrow$ para direita.

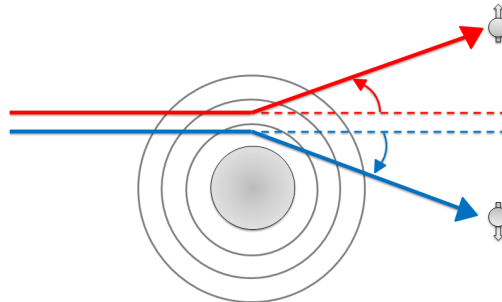


Figura 2.8: Esquema representando o mecanismo de espalhamento dependente de *spins* assimétrico dos elétrons de condução de um material metálico não magnético.

- *Side jump*

O *side jump* ocorre quando introduzimos uma impureza no material e esta espalha parte dos elétrons de condução, como exemplificado na figura 2.9. Esse efeito pode se manifestar da forma intrínseca ou extrínseca.

Side jump extrínseco: ocorre quando pacotes de ondas dos elétrons de condução, que não possuem interação SO, são espalhados por uma impureza com forte acoplamento SO.

Side jump intrínseco: acontece quando pacotes de onda dos elétrons de condução têm acoplamento SO e são espalhados pelo potencial sem acoplamento SO da impureza.

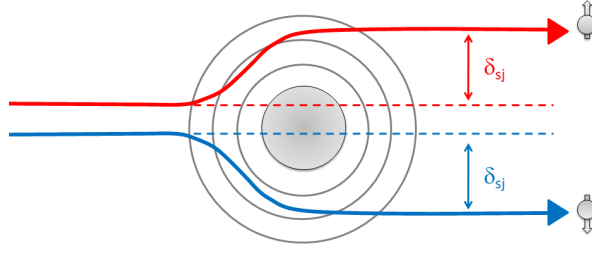


Figura 2.9: Esquema representando o mecanismo do *side jump*, causado pelas interações dos elétrons de condução com impurezas no material.

2.7 Efeito Hall de *spin* inverso

Um esquema do ISHE é apresentado na figura 2.10. Nessa figura está representada uma corrente pura de *spin* fluindo através de um material, ao longo de sua direção \hat{x} . Como representado na figura, existem duas correntes eletrônicas com *spin* opostos e fluindo em direções contrárias, ou seja, uma de elétrons S_{\uparrow} seguindo a direção $+\hat{x}$ e a outra S_{\downarrow} , que segue na direção $-\hat{x}$. Por conta dos mesmos mecanismos descritos nas seções anteriores, essas correntes serão espalhadas na mesma direção, ou seja, na direção $-\hat{y}$. Note que se os elétrons de *spin* contrários se movessem no mesmo sentido, eles seriam espalhados para lados opostos. Porém, como se movem em sentidos opostos, são espalhados em direção à mesma extremidade do sistema. Isso acaba por gerar um acúmulo de carga em uma das bordas do material. Embora microscopicamente o SHE e o ISHE sejam efeitos equivalentes, o ISHE, diferentemente do SHE, que não possui efeito de acúmulo de carga, pode ser facilmente medido por meio de uma diferença de potencial. Essa diferença de potencial é dada pela equação:³

$$V_{ISHE} = \frac{l\alpha_h\lambda_N \tanh\left(\frac{d_N}{2\lambda_N}\right)}{d_N\sigma_N} \left(\frac{2e}{\hbar}\right) j_s \quad (2.37)$$

onde l , d_N , σ_N , α_h e λ_N , são, respectivamente, comprimento da amostra, espessura da amostra, condutividade elétrica, ângulo Hall de *spin* e profundidade de penetração da onda de *spin* do NM e, finalmente, j_s é a densidade de corrente de *spin*.

Muitos trabalhos apresentam seus resultados através do ângulo Hall de *spin* (α_h), que pode ser obtido relacionando a corrente de carga (\vec{j}_c) e a corrente de *spin* (\vec{j}_s) pela equação:

$$\vec{j}_c = \alpha_h \frac{2e}{\hbar} (\vec{j}_s \times \hat{P}) \quad (2.38)$$

onde e é a carga elétrica, \hbar é a constante de Plank dividida por 2π e \hat{P} é a polarização da corrente de *spin*.

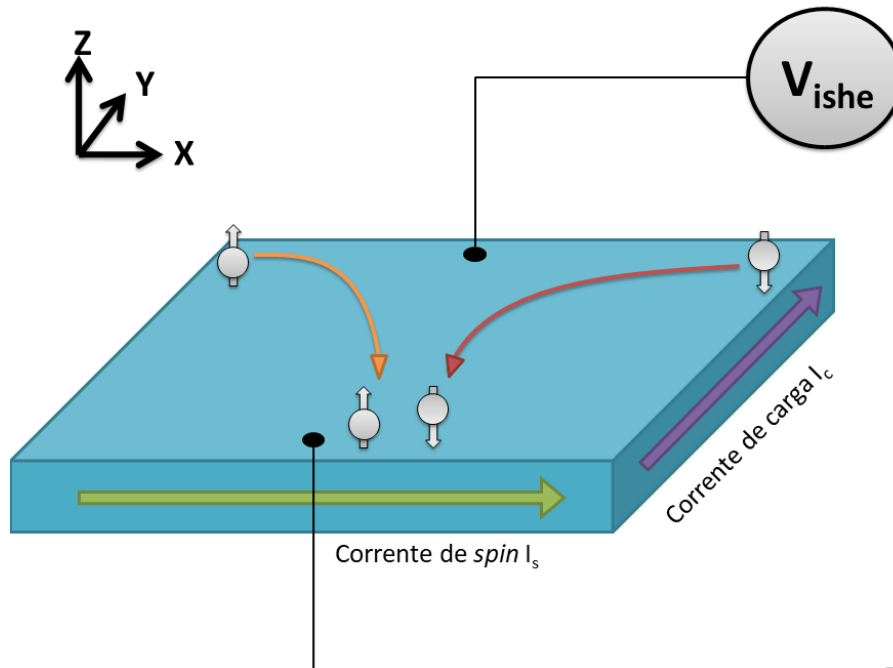


Figura 2.10: Modelo esquemático de um sistema de medidas de ISHE. Neste caso, uma corrente pura de *spin* na direção \hat{x} gera uma voltagem na direção \hat{y} .

Esse efeito foi proposto em 1999⁵⁹ e vem sendo estudado desde então, principalmente com o intuito de melhor entender e estudar as propriedades microscópicas do SHE.

Capítulo 3

Estado da arte

Sumário

Nesse capítulo será disposta uma revisão bibliográfica a fim de ilustrar os pontos de maior interesse desse trabalho registrado até então na literatura. Iniciaremos com uma breve introdução sobre spintrônica, que também serve como motivação para esse estudo.

Em seguida, descreveremos o material estudado nessa dissertação. Começaremos com a parte estrutural, cristalográfica e morfológica. Logo após, serão mostrados resultados que relacionam a parte magnética com os métodos de fabricação.

Por fim, esse capítulo terminará apresentando resultados que servirão de comparação para medidas de bombeamento de *spin* e diferença de potencial gerado pelo efeito Hall de *spin* inverso (V_{ISHE}).

3.1 Spintrônica

Os transistores, feitos de materiais semicondutores, implementados por John Bardeen, Walter Brattain e William Shockley¹⁴ em 1947, revolucionaram a eletrônica e continuam sendo utilizados até hoje em circuitos integrados (CI). O número desses dispositivos vem aumentando seguindo a Lei de Moore,⁶⁰ que aponta que a cada dois anos o número de transistores por CI dobra. Nos últimos 70 anos, esse aumento foi possível, principalmente, pela diminuição de tamanho dos transistores, o que acarreta em menor custo e melhor

performance. Porém essa tática está chegando ao seu limite, tornando, assim, explícita a necessidade de novas tecnologias.

Em meio a esse cenário, a possibilidade de usar também o grau de liberdade de *spin* dos elétrons, e não somente sua carga, como acontece na eletrônica atual, faz emergir a spintrônica como possível solução para esse problema. Essa área da ciência envolve diversos segmentos da física, como, por exemplo, magnetismo, semicondutores, supercondutividade e óptica.³⁰ Ela começou a ser desenvolvida ainda nos anos 1980, quando eram estudados transporte de *spin* em multicamadas metálicas.^{30,61,62,63,64} Esses estudos culminaram em descobertas muito importantes, como a magnetorresistência túnel¹⁶ e a magnetorresistência gigante,^{17,18} que são atualmente aplicadas em armazenamento de dados, mais especificamente em cabeças de leitura magnética para discos rígidos de computadores.⁶⁵

No final dos anos 1990, a descoberta de que o arseneto de gálio (GaAs) possuía grande comprimento de difusão de *spin*^{66,67,68} impulsionou a spintrônica na direção do processamento e transmissão de informação, juntamente com os já bem estabelecidos semicondutores. Em poucas palavras, esses trabalhos seminais mostraram que é possível a criação de dispositivos, do tipo chave lógica, que pode deixar passar elétrons (corrente ligada) ou bloqueá-los (corrente desligada), com base na orientação de seus *spins*.³⁰ Nesse mesmo composto, em 2004, foi feita a primeira medida experimental do efeito Hall de *spin*.³⁰

Atualmente, os dispositivos spintrônicos já implementados são feitos de materiais condutores, como o Permalloy (Py - liga que contém 80% de níquel e 20% de ferro). Esse material tem como característica uma corrente de elétrons polarizados em *spin* que transporta ambas as quantidades, carga e *spin*. Apesar de mais eficientes que a eletrônica, esses dispositivos têm as desvantagens da condução de carga, o que acarreta a dissipação de energia na forma de calor, por efeito Joule.

Um próximo avanço esperado para a área é a utilização apenas do grau de liberdade do *spin* com correntes puras de *spin*, portanto não portadoras de carga. Existe o apelo destes dispositivos apresentarem diversas vantagens, como menor custo energético, uma vez que a mudança de orientação do *spin* é menos custosa que gerar e manter uma corrente elétrica, maior velocidade na troca de informação e ausência de efeito Joule. Nesse contexto, aparecem os isolantes magnéticos, como o composto $Y_3Fe_5O_{12}$, conhecido como granada de ferro ítrio

(ou, no inglês, *yttrium iron garnet*, YIG), que transportam informação por correntes puras de *spin* com alcance até 100 vezes maior que os materiais metálicos.³⁴

Em suma, o estudo da spintrônica tem como principais objetivos gerar, manipular e detectar correntes de *spin*, entendendo melhor os efeitos físicos presentes, sempre no intuito de desenvolver novas aplicações e dispositivos mais eficientes, baratos e confiáveis.

3.2 Yttrium Iron Garnet (YIG)

O *yttrium iron garnet* ($Y_3Fe_5O_{12}$) foi descoberto em 1956 por Bertaut e Forrat⁶⁹ e, nessa época, era utilizado em filtros e osciladores sintonizáveis de micro-ondas e radiofrequências.⁷⁰ Recentemente, ele voltou a ser bastante explorado para pesquisas nas áreas da magneto-óptica e spintrônica por ser, em temperatura ambiente, um material ferrimagnético e isolante elétrico, com baixo amortecimento de Gilbert, grande comprimento de difusão de *spin* e alto tempo de relaxação.⁷¹ Essas características o tornam um excelente candidato para aplicação em novos dispositivos spintrônicos.^{72,34}

Os filmes de YIG podem ser crescidos por diferentes técnicas experimentais, dentre elas: epitaxia em fase líquida (LPE),⁷³ deposição por laser pulsado (PLD)⁷⁴ e *magnetron sputtering*.^{7,75} Embora os filmes finos produzidos por LPE apresentem ótima qualidade e os crescidos por PLD apresentem taxas de deposição maiores que os depositados por *magnetron sputtering*, esses últimos apresentam superfícies menos rugosas, preservam melhor a estequiometria e são mais adequados para produção em massa. Essas características os tornam as melhores opções para a indústria.⁷⁶

3.2.1 Estrutura magnetocristalina

O $Y_3Fe_5O_{12}$ tem uma estrutura cristalina cúbica e se encontra no grupo espacial $Ia\bar{3}d$, com parâmetro de rede de $12,376 \pm 0,004 \text{ \AA}$.⁷⁷ Cada célula unitária é composta por 160 átomos (oito vezes a fórmula química) e contém, portanto, noventa e seis íons de oxigênio com número de oxidação (N_{ox}) menos dois (O^{2-}), quarenta íons de Ferro com N_{ox} mais três (Fe^{3+}) e vinte e quatro íons de ítrio com N_{ox} mais três (Y^{3+}), como pode ser visto na figura 3.1.

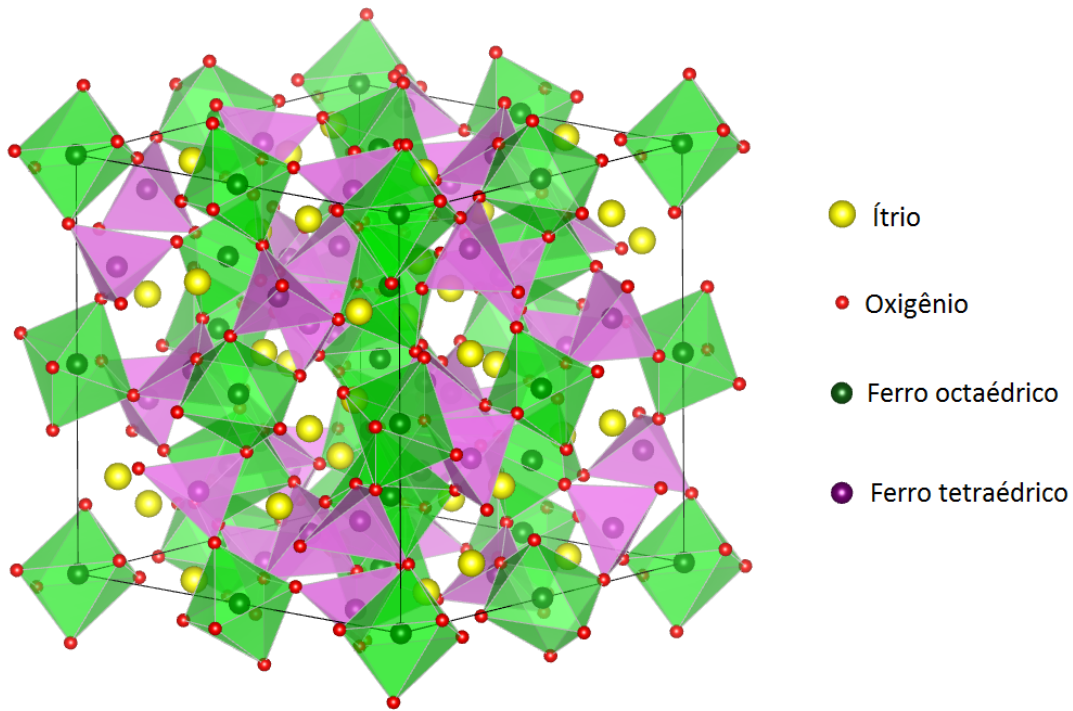


Figura 3.1: Estrutura cristalina cúbica do YIG. Os íons de oxigênios são representados pelas esferas vermelhas, os de ítrio pelas esferas amarelas, enquanto os de ferro com octaedros e tetraedros de oxigênio são representados por esferas verdes e roxas, respectivamente. Imagem feita com o software Vesta.⁴

Cada um dos vinte e quatro íons de Y^{3+} tem oito íons de O^{2-} em seu entorno, formando poliedros de doze faces e oito vértices, como mostrado na figura 3.2 (a).

Dos quarenta íons de Fe^{3+} , dezesseis deles ocupam sítios α que são cercados por seis íons de O^{2-} , formando uma simetria octaédrica, retratada pela figura 3.2 (b). Os outros vinte e quatro íons de Fe^{3+} têm em sua vizinhança quatro íons de O^{2-} cada um, formando uma estrutura tetraédrica no sítio β , como mostra a figura 3.2 (c).

Cada oxigênio presente na estrutura cristalina ocupa, ao mesmo tempo, os vértices de um octaedro relacionado ao Fe^{3+} dos sítios α , um tetraedro relacionado ao Fe^{3+} dos sítios β e dois dodecaedros com Y^{3+} em seu centro.

Se dividirmos a célula unitária do YIG em oito, podemos identificar que cada octante forma uma estrutura cúbica de corpo centrado, com os íons de Fe^{3+} do sítio α , como representado na figura 3.3 (a). A figura 3.3 (b) indica a posição dos Fe^{3+} do sítio β e do Y^{3+} . Eles ficam sobre as bissetrizes de cada face dos octantes da célula unitária e a um quarto de

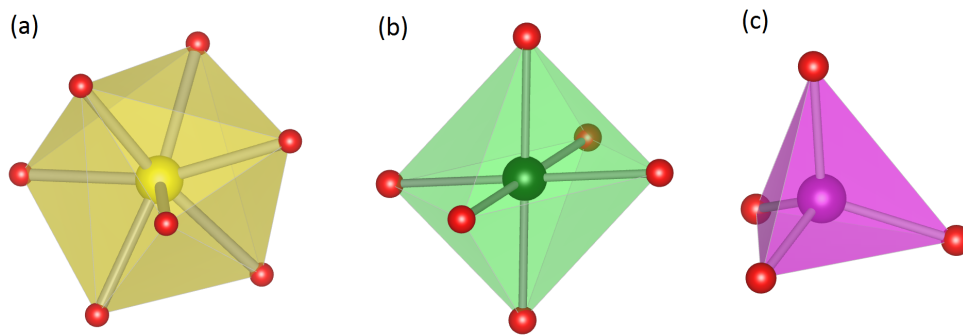


Figura 3.2: Os íons de oxigênio como vértices de um dodecaedro (a), octaedro (b) e tetraedro (c), centrados no íon de ítrio, ferro do sítio α e ferro do sítio β , respectivamente, em amarelo verde e roxo.

distância da aresta mais próxima.⁴⁸

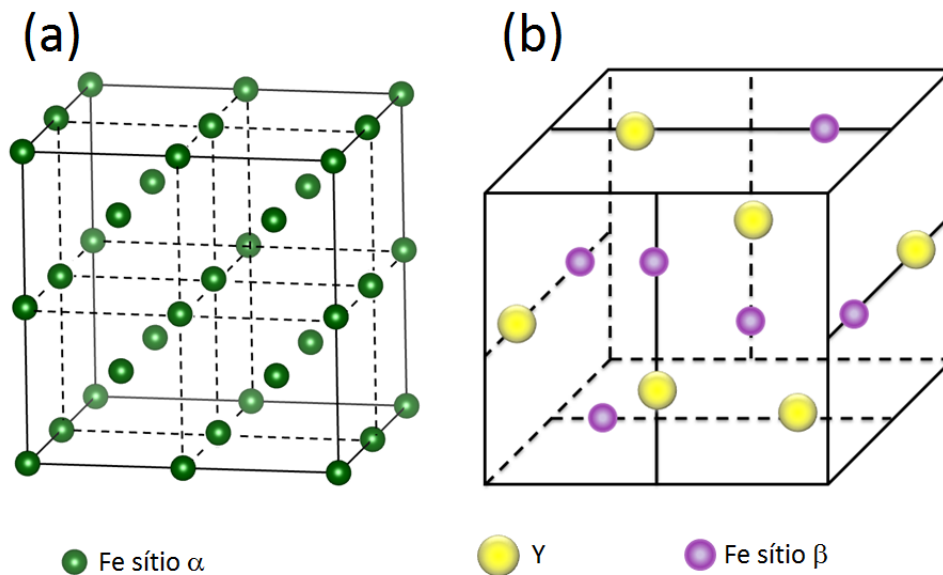


Figura 3.3: Ordenamento dos íons no YIG. Em (a) $Fe^{3+}(\alpha)$ formando oito estruturas cúbicas de corpo centrado e em (b) disposição dos íons de $Fe^{3+}(\beta)$ e Y^{3+} em um oitavo da célula unitária.

Os íons de ítrio não possuem momento magnético atômico, portanto toda magnetização do YIG é proveniente da interação entre os íons de ferro dos sítios α e β .

Por ser um material ferrimagnético, os momentos magnéticos atômicos dos íons Fe^{3+} , dispostos no 16 sítios α , formam uma sub-rede magnética que se acopla antiparalelamente a uma outra, formada pelos demais íons Fe^{3+} localizados nos 24 sítios β . Como cada íon de Fe^{3+} apresenta momento magnético atômico igual a $5\mu_B$, o YIG terá, portanto, $40\mu_B$ de

momento magnético por célula unitária.

O eixo de fácil magnetização do YIG se encontra da direção (111). Por este fato, a maioria dos trabalhos recentes são de filmes finos, depositados sobre substratos de óxido de gadolínio e gálio, (*gadolinium gallium garnet*, GGG) de mesma orientação. Esse substrato, além de possuir a orientação desejada, tem parâmetros de rede muito similares aos do YIG, diferindo por apenas 0,01 Å.^{77,78} Essa proximidade estrutural facilita o ordenamento cristalino no YIG, independente do método de fabricação da amostra empregado.

3.2.2 Difração de raios X no YIG

Devido à complexa estrutura cristalográfica apresentada pelo YIG, a teoria de difração de raios X prevê a difração por diversas famílias de planos cristalinos, gerando, então, um padrão de difração composto por vários picos de Bragg. Na figura 3.4, apresentamos o cálculo teórico da difração de um policristal de YIG. Contudo, é bem conhecido na literatura^{79,80,81} que o comportamento da dinâmica de magnetização dos filmes de YIG (valor de α , V_{ISHE} , largura de linha de FMR etc.) é regido não só por mecanismos intrínsecos, mas, sobretudo, por aspectos extrínsecos, devido às suas inomogeneidades e imperfeições. Por isso, para o crescimento de um filme de boa qualidade, é de extrema importância um controle muito preciso de sua orientação cristalográfica, estequiometria e rugosidade. Em outras palavras, a má qualidade desses parâmetros são os maiores responsáveis para o aumento do amortecimento de Gilbert. Logo, apesar dessa ampla gama de famílias de planos cristalinos presentes no policristal de YIG, o que buscamos é uma estrutura cristalina tão perfeita quanto possível, ou seja, um monocristal perfeito. Como sabemos, tal monocristal difratará somente a família de planos orientada, nesse caso a (111).

Visando maior qualidade dos filmes, grande parte dos grupos que estudam esse material utilizam como substrato outros tipos de granadas (*garnets*). As granadas são compostos da mesma família do YIG. Como já mencionado, a granada de gadolínio gálio (GGG), principalmente com orientação (111), é a mais usada para esse fim. Contudo, outras também vêm sendo empregada como substratos, como, por exemplo, o $Y_3Al_5O_{12}$ (YAG). Além das granadas, é possível também a utilização de substratos de quartzo, sobretudo em estudos na área de magneto-óptica. Essas granadas, que servem como base para o crescimento do YIG,

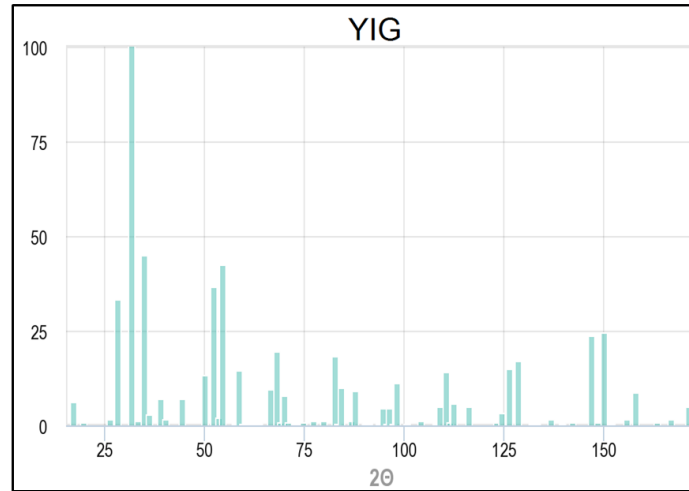


Figura 3.4: Padrão de difração do YIG sem direção cristalina preferencial obtido através do CIF (*crystallographic information file*) calculado teoricamente.^{5,6}

já são bem conhecidas e comercializadas em diversas orientações cristalográficas, como, por exemplo, o GGG com orientação (111).

Filmes finos de YIG crescidos sobre substratos GGG (111) de forma epitaxial deveriam, em teoria, organizar-se de maneira a preservar a orientação de sua base. Isso ocorre com maior facilidade nos filmes crescidos por epitaxia de fase líquida (LPE). No entanto, em filmes depositados por deposição de laser pulsado (PLD) e *sputtering* isso também pode ocorrer. Alguns artifícios para melhorar a cristalinidade do YIG e diminuir o amortecimento de Gilbert, como temperatura durante a deposição e tratamento térmico pós deposição, são, recorrentemente, utilizados nesses tipos de deposição.

No caso de um filme de YIG monocristalino, as interferências construtivas das reflexões que resultam em picos de Bragg, só vão ocorrer para a família de planos correspondente a essa orientação. Na figura 3.5 (a), podemos ver o padrão teórico de difração de raios X de um filme fino de YIG com orientação (111).

Ao mesmo tempo em que a similaridade estrutural entre o YIG e o GGG ajuda na produção de filmes de boa qualidade, ela também complica um pouco a análise cristalográfica por difração de raios X do sistema GGG/YIG. Como o parâmetro de rede do GGG é ligeiramente maior ($a_{GGG}=12,383 \text{ \AA}^{82}$) que o do YIG ($a_{YIG}=12,376 \text{ \AA}^{77}$), os picos de Bragg aparecem em posições bem próximas, como pode ser visto na figura 3.5 (b). No entanto,

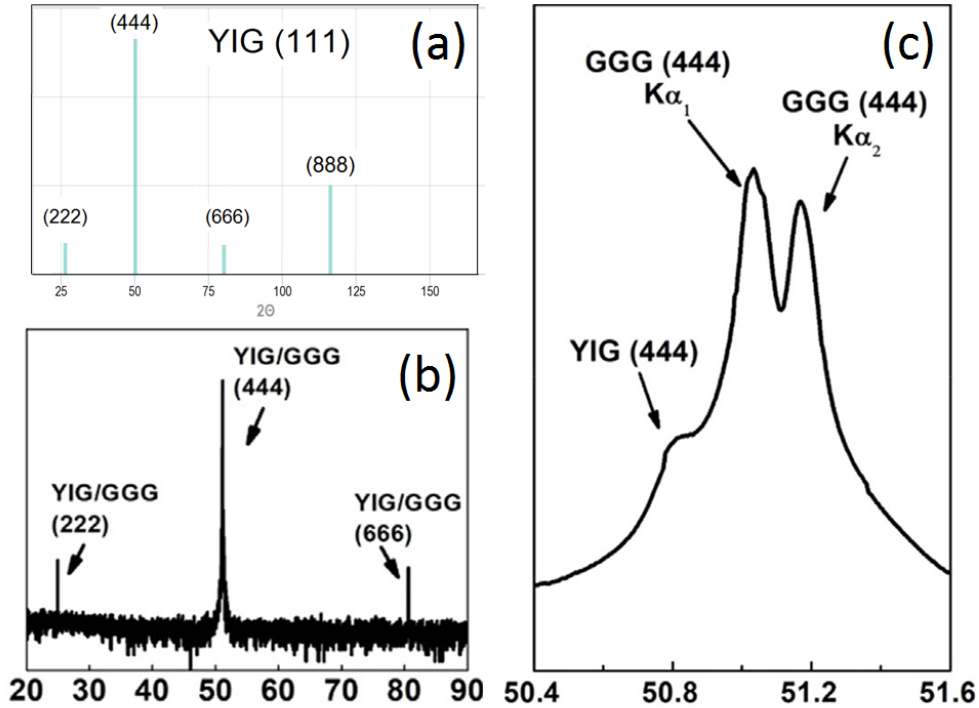


Figura 3.5: Em (a), temos o padrão de difração do YIG com orientação (111) obtido através do CIF (*crystallographic information file*) calculado teoricamente.^{5,6} Em (b),⁷ está representado a coincidência entre os picos do GGG e do YIG. Já em (c),⁷ conseguimos notar uma pequena diferença na posição do pico (444) do YIG em relação ao pico (444) do GGG pela pequena diferença entre os parâmetros de rede.

com uma análise cuidadosa de uma boa medida de difração, é possível observar a diferença entre os picos de Bragg de ambos e, conseqüentemente, a presença do YIG. Como mostrado na figura 3.5 (c), a reflexão (444) do YIG aparece como um pequeno ombro ao lado esquerdo da difração do pico (444) do GGG.

3.2.3 Superfície do YIG

A qualidade da superfície do YIG é um dos parâmetros importantes no estudo desse material, principalmente quando o objetivo da pesquisa é entender e quantificar a injeção da corrente de *spin* do YIG em outro material, seja ela feita por bombeamento de *spin* (elemento de estudo deste trabalho) ou por efeito Seebeck de *spin*.

Como visto no capítulo anterior, a quantidade de momento angular transferida depende de diversos parâmetro, tais como o fator de Landé, a espessura, a magnetização de saturação

Método de crescimento (referência)	Espessura (nm)	Rugosidade-RMS (nm)
LPE ⁸³	83-113	0,3-0,8
LPE ⁸⁴	19	0,3
PLD ⁷⁴	113	0,2
PLD ⁸⁵	35	0,14
PLD ⁸⁶	20	0,2-0,3
Sputtering ⁸⁷	22	0,13
Sputtering ⁸⁸	20	0,2
Sputtering ⁷⁶	90	0,15
Sputtering ⁸⁹	96	0,01
Sputtering ⁷	20	0,1-1,2 ^a

Tabela 3.1: Comparação da rugosidade de vários trabalhos e diferentes métodos de síntese.

e, não menos importante, da qualidade da interface entre os filmes de YIG e do material NM. Isso pode ser evidenciado, por exemplo, pela largura de linha da ressonância ferromagnética que, dada interface de baixa qualidade, não apresentará aumento após a deposição da camada não magnética sobre o YIG.

Diversos fatores podem contribuir para qualidade da interface. O que mais se destaca é a rugosidade. A rugosidade normalmente é quantificada pela raiz do desvio quadrático médio (*root-mean-square* RMS), da dispersão de medidas da altura, entre picos e vales presentes na superfície do filme. Quanto menor a rugosidade, melhor deverá ser a qualidade da interface e, portanto, a injeção de *spin*. Dentre os métodos de crescimento do YIG, segundo a literatura, o que apresenta menor rugosidade é o *sputtering*, seguido pelo PLD e LPE. Na tabela 3.1, estão listados alguns valores típicos de rugosidade e seus respectivos métodos de crescimento.

Nos casos do PLD e do *sputtering*, a rugosidade normalmente é controlada por parâmetros de deposição como energia, corrente, potência, pressão de trabalho, pressão de base, distância entre o alvo e o substrato. Outra forma de influenciar na qualidade da interface é variando os parâmetros empregados durante o tratamento térmico pós-deposição. Um exemplo da variação da rugosidade por esses parâmetros é a curva obtida por Van *et al.*^{a,7} reproduzida na figura 3.6. No painel à direita (a), é feita uma análise da rugosidade em função da

temperatura do tratamento térmico em amostras com 20 nm de espessura. Enquanto em (b), a curva é da rugosidade em função da espessura de amostras tratadas termicamente a 875°C. Essas medidas foram feitas por microscopia de força atômica (AFM).

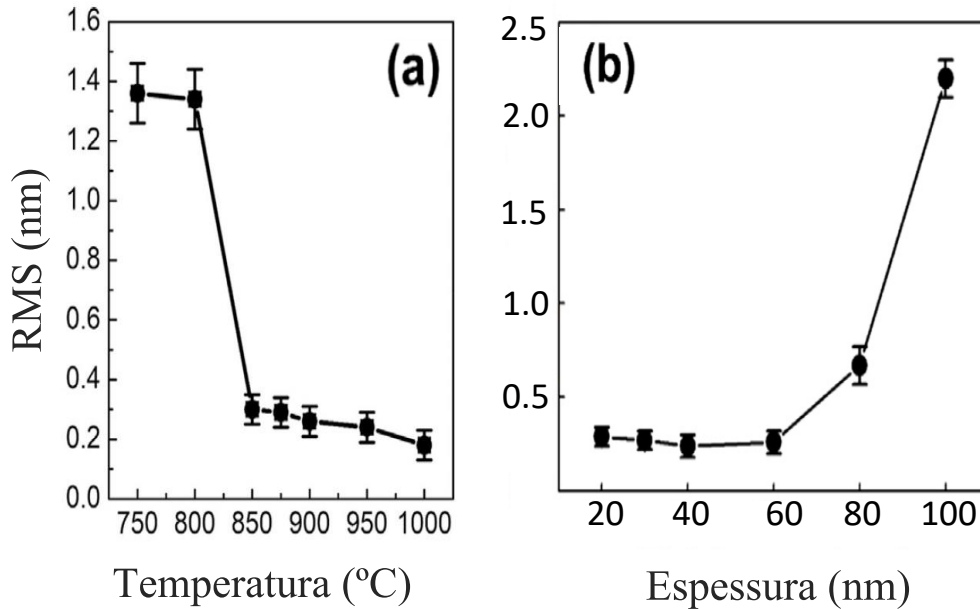


Figura 3.6: Rugosidade superficial obtida por AFM em função da: (a) temperatura de tratamento térmico e (b) espessura. Adaptado da referência⁷

3.2.4 Ressonância Ferromagnética no YIG

A ressonância ferromagnética é o foco desse e da maioria dos trabalhos que estudam esse material. Como explicado no capítulo 2, a partir da análise de FMR, podemos obter a largura de linha, que está relacionada à relaxação de Gilbert, bem como o campo efetivo de anisotropia, a magnetização de saturação e a razão giromagnética do material. Em seguida, será apresentada uma breve revisão bibliográfica sobre os três principais métodos de fabricação do YIG.

• Epitaxia de fase líquida

O método pioneiro empregado no crescimento de YIG foi o LPE, nos anos 1970. Esse método ainda vem sendo largamente utilizado para síntese desse material. O parâmetro que

mais afeta as propriedades magnéticas do YIG crescido por LPE é a temperatura na qual o sistema se encontra durante o crescimento (epitaxia).

No recente estudo de Beaulieu *et al.*,⁸ foram investigadas as propriedades magnéticas de filmes finos de YIG com 18 nm de espessura, crescidos por LPE a diferentes temperaturas (entre 100 e 400 K). Na figura 3.7 (adaptada dessa referência), são apresentados os valores das larguras de linhas, obtidos de medidas de FMR, realizadas em uma frequência de RF fixa (9.3 GHz - banda X). Podemos observar que a largura de linha dos filmes crescidos a 100 K é cerca de três vezes maior que a dos filmes crescidos a 400K. Além disso, esses autores mostraram que a razão giromagnética do YIG sofre pouca alteração ($0,0025 \text{ s}^{-1}\text{Oe}^{-1}$), com essa mesma variação de temperatura de crescimento.

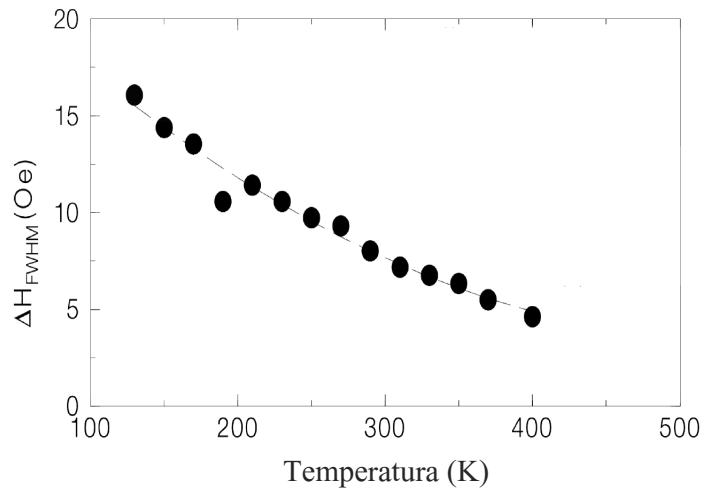


Figura 3.7: Largura de linha do espectro de FMR medido com frequência fixa de 9,4 GHz (banda X) em função da temperatura de deposição do YIG por LPE. Filmes de YIG com 18 nm de espessura. Adaptado da referência⁸

Na tabela 3.2, são apresentados alguns parâmetros magnéticos de filmes finos de YIG, crescidos por LPE sobre substrato de GGG com orientação (111). Vale ressaltar que os valores típicos do amortecimento de Gilbert nestes casos são da ordem de 2×10^{-4} .

• Deposição por laser pulsado

A deposição por laser pulsado é o método que apresenta, em geral, melhores resultados no que concerne à largura de linha e ao amortecimento de Gilbert, além de ser o que apresenta maior quantidade de parâmetros que podem ser variados durante a fabricação.

Na tabela 3.3, estão listados alguns parâmetros de YIG depositados por laser pulsado

3.2 Yttrium Iron Garnet (YIG)

Método (ano)-Ref	Esp (nm)	M_s (emu/cm ³)	Hc (Oe)	$ \gamma $ (s ⁻¹ Oe ⁻¹)	Freq (GHz)	ΔH (Oe)	$\alpha \times 10^{-4}$
LPE (2012) ⁹⁰	200	140	0,6	1,80	2-25	-	2
LPE (2014) ⁹¹	100	144	-	1,8	7	1,6	2,8
LPE (2017) ⁸³	83	149	<0,2	-	6,5	0,5	1,2
	113	145				0,7	1,7
LPE (2018) ⁸	18	135	0,3	1,77	10	5	3,4
LPE (2018) ⁸⁴	19	133	<3	1,79	-	-	3,2

Tabela 3.2: Parâmetros reportados na literatura para YIG sobre GGG crescidos por LPE.

(PLD). Todas essas deposições foram feitas em atmosfera de oxigênio. Com exceção do trabalho feito por Kelly *et al.*^{a,86} que utilizou comprimento de onda (λ) do laser de 355 nm e substrato de GGG com orientação (100), todos os outros dados apresentados abaixo, utilizaram laser com $\lambda = 248$ nm e como substrato GGG (111).

Método (ano)-Ref	Esp (nm)	M_s (emu/cm ³)	Hc (Oe)	Freq (GHz)	ΔH (Oe)	Temp dep (°C)	α $\times 10^{-4}$
PLD (2013) ⁸⁵	19	103	-	9,5	3,4	790	3,58
PLD (2013) ^{86 a}	20	168	0,2	6	1,9	650	2,3
PLD (2015) ⁷⁸	23	212	<1	9.56	1,2	825	1,8
PLD (2014) ^{9 b}	79	-	2	10	3	650	2,2
PLD (2016) ^{74 c}	56	143	0,8	9.6	1,3	250	0,615
PLD (2018) ^{79 d}	45	201	<5	10	3	600	2,8

Tabela 3.3: Parametros reportados na literatura para YIG sobre GGG crescidos por PLD.

Nos trabalhos de Onbasli *et al.*^{b,9} Hauser *et al.*^{c,74} e Bhoi *et al.*^{d,79} foram feitos tratamentos térmicos em atmosfera de oxigênio após a deposição por PLD em uma temperatura de 800 °C durante 2, 30 e 120 minutos, respectivamente. A distância entre o alvo e o substrato variou entre 4,4 e 8,5 cm, (Hauser *et al.*^{c,74} não relataram a distância). Outros parâmetros que podem ser variados são a frequência de pulsação do laser e a sua fluência (energia por área).

É importante ressaltar que Hauser *et al.*⁷⁴ encontraram o menor valor de amortecimento de Gilbert ($\alpha = 6,15 \times 10^{-5}$) relatado na literatura a que temos conhecimento.

A dependência do α com a espessura do YIG foi material de estudo de Onbasli *et al.*⁹ e está retratado no gráfico da figura 3.8. Esses autores encontraram que as espessuras apresentando os menores valores de α são entre 40 e 100 nm, como pode ser visto nessa figura.

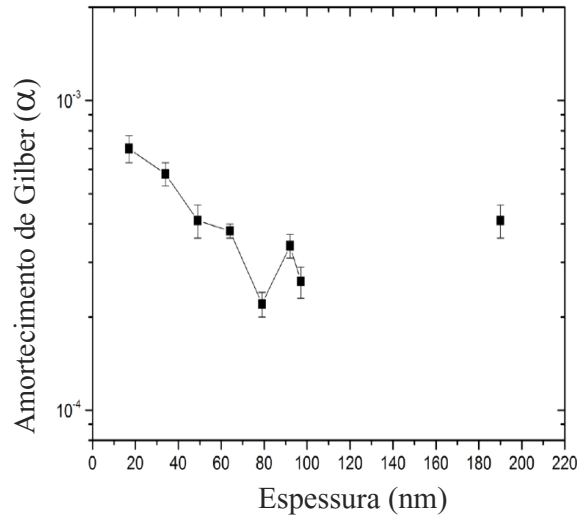


Figura 3.8: Amortecimento de Gilbert em função da temperatura do tratamento térmico para amostras de 79 nm depositadas a uma temperatura de 650 °C. Adaptado da referência⁹

Outra análise interessante foi feita por Bhoi *et al.*¹⁰ e está apresentada na figura 3.9. Esta figura mostra os resultados da variação da largura de linha em função da frequência, medidas em amostras crescidas e tratadas termicamente em diferentes condições. A amostra YIG1 (ajuste azul) foi depositada a uma temperatura de 800 °C, com uma pressão de 50 mTorr de O₂. Após a deposição, essa amostra foi tratada termicamente durante 15 minutos a 800 °C. Na YIG2 (ajuste verde), a pressão de O₂ foi de 100 mTorr. A YIG3 (ajuste marrom) foi depositada a 600 °C e com pressão de O₂ de 100 mTorr e depois tratada a 800 °C por 2 horas, também em atmosfera de O₂. As amostras YIG4 (ajuste roxo) e YIG5 (ajuste vermelho) foram depositadas em temperatura ambiente e pressão de 100 mTorr de O₂ e tratadas termicamente a 800 °C em O₂ e ar, respectivamente.

Em ambos os trabalhos, Bhoi *et al.* e Hauser *et al.*, os autores observaram que a melhor condição de preparo do YIG por PLD é depositá-lo sobre substrato de GGG com orientação (111) em altas temperaturas (~ 800 °C) e em atmosfera de O₂ e realizar um pós-tratamento térmico também a altas temperaturas e em atmosfera de O₂.

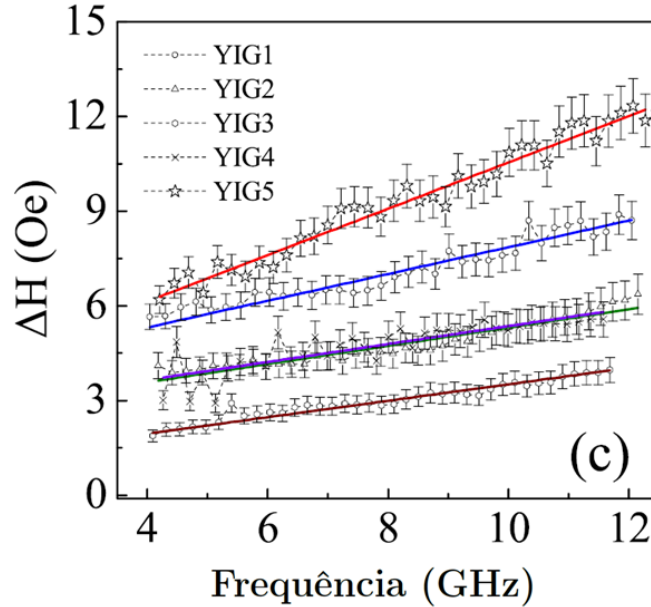


Figura 3.9: Variação da largura de linha em função da frequência para amostras com distintos parâmetros de tratamento térmico. As amostras 1, 2 e 3 foram tratadas durante a deposição em atmosfera de oxigênio, a 800°C e 50 mTorr, 800 °C e 100 mTorr e 600 °C e 100 mTorr, respectivamente. As amostras 4 e 5 foram tratadas termicamente após a deposição a 800 °C por 2 horas, a 4 em atmosfera de oxigênio e a 5 em ar. Adaptado da referência¹⁰

• *Sputtering*

As técnicas descritas acima são claramente muito eficientes quanto à fabricação de materiais de boa qualidade. Contudo, elas não são eficientes no que tange à produção em massa, tornando-as inviáveis para utilização no mercado. O seu principal interesse restringe-se à aplicações acadêmicas. Por isso, os filmes depositados por *sputtering*, embora apresentando, em média, amortecimentos de Gilbert um pouco maiores, vêm ganhando destaque.

As duas principais formas de deposição por *sputtering* se diferenciam pela geometria do equipamento utilizado. A geometria mais comum é quando o substrato e o alvo estão no mesmo eixo (*on-axis*). A outra é quando a direção normal ao substrato não é a mesma do alvo. Essa geometria é conhecida como *off-axis*.

Yang *et al.*⁹² vêm demonstrando que em geometria *off-axis*, em geral, não há a necessidade de tratamento térmico, se a deposição for feita em altas temperaturas. Esses autores utilizaram, durante a deposição, temperaturas do substrato entre 725 e 775 °C.⁹² Eles mostraram que abaixo de 725 °C a amostra não é monocristalina e acima de 775 °C

passa a ocorrer interdifusão entre o YIG e o GGG.

Utilizando a geometria *on axis*, Kang *et al.*⁹³ analisaram amostras de YIG crescidas em diferentes substratos (GGG e silício) e tratadas termicamente tanto em atmosfera de O₂, quanto em ar. Eles concluíram que as amostras crescidas sobre GGG apresentavam larguras de linha menores que as crescidas sobre silício. Também viram que, independentemente do substrato, os tratamentos térmicos em atmosfera de oxigênio produziram amostras de melhor qualidade.

Já Chang *et al.*,⁸⁷ nesta mesma geometria *on axis*, realizaram um estudo sistemático do efeito da pressão de argônio (pressão de trabalho) sobre as propriedades do YIG. As amostras foram obtidas em deposições de 30 minutos, onde a distância entre o alvo e o substrato, que girava a 25 rpm, foi de 6,8 cm. O alvo estava sujeito a uma potência de 75 W, oriunda de uma fonte RF. Após a deposição, esses filmes foram tratados termicamente na mesma câmara do *sputtering*, sem exposição à atmosfera. Eles foram mantidos a uma pressão 1,1 Torr de O₂ e aquecidos a uma taxa de 10 °C/min até atingirem 800 °C, onde permaneceram por 4 h. Em seguida, as amostras foram resfriadas a uma taxa de 1 °C/min até a temperatura ambiente. A pressão de trabalho foi variada entre 10 e 40 mTorr, com um fluxo de argônio de 4 sccm. Como a taxa de deposição é função da pressão de trabalho, as espessuras das amostras variaram entre 19 e 40 nm. Todas as amostras estudadas apresentaram α da ordem de 10⁻⁴. A única exceção foi a amostra depositada em uma pressão de trabalho de 25 mTorr (correspondendo a espessura de 22 nm), onde o valor do amortecimento foi $\alpha = 8,6 \times 10^{-5}$. Esse resultado é o mais baixo encontrado na literatura, sendo uma ordem de grandeza menor que a média de outros trabalhos (da ordem de 10⁻⁴).

Na tabela 3.4, está disposto um resumo de alguns resultados obtidos em amostras crescidas por *sputtering*. Os trabalhos com asterisco (*) são referentes a geometria *off-axis*, enquanto os demais são referentes a trabalhos na geometria *on-axis*.

Analisando essa tabela, podemos observar que, para amostras crescidas em *sputtering on-axis*, mesmo tipo de deposição que utilizaremos em nossos trabalhos, os valores para o amortecimento de Gilbert são da ordem de 8×10^{-4} . No que concerne à magnetização de saturação, os resultados obtidos são bem próximos ao valor do YIG na forma *bulk* (143 emu/cm³).⁹⁷ Essa comparação entre a magnetização de saturação do filme fino e do YIG na

Método (ano)-Ref	Esp (nm)	M_s (emu/cm ³)	Freq (GHz)	ΔH (Oe)	TT (°C)	TT (h)	α $\times 10^{-4}$
Sputtering (2014) ⁷⁵	26	141	9,48	6,6	800	4	9,9
Sputtering (2014) ⁸⁹	83	-	9,45	8,0	850	24	7,0
Sputtering (2014) ^{*11}	20	143	9,65	7,42	-	-	9,1
Sputtering (2014) ⁸⁷	22	141	16,5	7,4	800	4	0,86
Sputtering (2015) ^{*94}	20	-	9,65	7,4	-	-	8,7
Sputtering (2016) ⁹⁵	40	146	9,7	7,1	800	2	7,56
Sputtering (2017) ^{*96}	15	130	9,4	9,0	750	-	9,0
Sputtering (2018) ^{*92}	16	181	9,65	2,75	750	-	6,1

Tabela 3.4: Parâmetros reportados na literatura para YIG sobre GGG crescidos por *sputtering*.

forma *bulk* será recorrente nos próximos capítulos e servirá como parâmetro para analisar a qualidade das nossas amostras.^{98,99,100}

3.2.5 Bombeamento de *spin* e ISHE

Uma das maneiras de estudar o efeito Hall de *spin* é medindo a diferença de potencial gerada pelo seu efeito inverso. Para isso é necessário injetar no material uma corrente de *spin*, que muitas vezes é obtida pelo fenômeno de bombeamento de *spin*, explicado no capítulo 2.

O bombeamento de *spin* pode ser mensurado a partir da parte real da condutância mista de *spin*. Outra forma de estimar o bombeamento de *spin* é pela seguinte diferença: $\alpha_{bs} = \alpha_{FM/NM} - \alpha_{FM}$, onde α_{FM} é o amortecimento de um filme FM e $\alpha_{FM/NM}$ o amortecimento do mesmo filme FM acoplado a um NM (ver nas equações 2.30 e 2.31). Já a voltagem induzida pelo ISHE é dada pela equação 2.37.

A tabela abaixo mostra valores dessas grandezas obtidos em diversos trabalhos para sistemas de YIG/Pt e YIG/Cu crescidos por *sputtering*. Esses resultados servirão de referência ao nosso trabalho.

A grande discrepância nos valores listados na tabela 3.5 é decorrente, em grande parte, da qualidade da interface entre o FM e NM. O grupo liderado por F. Yang e P. Chris Hammel conseguiu uma ótima qualidade de interface, fazendo uso de um *magnetron sputtering* com

3.3 SHE induzido por impurezas de Bi em Cu

Estrutura(nm) - Ref	$g_{\uparrow\downarrow}$ (m^{-2})	α_{sp}	V_{ISHE}
YIG(4,5 μm)/Pt(10) ¹⁰¹	$1,3 \times 10^{18}$	$1,25 \times 10^{-4}$ *91	5,86 μV
YIG(19)/Pt(20) ⁸⁵		$3,18 \times 10^{-3}$	
YIG(100)/Pt(9) ⁹¹		$1,02 \times 10^{-3}$	
YIG(96)/Pt(14) ⁸⁹	$2,0 \times 10^{18}$		3,9 μV
YIG(20)/Pt(4) ^{11,94,92}	$6,9 \times 10^{18}$	$3,6 \times 10^{-3}$	2,10 mV
YIG(20)/Cu(5) ^{11,94,92}	$1,6 \times 10^{18}$	$8,1 \times 10^{-4}$	0,99 μV
YIG(19)/Cu(5) ⁸⁵	$1,6 \times 10^{18}$	$1,24 \times 10^{-4}$	

Tabela 3.5: Parâmetros reportados na literatura para bombeamento de *spin* e voltagem ISHE para bicamadas de YIG/Pt e YIG/Cu.

geometria não axial (*off-axis*). Neste trabalho os autores usaram um alvo de YIG poroso, ou seja, composto de pequenos grãos prensados. Nesse sistema, as partículas ejetadas pelo alvo chegam ao substrato com uma energia cinética baixa, aumentando a qualidade da superfície do YIG e, principalmente, diminuindo a interdifusão dos NM no YIG.⁹²

O aumento do amortecimento de Gilbert devido ao bombeamento de *spin* em diferentes materiais não magnéticos está apresentado na figura 3.10. É válido ressaltar que o amortecimento de Gilbert referente a camada de cobre é bem menor que o referente a camada de platina. Isso pode ser entendido pelo fato do Cu apresentar uma interação *spin*-órbita muito menor que a Pt. Como visto no capítulo 2, a seção de choque do espalhamento assimétrico é função da interação SO do elétron de condução.

3.3 SHE induzido por impurezas de Bi em Cu

Em 2010, Grandhand *et al.*¹⁰² previram teoricamente, pelo método de Korringa-Kohn-Rostoker,^{103,104,105,106,107} um aumento no efeito Hall de *spin* causado pelo mecanismo de espalhamento assimétrico quando alguns materiais, como Cu, Au e Pt, são dopados pequenas quantidades de impurezas (1%), como Li, C, Mg, Bi entre outros. Foram feitos cálculos teóricos dos ângulos Hall de *spin* (α_h) e dos comprimentos de difusão do *spin* (λ_s) para esses diversos sistemas com dopantes. Dentre os sistemas estudados, o que apresentou maior ângulo Hall foi o ouro dopado com carbono ($\alpha_h = 0,096$ e $\lambda_s = 101$ nm). Outro sistema

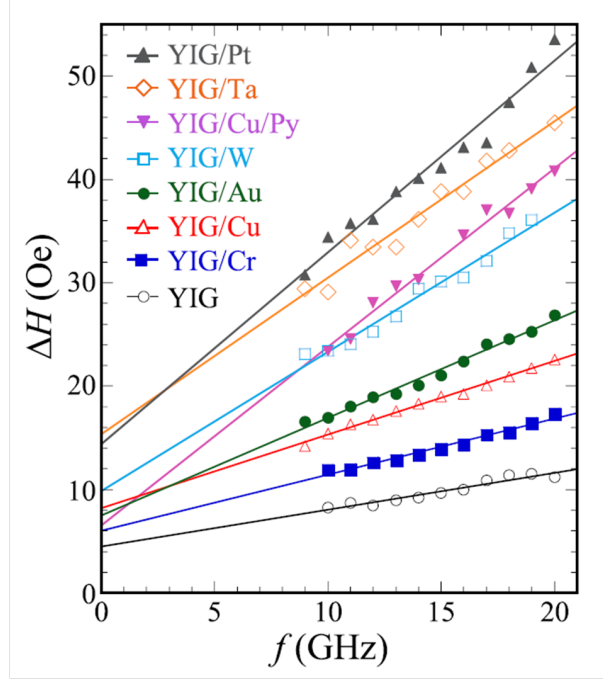


Figura 3.10: Variação da largura de linha em função da frequência da RF para diferentes sistemas a base de YIG. Estão representados o aumento do α para diversos NM. Adaptado da referência.¹¹

de grande destaque foi o cobre dopado com bismuto. Este apresentou $\alpha_h = 0,081$ e $\lambda_s = 120$ nm, o que o torna muito apropriado para aplicações em spintrônica. Os efeitos no ouro dopado com carbono foram verificados experimentalmente por Seki *et al.*¹⁰⁸ Já os efeitos no cobre dopado com bismuto, neste ponto, nunca haviam sido discutidos na literatura.

Explorando esse fato, Niimi *et al.*¹² conseguiram, através do método de absorção de corrente elétrica^{109,110} mostrado na figura 3.11, estudar o SHE no CuBi. Nesse aparato, é aplicado uma diferença de potencial entre a borda inferior do primeiro fio de *permalloy* (Py1) e a extremidade esquerda do fio de Cobre, gerando uma corrente elétrica (I_c , representada em lilás). Essa corrente percorre Py1 no sentido \hat{x} positivo e depois é injetada no fio de cobre e o percorre no sentido negativo de \hat{y} . Essa I_c é polarizada em *spin* se for aplicado um campo magnético (H_\perp , representado em amarelo) no fio Py1. A injeção dessa corrente de *spin* polarizada no cobre causa um acúmulo de *spin* do lado esquerdo ($-\hat{y}$) do fio de cobre, induzindo uma corrente pura de *spin* (I_s , representada pela seta verde) com sentido (\hat{y}) nesse mesmo fio. Grande parte dessa I_s é absorvida verticalmente (\hat{z}) pelo fio do centro (de CuBi). Os elétrons com *spin* para cima (S_\uparrow , em azul) e os com *spin* para baixo (S_\downarrow , em vermelho),

3.3 SHE induzido por impurezas de Bi em Cu

são defletidos na mesma direção (\hat{x}) pelo efeito Hall de *spin* inverso do CuBi, gerando, assim, uma diferença de potencial (V_{ishe}). A parte da corrente que não foi absorvida pelo fio central é injetada no segundo fio de *permalloy* (Py2) e pode ser medida para obter a fração da corrente absorvida e quantificar o ISHE.

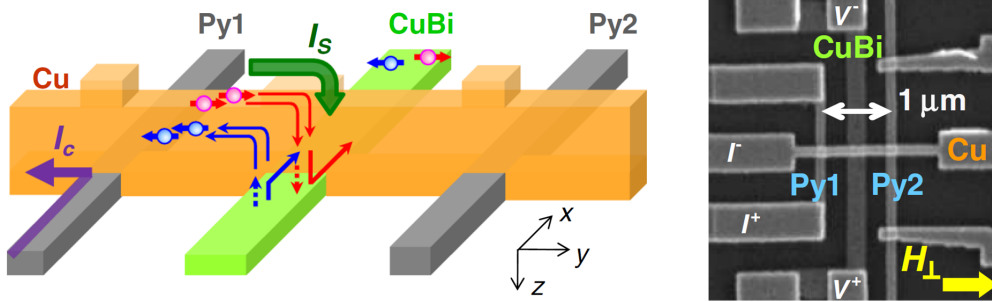


Figura 3.11: Esquema de medida utilizado para medir o V_{ISHE} . Adaptado da referência¹²

Com esse método, os autores conseguiram medir, para o cobre e platina puros e para o cobre com dopagem de 0,5 % de bismuto e dopagens de 3% de irídio (Ir), a resistência do efeito Hall de *spin* inverso ($R_{ishe} = V_{ishe}/I_c$), onde I_c é a corrente de carga que passa pelo primeiro fio de *permalloy*, como mostrado na figura 3.12.

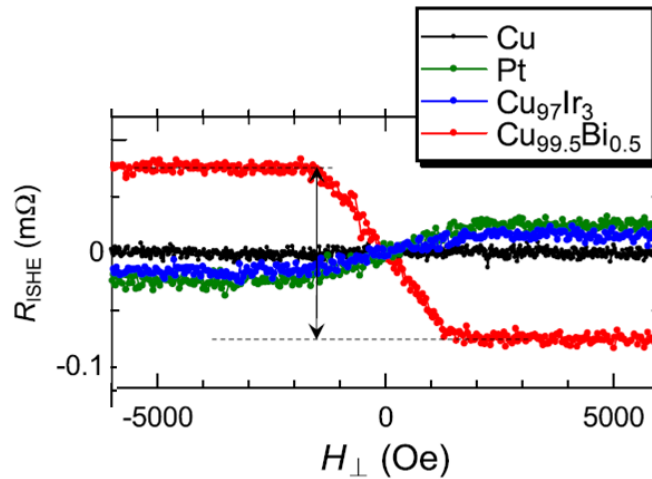


Figura 3.12: Medidas da resistência gerada pelo ISHE para o cobre (preto), platina (verde), CuIr (azul) e CuBi (vermelho). Adaptado da referência¹²

Com essa medida, os autores demonstraram que a resistência gerada pelo efeito Hall de *spin* inverso (proporcional ao efeito Hall de *spin*) no cobre dopado com bismuto é bem maior que na Pt. É válido ressaltar que a platina é um dos materiais puros com maior efeito Hall

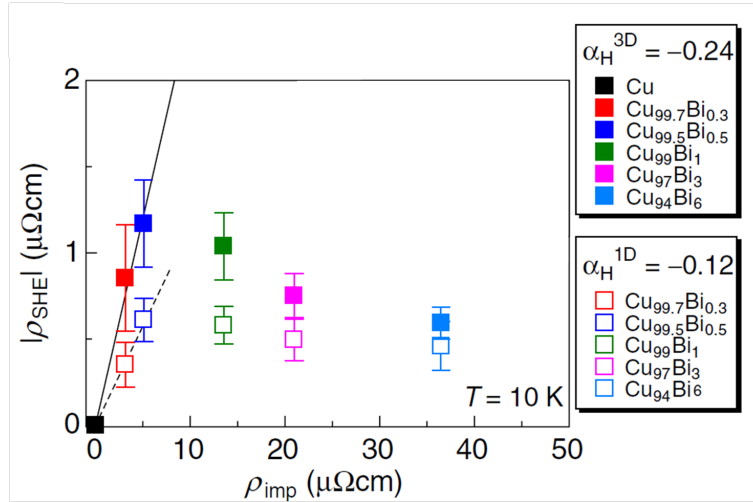


Figura 3.13: Módulo da resistividade gerada pelo efeito Hall de *spin* na presença de cobre dopado com bismuto em função das resistividades das impurezas. α_H é o ângulo Hall, obtido através das inclinações das retas (sólida para o modelo 3D e tracejada para o modelo 1D). Adaptado da referência.¹²

de *spin*.

Ainda nesse trabalho, no intuito de obter o ângulo Hall de *spin*, os autores fizeram, a partir das resistências obtidas experimentalmente, um estudo com modelos teóricos da resistividade em 1 e 3 dimensões. Como mostrado na figura 3.13, o modelo tridimensional obtém $\alpha_H = -0,24$. Esse valor é cerca de 4 vezes maior em módulo ao proposto teoricamente por Grandhand *et al.*,¹⁰² além de ter sinal oposto.

Essas diferenças de sinais e módulos geraram, na literatura, um forte debate sobre as contribuições dos outros mecanismos (principalmente o *side-jump*) que contribuem para o SHE.^{12, 106, 111, 112}

Atentos a este fato, Levy *et al.*¹¹¹ fizeram um modelo teórico, baseado em cálculos de primeiros princípios (não apresentaremos esses resultados, pois fogem ao escopo dessa dissertação), para avaliarem as contribuições dos mecanismos de espalhamento assimétrico e *side-jump* ao SHE. Os autores constataram que, por esse método, o sinal do ângulo Hall era negativo, corroborando os resultados experimentais obtidos por Niimi *et al.*¹²), porém ainda com módulo muito menor que os resultados experimentais. Ainda não foi proposto na literatura um modelo que se adeque à essa intensidade experimental obtida. Da mesma maneira, do melhor dos nossos conhecimentos, ainda não foi exposto na literatura nenhum

estudo do bombeamento de *spin* nesse sistema.

Capítulo 4

Descrição experimental

Sumário

Neste capítulo, será descrito em detalhes toda a parte experimental do trabalho, começando com os cuidados com o substrato e fabricação das amostras pelo método de *sputtering*. Em seguida, o método utilizado para calibração das taxas de deposição e determinação das espessuras dos filmes. Depois, será explicada a parte do tratamento térmico das amostras de YIG, que foi construído com um sistema desenvolvido especificamente para obtenção da fase cristalográfica desejada.

Na sequência, será descrita, de forma sucinta, toda a instrumentação utilizada para as medidas de difração de raios X, microscopia de força atômica e fluorescência de raios X. Por fim, será apresentado, mais detalhadamente (incluindo os tipos de modulações possíveis para auxiliar as medidas, assim como os sistemas de detecção), os experimentos de ressonância ferromagnética, bombeamento de *spin* e efeito Hall de *spin* inverso, que foram desenvolvidos no laboratório de magneto óptica do CBPF.

4.1 Corte e preparo do substrato

O substrato utilizado nesse trabalho foi o $Gd_3Ga_5O_{12}$ (GGG) com 0,5 mm de espessura e $10 \times 10 \text{ mm}^2$ de área, com orientação cristalográfica (111) e imprecisão no corte de $0,3^\circ$ para a direção (211). A face em que será depositado o YIG é polida com rugosidade menor que 0,5

nm, garantido pela Macashew tecnologias *LTDA*, empresa que comercializa esse substrato.

Previamente ao corte do substrato, ele foi colado em lâmina de vidro, pela parte polida, utilizando um *photoresist* AR-P 672.045 comercializado pela Allresis *GmbH*. Após a aplicação do *photoresist*, a lâmina de vidro é colocada em uma placa quente a 150 °C durante 4 minutos para que o *photoresist* seja ativado. Tudo isso feito dentro de uma capela classe 100 (menos de 3520 partículas maiores que 0,5 μm por metro cúbico), localizada na sala limpa classe 1000 (menos de 35200 partículas maiores que 0,5 μm por metro cúbico) do Labnano-CBPF. Esse cuidado é necessário para evitar a contaminação da superfície do substrato.

Cada substrato utilizado foi cortado em 4 pedaços iguais de 5 x 5 mm² cada. Para o corte, foi utilizada uma serra modelo 650 *Low speed diamond wheel saw*, da *South Bay Technology*, com disco de diamante modelo #50265-FH4, com 4 polegadas de diâmetro e espessura do corte 0,012 polegadas. A rotação inicial do corte foi de 5 rpm e a rotação máxima foi 10 rpm.

Após o corte dos substratos, o *photoresist* de cada pedaço é removido, separadamente, em banho ultrassônico (*Ultra Cleaner 800* da Unic *LTDA*) por 30 minutos em acetona (C₃H₆O) P.A. 99,5% e mais 30 minutos em álcool isopropílico (C₃H₈O) P.A.-A.C.S 99,5%. Por fim, os substratos são secados com ar comprimido seco para a perfeita limpeza da superfície de deposição do YIG.

4.2 Fabricação das amostras por *sputtering*

Para o crescimento dos filmes finos utilizados nesse trabalho, foi empregada a técnica de deposição pelo método de *magnetron sputtering*. O equipamento utilizado é um *ATC Flagship Series Sputtering Systems* comercializado pela *AJA international Inc*, do laboratório de Superfícies e Nanoestruturas - LabSurf - CBPF. Na figura 4.1 (a), está ilustrado o método de deposição dos filmes no canhão de *sputtering* e em (b), todo sistema.

Previamente a todas deposições e após a introdução do substrato na câmara, os alvos foram limpos pelo procedimento conhecido como pré-*sputtering*, que consiste em abrir o plasma de todos alvos para livrar as superfícies de quaisquer impurezas. A câmara é, então, evacuada até uma pressão base nunca maior que $9,0 \times 10^{-8}$ mTorr. Essa pressão base deve

4.2 Fabricação das amostras por *sputtering*

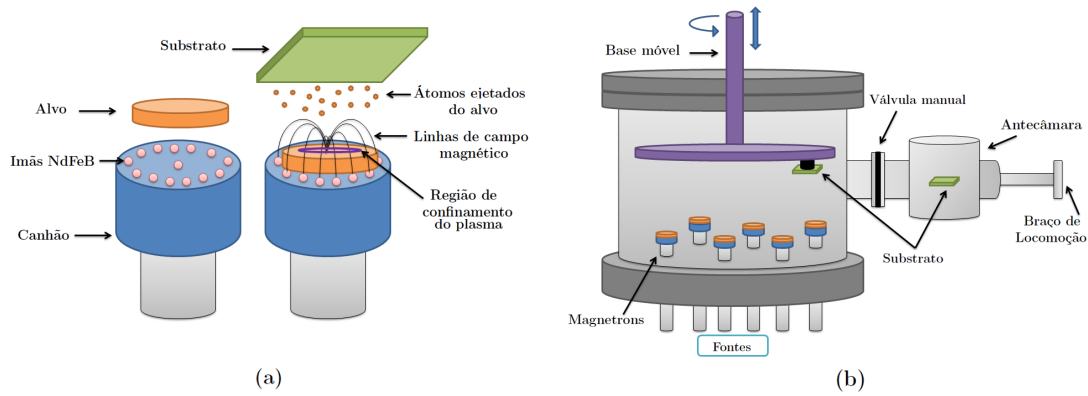


Figura 4.1: Em (a,) está esquematizado o canhão do *magnetron sputtering* com os íons do alvo sendo ejetados para deposição, além da disposição dos ímãs de NdFeB para confinamento do plasma. A figura (b) é uma esquematização do equipamento, onde a base móvel pode rodar e se mover verticalmente, a fim de levar o substrato próximo ao alvo. O braço de locomoção é utilizado para levar o substrato da antecâmara para câmara principal. A válvula manual só é aberta para locomoção do substrato quando a antecâmara se encontra em baixa pressão, preservando o vácuo da câmara principal.

ser a menor possível para garantir boa qualidade do filme em relação a aspectos como pureza, baixa rugosidade, entre outros.

Todas as deposições foram feitas utilizando alvos de 50,8 mm de diâmetros com purezas maiores que 99,99%. O YIG, por ser dielétrico, foi depositado utilizando uma fonte de radiofrequência (RF). Os materiais metálicos depositados sobre o YIG após o tratamento térmico foram depositados por fontes de corrente contínua (DC).

As espessuras foram obtidas por refletividade de raios X (XRR), que será explicada na próxima seção. As taxas de deposição foram estimadas a partir da espessura e do tempo de deposição dos filmes finos. Normalmente essa taxa é obtida no primeiro filme depositado. A tabela 4.1 apresenta os parâmetros de deposição para cada caso.

Material	Potência/ Corrente	Fluxo (sccm)	Pressão de trabalho (mTorr)	Taxa (Å/s)	Espessura (nm)
YIG	75 W	15	10	0,40 - 0,45	20 - 500
Pt	35 mA	50	5	0,631	6 - 10
CuBi	150 mA	50	5	2,72	6

Tabela 4.1: Parâmetros de deposição por *sputtering* dos filmes finos.

4.3 Refletividade de raios X

A análise de espessura das monocamadas de YIG, bem como a taxa de deposição de todos os alvos utilizados foi feita a partir de medidas de refletividade de raios X (XRR).

Para essa medida, foi utilizado um difratômetro *X'PERT PRO* da *Panalytical* no laboratório de raios X do CBPF. Este difratômetro é equipado com uma fonte de raios X de cobre ($\lambda = 1.54184 \text{ \AA}$). O tubo emissor de raios X estava sujeito a uma corrente 40 mA e diferença de potencial de 40 kV. Após serem emitidos, os raios X passam por uma fenda divergente de $0,5^\circ$ e um espelho tipo Goebel. É válido ressaltar que esse objeto se comporta como um espelho concavo, mas, na verdade, ele é um cristal que difrata os raios X de maneira quase paralela. Após isso, os raios X passam por uma máscara de 2 cm que restringe o feixe à amostra. Após interagirem com a amostra, os raios X passam por um colimador de placas paralelas de $27''$, que funciona também como *anti-scattering* e por uma fenda de $0,27^\circ$. Ambos funcionam para deixarem somente os feixes paralelos serem transmitidos. Após isso, os raios X passam por uma fenda Soller de $0,04 \text{ rad}$ e por um monocromador de carbono. Por fim, chegam ao detector pontual. Tanto o tubo emissor quanto o detector, e suas respectivas ópticas, estão acoplados aos braços de um goniômetro. As medidas foram realizadas entre $0,1$ e $4,0^\circ$ (incidência rasante) no modo $\theta - 2\theta$ com intervalo entre pontos subsequentes de $0,02^\circ$ e 5 segundos de coleta de dados em cada ponto.

A interação entre os raios X e a amostra é de forma que, quando os raios X interagem com a interface entre dois meios com densidades eletrônicas diferentes (por exemplo, a interface entre ar e um filme fino metálico), abaixo de um certo ângulo (ângulo crítico), a radiação é quase que totalmente refletida. Somente uma onda evanescente efetivamente penetra no material. Essa condição é conhecida como reflexão total. Quando a radiação incide no material com ângulo maior que o ângulo crítico, o feixe passa a penetrar no material. Novamente, quando esse feixe atravessa mais uma interface (agora, por exemplo, entre o metal e um substrato), ele é novamente refletido. Assim, como no caso da lei de Bragg, a diferença de caminho óptico entre o feixe refletido na primeira interface com aquele refletido na segunda, ou seja, nas interfaces ar/filme e filme/substrato, causará interferência, ora construtiva, ora destrutiva, resultando nas franjas de Kiessig.¹¹³

Analogamente à relação de Bragg, podemos obter a equação que relaciona essas franjas à espessura do filme fino (t), que é da forma:

$$\text{sen}^2\theta = \left(\frac{\lambda}{2t}\right)^2 n^2 + 2\sigma \quad (4.1)$$

onde λ é o comprimento de onda do raios X (no nosso caso $\lambda = 1,54184$), n é a ordem da difração, 2σ é a diferença entre as densidades eletrônicas dos materiais e θ é o ângulo de incidência, que correspondem aos máximos de interferência, ou seja, máximos das franjas de Kiessing.

Esta equação permite um ajuste quadrático da forma:

$$\text{sen}^2\theta = an^2 + b, \quad (4.2)$$

com $a = \left(\frac{\lambda}{2t}\right)^2$ e $b = 2\sigma$. A partir do valor ajustado para a , é possível obter a espessura t do filme fino que está sendo medido. Esses ajustes foram feitos utilizando um programa escrito no CBPF chamado *XRR easy thickness*. Esse programa calcula somente a espessura do material, que é dada pela equação 4.3, não ajustando os outros parâmetros, como a densidade eletrônica.

$$t = \frac{\lambda}{2\sqrt{a}} \quad (4.3)$$

A figura 4.2 mostra alguns resultados experimentais obtidos para filmes com espessuras entre 18 e 91 nm. Dessa figura podemos observar que os filmes mais finos apresentam franjas mais distantes uma das outras, como esperado. Todos os ajustes feitos pelo programa, o fator de qualidade, R-quadrado, foi maior que 0,999.

Apesar da figura 4.2 representar somente alguns resultados, foram feitas medidas de espessura para todas as amostras após o tratamento térmico que será explicado na próxima sessão. Os valores de espessura obtidos nessas medidas serão utilizados ao longo desse trabalho.

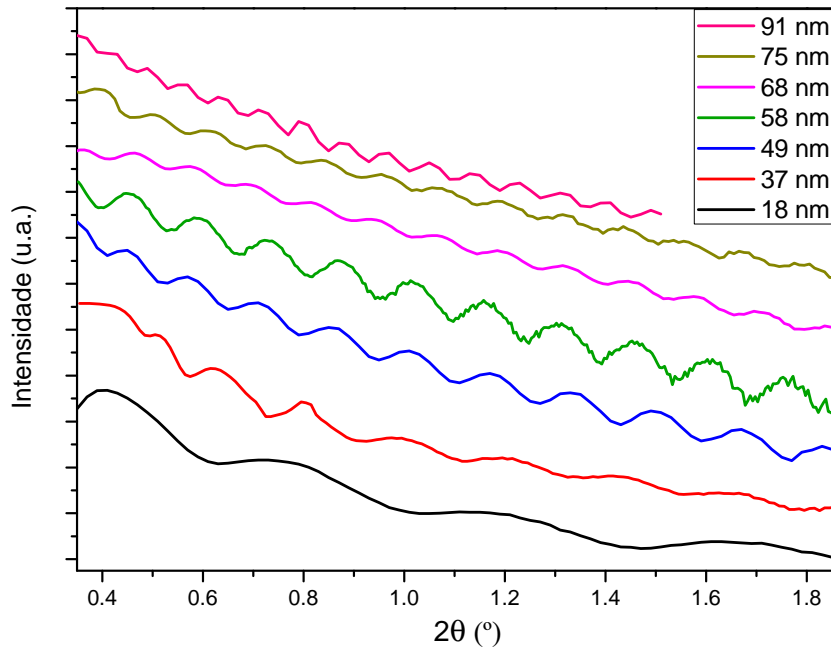


Figura 4.2: Padrão de reflexão das amostras de YIG com diferentes espessuras.

4.4 Tratamento Térmico

Após a deposição dos filmes finos de YIG, todas as amostras foram submetidas a tratamento térmico fora da câmara de deposição, visando obter uma estrutura monocristalina com orientação (111). Além disso, o tratamento térmico foi feito em atmosfera de oxigênio, no intuito de remover vacâncias desse elemento na superfície dos filmes. Essas vacâncias podem ter sido geradas por uma não preservação da estequiometria durante a deposição.

Para realização do tratamento térmico, foi desenvolvido, no laboratório de fornos do CBPF, um sistema com atmosfera controlada por fluxo de gás, acoplado a um forno tubular, como mostrado na figura 4.3. O gás é fornecido para o sistema por um cilindro de oxigênio comprimido com pureza de 99,9999 %, fornecido pela *Praxair Technology, Inc.* O gás passa por um rotâmetro 032-41-ST da *Aalborg Instruments and Controls, INC*, que também controla o fluxo até um valor máximo de 143 ml/min.

Após passar pelo controlador de fluxo, o O_2 é injetado em um tubo de quartzo com 2 cm de diâmetro e 70 cm de comprimento completamente vedado, com exceção da saída de gás

na coluna d'água, que funciona como um controlador da pressão dentro do tubo. O cilindro de quartzo, por sua vez, fica dentro de um forno tubular *M Mini-Mite Tube Furnace C2*, comercializado pela *McQueen Laboratory Supply Company*, que pode atingir temperatura máxima de 1100 °C.

Todas as amostras foram tratadas separadamente. Durante o tratamento, as amostras foram dispostas sobre uma barquinha de alumina, visando garantir a homogeneidade do fluxo de gás na superfície das amostras, como mostrado no detalhe da figura 4.3.



Figura 4.3: Sistema de tratamento térmico de amostras de YIG, com atmosfera controlada.

O tratamento térmico ocorreu em três etapas:

- A primeira foi a rampa de aquecimento, onde a temperatura do forno variou linearmente durante duas horas, desde a temperatura ambiente, 30 °C, até a temperatura do tratamento térmico.

- Na segunda etapa, a amostra foi mantida à temperatura de tratamento térmico, por um determinado intervalo de tempo, que chamaremos de tempo de tratamento térmico (TT). Realizamos o tratamento térmico em temperaturas entre 750 e 900 °C, com tempo de duas, quatro ou seis horas.

- Por fim, a amostra foi resfriada, também em uma rampa linear de temperatura que durou 12 h, até a temperatura ambiente, como pode ser visto na figura 4.4.

É válido constatar que, após o tratamento térmico, a amostra passa a apresentar uma alteração na sua coloração, passando de amarela, parcialmente transparente, para uma coloração branca, ainda mais transparente. Esse comportamento pode ser visto na foto inserida na figura 4.4. Este pode ser considerado o primeiro indício da mudança de fase cristalográfica do filme.

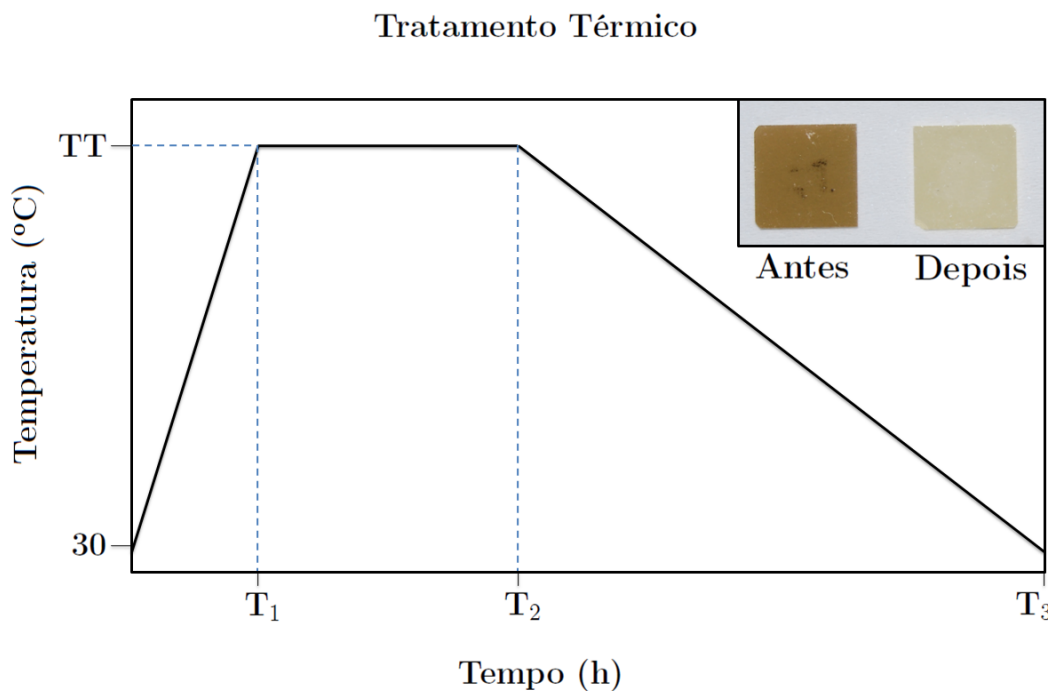


Figura 4.4: Gráfico da temperatura em função do tempo para o tratamento térmico das amostras de YIG. A temperatura TT pode assumir valores entre 750 e 900 °C. O tempo T₁ é fixado sempre em duas horas, o T₂ pode assumir valores entre quatro e oito horas, enquanto o intervalo entre T₂ e T₃ é de 12 horas. A figura inserida no gráfico mostra a amostra de YIG antes e depois do tratamento térmico.

A variação dos parâmetros de tratamento térmico, mais especificamente o tempo, a temperatura, bem como do fluxo de O₂ ao qual o filme é submetido, serão objetos de estudo desse trabalho e terão seus resultados expostos e discutidos no próximo capítulo.

4.5 Difração de raios X

Foram feitas análises cristalográficas por difração de raios X (XRD). O equipamento utilizado para essa medida foi do mesmo modelo utilizado para o experimento de refletividade de raios X, com o mesmo tipo de tubo de raios X. A diferença básica é a óptica dos equipamentos. As medidas foram realizadas na configuração $\theta - 2\theta$ em um intervalo angular de 20° até 130° , com passo de $0,008^\circ$, o tempo de contagem foi de 200 segundos por cada ponto e a amostra rodava a aproximadamente 30 rad s^{-1} . Além disso, o tubo emissor de raios X estava sujeito a uma corrente e diferença de potencial de 40 mA e 40 kV, respectivamente.

Nesse experimento, o feixe não incide na amostra a ângulos rasantes. Então, quando a condição de Bragg (equação 4.4) é satisfeita, os feixes paralelos refletidos pela mesma família de planos cristalinos da amostra vão interferir de forma construtiva e formar os picos de Bragg.

$$n\lambda = 2d\sin\theta \quad (4.4)$$

onde n é um número inteiro, d é a distância entre planos subsequentes da mesma família e θ é o ângulo de incidência do feixe.

Nesse caso, a óptica de raios X é tal que, após o feixe ser emitido pelo tubo, ele passa por uma fenda Soller, seguida de uma fenda divergente de $0,5^\circ$ e uma máscara de 2 cm. Após interagir com a amostra, ele passa por outra fenda divergente de $0,5^\circ$ e mais uma fenda Soller. Por fim, o feixe atravessa um monocromador de carbono e chega ao detector. Nesse caso o detector é um X'Celerator, um detector unidimensional que acelera a aquisição dos difratogramas. O tubo emissor, o detector, assim como toda a óptica, estão acopladas a um goniômetro.

4.6 Microscopia de força atômica

Para análise topográfica, foram feitas micrografias utilizando um microscópio de força atômica (AFM). Em resumo, o mecanismo de funcionamento destes equipamentos consiste em uma placa, chamada *cantilever*, com uma ponta de poucos nanômetros de raio em uma de

suas bordas. Quando a ponta chega próximo à superfície, forças entre a ponta e a superfície causam uma deflexão no *cantilever*.

Dentre os diversos modos que são permitidos pelo equipamento, o utilizado foi o *tapping mode*. Nesse modo, o *cantilever* oscila em sua frequência de ressonância natural a uma amplitude constante. Quando a ponta se aproxima da superfície, o *cantilever* tem sua amplitude de oscilação variada devido às forças de interação ponta-superfície. As imagens, então, são geradas a partir das análises dessas variações. Essa técnica nos permite analisar, dentre outras coisas, a rugosidade da superfície dos filmes finos.

O modelo utilizado nos experimentos foi um *Multimode 8 AFM, nanoscope V* da *Bruker*, com ruído menor que 0,3 Å. O microscópio estava equipado com um *cantilever* com 125 μm de comprimento, 30 μm de largura e 2 μm de espessura e com frequência de ressonância na faixa de 90 e 230 kHz. A ponta utilizada foi de silício com 15 μm de altura e 10 nm de raio e recoberta com uma camada de ouro.

Os valores da rugosidade foram medidos pelo desvio médio quadrático (root-mean-square RMS). As varreduras foram feitas sempre numa área de $4 \times 4 \mu\text{m}^2$.

4.7 Fluorescência de raios X

Para a caracterização química dos filmes produzidos, foram realizadas análises de fluorescência de raios X. De forma simples, o mecanismo por trás dessa técnica parte do princípio de que átomos interagindo com radiação eletromagnética (com energia maior que a de ligação de elétrons de caroço) podem ter seus elétrons excitados. Quando isso ocorre, uma camada mais interna do átomo fica instável e com um 'buraco' na camada da qual o elétron foi ejetado. Sendo assim, um elétron de uma camada superior pode ocupar o 'buraco' da camada mais interna e emitir energia correspondente à diferença de energia entre os níveis atômicos, na forma de radiação. Essa energia é característica de cada transição de cada átomo. Portanto, a caracterização química é feita a partir da detecção dos raios X (com energias características) emitidos pelos elétrons ao mudarem de camada.

O equipamento utilizado para essa análise foi um espectrômetro de fluorescência de raios X, modelo *Axios^{max}sequencial* da *PANalytical*. O tubo emissor de raios X primários (que

vão ejetar os elétrons), foi um *STT-mAX* com anodo de Ródio (Rh), que pode ser sujeito a uma diferença de potencial de 40 kV e uma corrente de 125 mA. A óptica do equipamento conta com máscaras, colimadores e filtros. Os raios X emitidos pelas transições dos elétrons são separados por comprimento de onda, relacionado com a energia pela lei de Planck, antes de serem detectados. Essa separação é feita pela difração da fluorescência emitida pela amostra por um dos 4 cristais (LiF 200, PE002, Ge e P_x1) do equipamento. Esses cristais são capazes de definir as linhas espectrais correspondentes aos comprimentos de onda dos elementos químicos, abrangendo do Fluor (F) ao Urânio (U).

O *software SuperQ* do próprio equipamento faz a análise qualitativa, indicando, pelo comprimento de onda ou energia, o átomo e a transição responsável pelos picos detectados. Além disso, o *software* é capaz de quantificar a proporção dos elementos contidos na amostra (exceto quando muito baixas) com base na relação das intensidades dos picos.

4.8 Magnetometria

Foram feitas medidas de magnetização em função do campo magnético a uma temperatura de 300 K. Para isso, foi utilizado um magnetômetro de amostras vibrantes, modelo *VersaLab* da *Quantum Design*. Em poucas palavras, essa medida consiste em vibrar mecanicamente uma amostra dentro de bobinas, tudo sob a ação de um campo magnético aplicado por um eletroímã. Quando a amostra magneticamente polarizada vibra dentro das bobinas, ela gera uma variação no fluxo magnético dentro do sistema, que, por sua vez, induz, pela lei de Faraday, uma força eletromotriz nas bobinas. Essa é lida por um amplificador *lock-in* e relacionada com a magnetização da amostra.

No nosso caso, o campo magnético gerado pelo eletroímã é aplicado na direção do plano do filme fino, que para o YIG é a direção de fácil magnetização. As medidas, com duração de duas horas cada, foram feitas no modo de campo persistente, onde o campo fica constante em cada passo para coletar os dados. O valor do campo magnético máximo foi de 50 Oe e variou com um passo de 0,1 Oe.

4.9 Ressonância Ferromagnética

Na seção 2.2, foi apresentado o desenvolvimento de um modelo teórico do tensor susceptibilidade magnética no caso de um material descrito por um *macrospin*, sujeito a um campo magnético DC ao longo da direção \hat{z} , além de um campo magnético AC de menor intensidade nas direções \hat{x} e \hat{y} . Como visto, o resultado é o tensor de Polder (equação 2.15). Também foi mostrado, na seção 2.3, que, quando a relação de Kittel ($hf = \omega_{RF} = g\mu_B H_{res}$) é satisfeita, o sistema se encontra em ressonância.

Nesta seção, será discutido como podemos associar a absorção de micro-ondas de um sistema em ressonância à χ_{AC} . Também serão discutidos dois tipos de modulações que podem ser utilizados nos experimentos. Essas modulações são utilizadas a fim de melhorar a qualidade do resultado experimental. Por fim, serão apresentados esquemas dos experimentos de ressonância ferromagnética e de efeito Hall de *spin* inverso, além dos ajustes dos modelos físicos utilizados para as análises desses dados.

4.9.1 Detecção por absorção de ondas RF

Materiais magnéticos com dinâmica regida pela equação LLG submetidos a um campo magnético externo satisfazem a relação de Kittel quando excitados por frequências entre 1 e 40 GHz, chamada de radiofrequência (RF).

Quando a relação de Kittel é satisfeita, existirá um campo magnético de ressonância (H_{res}) correspondente para cada frequência RF (ω_{RF}) utilizada. Por isso, um experimento capaz de variar tanto a frequência da RF quanto o campo magnético aplicado é ideal para que seja possível obtermos todos os parâmetros descritos nas equações 2.25 e 2.28. De forma geral e como já discutido no capítulo 2, as medidas dos espectros ressonância ferromagnética (FMR) podem ser feitas de duas maneiras. A mais usual e a que empregaremos nesse trabalho é fixando a frequência da RF (ω_{RF}) e variando a amplitude do campo magnético DC aplicado (H_0) em torno do campo de ressonância (H_{res}).

No nosso experimento, o campo magnético DC foi gerado por um eletroímã *5403AC Electromagnet* da empresa *GMW Associates*, que garante uma boa homogeneidade na região da amostra. Essa bobina é alimentada por uma fonte de corrente DC da marca *Kepeco BOP*

36-12M, que permite aplicar correntes entre -12 A até 12 A. Com essa corrente, a amplitude máxima do campo magnético gerado pela bobina é de 2,4 kOe e o menor passo em campo é de 0,2 Oe. Esse campo magnético é medido por uma sonda Hall comercial da marca *LakeShore* modelo 455A058.

Foi utilizado um gerador da marca *Anritsu modelo MG3692C* para gerar ondas com frequências da faixa de 2 até 20 GHz e com potência máxima de 18 dBm. Para que a RF fosse conduzida até a amostra, utilizou-se uma linha de transmissão com grande largura de banda. Para tanto, foi escolhida uma guia de onda coplanar com aterramentos laterais.

Este aparato experimental é adequado para medir espectros de FMR semelhantes ao exemplo da figura 4.5. Basta, para tanto, aplicarmos a mesma metodologia discutida no capítulo 2, isto é, considerarmos a absorção de RF, na ressonância, como tendo a forma de uma lorentziana e aplicá-la a expressão:

$$\chi_{AC} = \frac{M_s \left(H_0 + 4\pi M_s + i\alpha \frac{\omega}{\gamma} \right)}{\left(H_0 + 4\pi M_s + i\alpha \frac{\omega}{\gamma} \right) \left(H_0 + i\alpha \frac{\omega}{\gamma} \right) - \left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2} \quad (4.5)$$

onde $\Delta H = \frac{\alpha\omega}{\gamma}$ é a largura de linha e $H_{res} = \frac{\omega}{\gamma}$ é o campo de ressonância. Desta análise, poderíamos obter H_{res} e largura de linha ΔH , uma vez que eles não dependem da amplitude e direção da RF.⁴⁰

No entanto, existem alguns tipos de modulação e mecanismos de detecção que são extremamente importantes para melhorar a sensibilidade da medida. Estes serão explicadas nas próximas seções.

4.9.2 Cavidade ressonante

Algumas amostras também foram medidas pelo método de cavidade ressonante. Nesse método, é utilizado uma guia de onda de seção retangular para transmitir a RF à amostra, com uma frequência fixa. No caso, foi utilizada a banda X, que corresponde a uma frequência de 9,8 GHz. O espectro de FMR obtido por esse método exemplificado na figura 4.6 é obtido com uma modulação por campo magnético, como será explicado nas próximas seções.

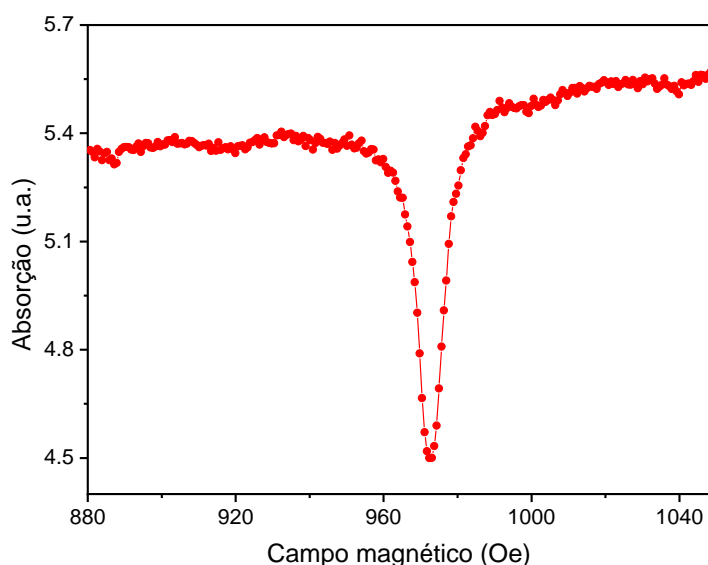


Figura 4.5: Exemplo de espectro de ressonância ferromagnética medido por absorção de RF em guia de onda, sem modulação.

O equipamento utilizado foi um *EPR ESP 300E* da *Bruker*, que conta com eletroímã, bobinas de modulação, amplificador de sinal, diodo retificador, gerador de RF de banda X, gaussímetro e amplificador *lock-in*, dispostos de maneira similar ao experimento com guia de onda.

A vantagem desse tipo de medida é que, ao contrário da medida por guia de onda onde somente parte da amostra se encontra em contato com a RF, nesse método toda a amostra está interagindo e absorvendo a RF. Além disso, por ser uma medida em uma frequência fixa, no caso a banda X, facilita a comparação com outros resultados da literatura. Por outro lado, nesse tipo de equipamento não é possível variar a frequência da RF. Por isso, não é possível obtermos, das curvas de ressonância, os parâmetros relacionados à dinâmica da magnetização, tais como a relaxação de Gilbert, a anisotropia e a magnetização de saturação. As medidas dos espectros de FMR nessas condições foram utilizadas como um ponto adicional de frequência para os ajustes pelas equações 2.25 e 2.28. Isso é particularmente interessante, pois, com o aparato baseado em guia de onda, não é possível a aquisição do espectro nessa frequência.

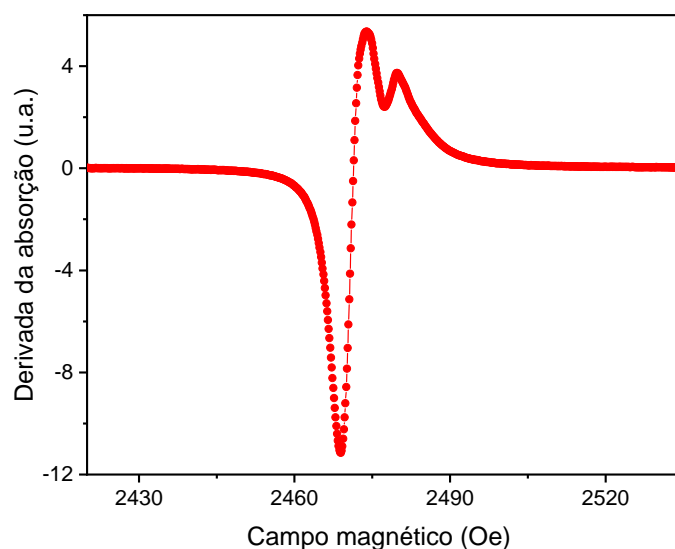


Figura 4.6: Exemplo de um espectro de ressonância ferromagnética medido por cavidade ressonantes, com modulação por campo magnético.

4.9.3 Método de detecção lock-in

Em geral, os sinais gerados por experimentos de ressonância ferromagnética são muito pequenos, muitas vezes menores que os ruídos experimentais. A solução mais comum nesses casos é a utilização de um amplificador *lock-in*. Este tipo de amplificador toma como base uma frequência de referência. Ele detecta somente o sinal com esta frequência de referência, eliminando sinais espúrios com frequências distintas.

O amplificador *lock-in* mede uma voltagem DC (V_{DC}), que é dada pela média do produto integrado no tempo entre o sinal da amostra (V_{ent}) e o sinal de referência. No caso senoidal, esse sinal pode ser escrito como:¹¹⁴

$$V_{DC} = |V_{sai}(t)| = \frac{1}{T} \int_{t-T}^t V_L \text{Sen}[2\pi f_{ref} \cdot s] V_{ent}(s) ds \quad (4.6)$$

onde T , f_{ref} e V_L são, respectivamente, o tempo de integração, a frequência de modulação e a amplitude do sinal de referência.

No nosso experimento, foi utilizado um *SR124 Analog Lock-In Amplifier* da empresa *Stanford Research Systems*. Além dele, foi necessária a utilização de um diodo retificador, para transformar o sinal AC gerado pela fonte RF e transmitida pela amostra (absorvido na condição de ressonância) em um sinal DC que possa ser medido pelo *lock-in*. O modelo

utilizado foi um *8474B Planar-Doped Barrier Diode Detector*, da *Keysight Technologies*, capaz de retificar sinais com frequências entre 0.01 e 18 GHz.

4.9.4 Tipos de modulação

No capítulo 2 e nas seções anteriores, vimos que espectros de FMR podem ser medidos de duas maneiras: a primeira (utilizada nesse trabalho) é fixando a frequência da RF (ω_{RF}) e variando a amplitude do campo magnético DC aplicado (H_0); a segunda é fixando o campo magnético DC e variando a frequência da RF. Também vimos como o tensor susceptibilidade magnética AC (χ_{AC}) de um dado material pode ser relacionado à voltagem medida por um *lock-in* numa medida de FMR. Embora um experimento sem modulação (sem uso de *lock-in*) pode ser suficiente para medir espectros de FMR, a relação sinal ruído nessa configuração, na maior parte das vezes, não é boa para tal. Contudo, o *lock-in* necessita de algum tipo de modulação, com uma frequência bem definida para servir como referência. A questão, então, passa a ser: Qual o melhor método de modulação para ser utilizado como referência do *lock-in*?

Neste trabalho, para melhorar a qualidade dos sinais obtidos, foram utilizados dois tipos de modulações. A modulação por campo magnético, utilizada nas medidas de FMR, e a modulação por amplitude de sinal, utilizada para medidas de ISHE.

Na modulação por amplitude, o gerador de RF deve ser capaz de emitir um sinal, com intensidade modulada senoidalmente em frequências na faixa do kHz. Em outras palavras, a RF deverá ter duas frequências: uma na ordem de GHz, para excitar o *macrospin* da amostra, e outra na faixa do kHz, para servir de referência para o *lock-in*. Com esse tipo de sinal, a integral da equação 4.6 tem solução trivial e os sinais de entrada e saída são proporcionais entre si, isto é: $V_{ent} \propto V_{sai}$.

No caso da modulação por campo, a amplitude do campo magnético (que antes era DC) passará a ter uma dependência temporal, tal que $H(t) = H_{DC} + H_{mod}\cos(\omega_{mod}t)$. Com isso, a integral 4.6 só pode ser resolvida numericamente. Porém, se a variação AC em torno de cada ponto na curva de absorção for considerada infinitesimal, o que corresponde à campos de modulação AC de 'baixa intensidade', essa modulação pode ser entendida como a inclinação da curva no ponto medido, o que equivale à sua derivada. De fato, o cálculo numérico da

integral 4.6, quando o sinal de entrada é uma curva lorentziana, é uma função descrita pela derivada da lorentziana.

Esse sinal, na forma de uma derivada de lorentziana, pode ser ajustado matematicamente por uma curva lorentziana simétrica e outra antissimétrica. Tomando os devidos cuidados, essa metodologia não afeta os valores originais da largura de linha ou o do campo de ressonância de uma medida. Essas curvas lorentzianas simétricas ($S(H)$) e antissimétricas ($A(H)$) podem ser escritas como:⁴⁰

$$\begin{cases} S(H) = \frac{1}{1 + \frac{(H_0 - H_u)^2}{(\Delta H)^2}} \\ A(H) = \frac{\frac{(H_0 - H_{res})}{\Delta H}}{1 + \frac{(H_0 - H_u)^2}{(\Delta H)^2}} \end{cases} \quad (4.7)$$

O sinal medido pelo *lock-in* será então:⁴⁰

$$V_{sai} = H_{AC} \frac{dV_{ent}(H)}{dH} = H_{AC} \frac{1}{\Delta H} [2V_s S(H)A(H) + V_a [A^2(H) - S^2(H)]] \quad (4.8)$$

onde H_{AC} é a amplitude da modulação AC e V_s e V_a são, respectivamente, as amplitudes de $S(H)$ e $A(H)$.

Essa metodologia de modulação por campo leva a uma melhora expressiva na sensibilidade do sistema, pois elimina os ruídos do circuito RF, o que, juntamente com a detecção *lock-in*, leva o nível de ruídos em nossas medida a valores muito baixos.

No caso da modulação do campo, o maior cuidado a ser tomado é com a intensidade do campo de modulação. A depender dessa, poderá haver uma distorção no sinal medido, alterando o campo de ressonância e aumentando, artificialmente, o valor tanto da largura de linha, quanto o do campo de ressonância. Visando evitar esse problema, foi feita uma análise do efeito dessa amplitude sobre o espectro de FMR. Para tanto, foram utilizadas como referências espectros das amostras de YIG, pois estas têm larguras de linha muito baixas, próximas a 2 Oe. Foi constatado que, para campos de modulação maiores que 0,5 Oe, o espectro de FMR começa a ser distorcido e a largura de linha aumentada. Esse

comportamento pode ser visto na figura 4.7, onde são apresentados espectros obtidos com diferentes campos de modulação (entre 0,5 e 5,0 Oe). Também é apresentado na figura, em círculos amarelos, o espectro medido usando modulação por amplitude da RF, que, como veremos a seguir, não altera artificialmente o sinal. Podemos observar, ao compararmos as larguras de linha dos espectros obtidos por modulação de campo ao por amplitude, que para amplitudes de campos de modulação maiores que 0,5 Oe, introduzem um artefato a medida, fazendo com que as larguras de linha sejam artificialmente aumentadas. Além disso, o campo de ressonância (H_{res}) também tem seu valor acrescido, porém nesta figura, para efeitos de comparação, o eixo do campo H_0 foi normalizado pelo campo de ressonância H_{res} .

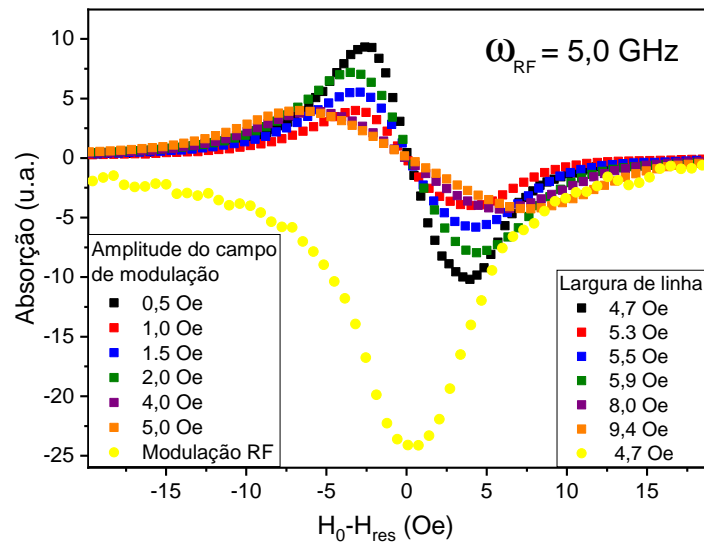


Figura 4.7: Absorção da onda RF em função do campo magnético aplicado normalizado pelo campo de ressonância. Em quadrados pretos estão representados os espectros de FMR com modulação por campo magnético AC de 0,5 Oe. Em vermelho de 1,0 Oe, em azul 1,5 Oe, em verde 2,0 Oe, em roxo 4,0 e em laranja 5,0 Oe. Em círculos amarelos estão representados os obtidos pela modulação de intensidade da onda RF.

Para gerar o campo de modulação, foi utilizado um par de bobinas de Helmholtz com 2 cm de diâmetro. Estas bobinas foram alimentadas por um gerador de função *Function Synthesizer 3910* da marca *Keithley Instruments*, acoplado a um amplificador de potência *EP4000* da marca *Behringer*. O gerador aplica uma diferença de potencial nas bobinas de 0,5 V. Essa tensão é aferida por um multímetro digital *mdm-8165A* da marca *Minipa*. A tensão AC, devidamente aferida, gera um campo magnético AC na região central das bobinas

de campo DC, com amplitude de 0,5 Oe (ver figura 4.8).

4.9.5 Configuração Experimental

Grande parte das medidas de ressonância ferromagnética foi feita no laboratório de magneto-óptica do CBPF, utilizando um equipamento desenvolvido e montado no próprio laboratório. A figura 4.8 apresenta um diagrama do experimento e seus principais componentes.

Um computador controla a fonte de corrente DC, que alimenta o eletroímã para gerar o campo H_0 , o gerador de radiofrequência, que gera a onda RF, e o gerador de funções, que cria uma corrente AC para alimentar a bobina de modulação que, por sua vez, gera o campo H_{mod} . Durante as medidas, a frequência da RF é fixada em um dado valor (ω_{RF}), enquanto o campo magnético DC (H_0) gerado pelo eletroímã é variado. Quando o campo aplicado se aproxima do campo de ressonância da amostra (H_{res}), a condição de Kittel passa a ser satisfeita e a amostra entra em ressonância, absorvendo parte da energia da RF. A RF não absorvida pela amostra passa pelo diodo retificador a fim de, em seguida, poder ser lida pelo amplificador *lock-in* analógico. Esse sinal é convertido em digital por um conversor analógico digital - DAC *USB-6002* da *National Instruments* - e, ao final, lido e armazenado no mesmo computador que controla o sistema.

4.9.6 Ajuste das curvas

Os resultados das medidas dos espectros de ressonância ferromagnética no YIG nos dá informações sobre as propriedades magnéticas do filme fino. Como explicado anteriormente (ver capítulo 2 e seções anteriores), a absorção da radiofrequência pelo sistema, quando este está em ressonância, pode ser relacionada à susceptibilidade magnética. Por sua vez, esta pode ser ajustada por duas curvas lorentzianas, uma simétrica e outra antissimétrica, ou seja:⁴⁰

$$V = \frac{H_{ac}}{\Delta H_0} \left[2V_s \frac{\frac{H_0 - H_{res}}{\Delta H}}{\left(1 + \frac{(H_0 - H_u)^2}{(\Delta H)^2}\right)^2} + V_a \left[\left(\frac{\frac{H_0 - H_{res}}{\Delta H}}{1 + \frac{(H_0 - H_u)^2}{(\Delta H)^2}} \right)^2 - \left(\frac{(\Delta H)^2}{1 + \frac{(H_0 - H_u)^2}{(\Delta H)^2}} \right)^2 \right] \right] \quad (4.9)$$

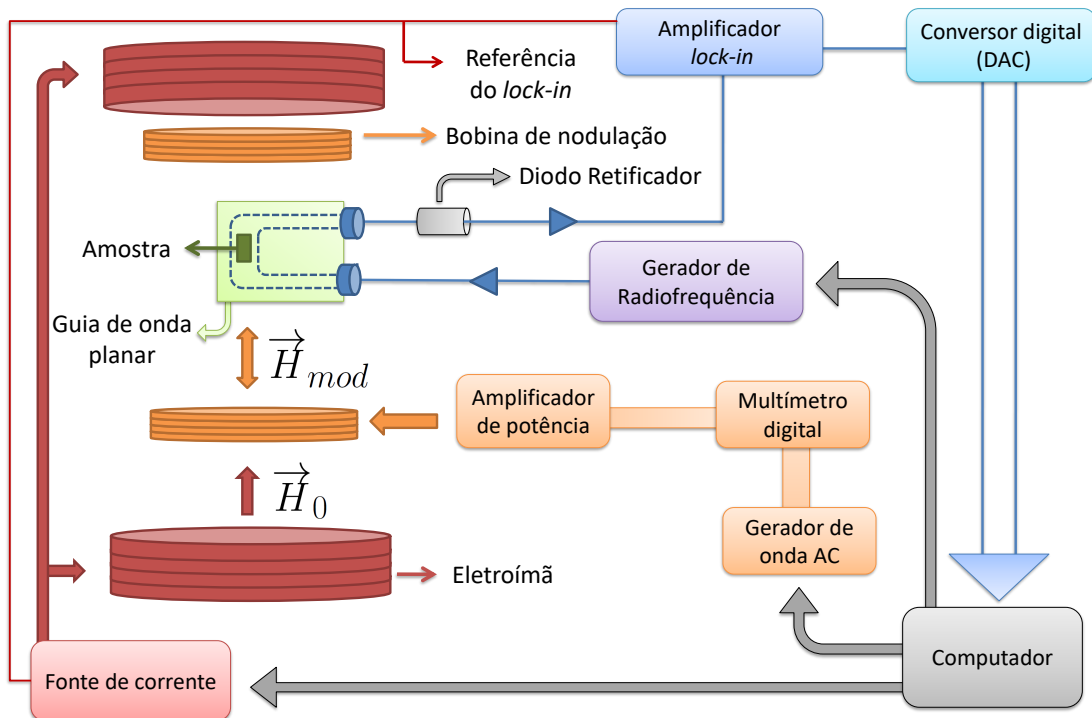


Figura 4.8: Diagrama do experimento de FMR. Em vermelho, estão representados os eletroímã e a fonte de corrente que o alimenta. Em laranja, estão representadas as bobinas de Helmholtz que geram o campo magnético AC que servem para modular o campo e os equipamentos utilizados para alimentá-la. Em verde escuro, está representada a amostra, enquanto, em verde claro, a guia de onda. O gerador de RF está representado em lilás. O amplificador *lock-in* e o conversor digital estão representados em azul e azul claro, respectivamente. Por fim, em cinza, está representado o computador que controla o sistema e armazena os resultados.

onde V_a e V_s , como definidos anteriormente, são as amplitudes das funções antissimétrica e simétrica, respectivamente, H_0 é o campo magnético aplicado, H_u é o campo efetivo de anisotropia magnética do filme fino, ΔH é a largura de linha e H_{res} é o campo de ressonância.

Como exemplo, apresentamos na figura 4.9 a medida de uma amostra de YIG com 50 nm de espessura. Esta amostra foi tratada termicamente a 750 °C, durante 4 h, com um fluxo de oxigênio de 120 ml/min. O espectro de FMR foi medido usando uma guia de onda coplanar para aplicar uma frequência de RF fixa ($\omega_{RF} = 1,0$ GHz, nesse exemplo) à amostra. O campo DC (H_0) foi variado em torno do campo de ressonância. Como pode ser visto, os dados experimentais se ajustam perfeitamente à equação 4.9. Neste caso, a largura de linha medida foi 1,80 Oe e o campo de ressonância 62,35 Oe. Isso indica que a parte do filme que entra em ressonância é homogênea.

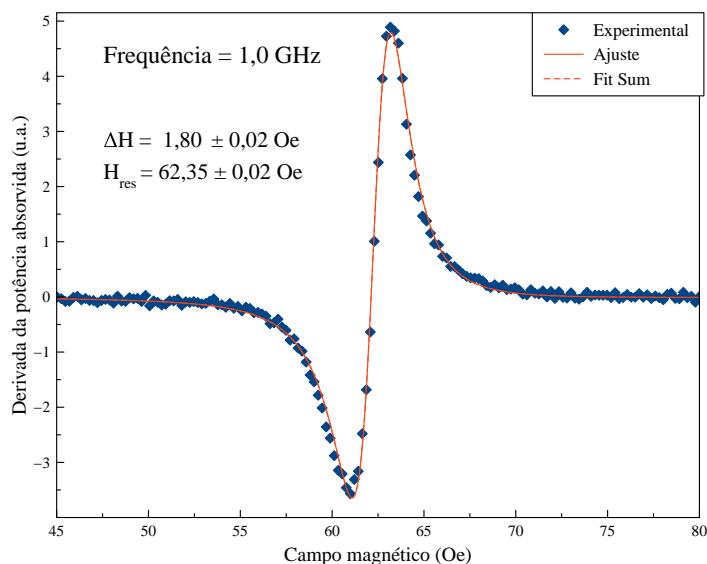


Figura 4.9: Curva da derivada da potência absorvida em função do campo magnético aplicado ao YIG para frequência da RF de 1,0 GHz. Amostra com 50nm tratada termicamente a 750° C durante 4 h com um fluxo de O_2 de 120 ml/min.

Essas medidas de FMR foram repetidas para diferentes valores de frequência da RF (ω_{RF}), neste caso, de 1,0 até 9,0 GHz, com passo de 0,5 GHz. Os dados brutos dessas medidas podem ser visto na figura 4.10.

Todas as 17 curvas obtidas foram ajustadas com a equação 4.9. A partir desses ajustes, foram obtidas as larguras de linha (ΔH) e os campos de ressonância (H_{res}) para cada frequência fixa de RF (ω_{RF}).

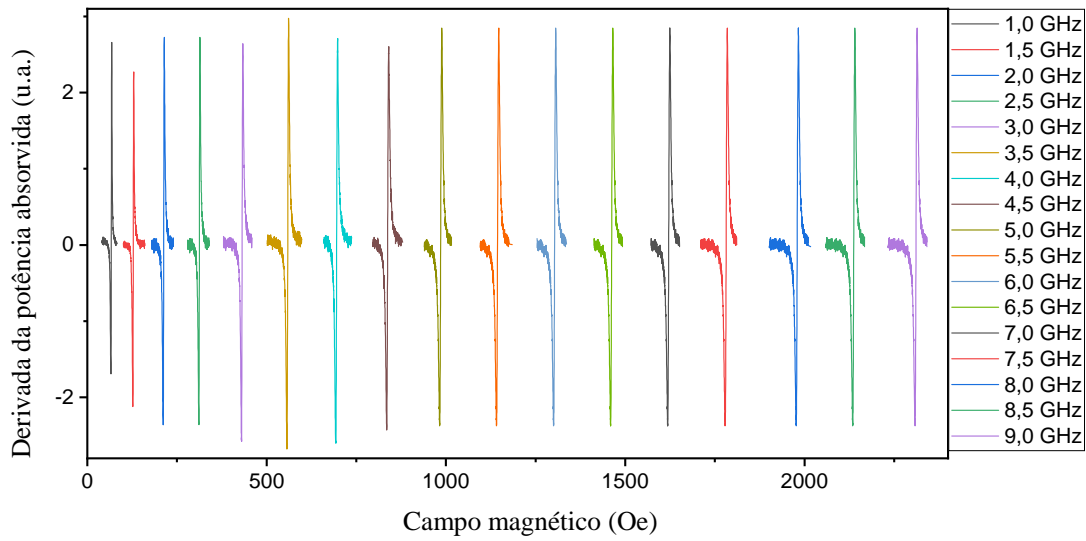


Figura 4.10: Curvas da derivada dos espectros de absorção em função do campo magnético para frequências entre 1,0 GHz e 9,0 GHz.

Mostramos na figura 4.11 o gráfico com os valores obtidos das larguras de linha (ΔH) em função das frequências da RF utilizadas (ω_{RF}). Esses dados experimentais podem ser ajustados pela expressão 4.10:

$$\Delta H = \frac{\alpha}{|\gamma|} \omega_{RF} + \Delta H_k \quad (4.10)$$

onde ΔH_k leva em conta tanto a anisotropia efetiva do sistema de medidas como o acoplamento entre o filme e a guia de onda utilizada e $|\gamma| = 2,802 \text{ MHz Oe}^{-1}$ para o caso do elétron livre. Nessa mesma figura (4.11), mostramos o resultado desse ajuste (4.10), a partir do qual é fácil obtermos os valores do amortecimento de Gilbert (α) e do parâmetro ΔH_k .

Conhecendo os valores de frequência de RF aplicada e os campos de ressonância (H_{res}) obtidos dos ajustes dos espectros de FMR, podemos utilizar a equação de Kittel (4.11):

$$\omega_{RF} = |\gamma_{eff}| \sqrt{[H_{res} + H_u][H_{res} + H_u + 4\pi M_s]} \quad (4.11)$$

para ajustar esses dados e obtermos os valores da razão giromagnética efetiva ($|\gamma_{eff}|$), do campo efetivo de anisotropia (H_u) e da magnetização de saturação (M_s). Um exemplo dessa análise é mostrado na figura 4.12, onde em azul estão os pontos relacionando ω_{RF} com H_{res}

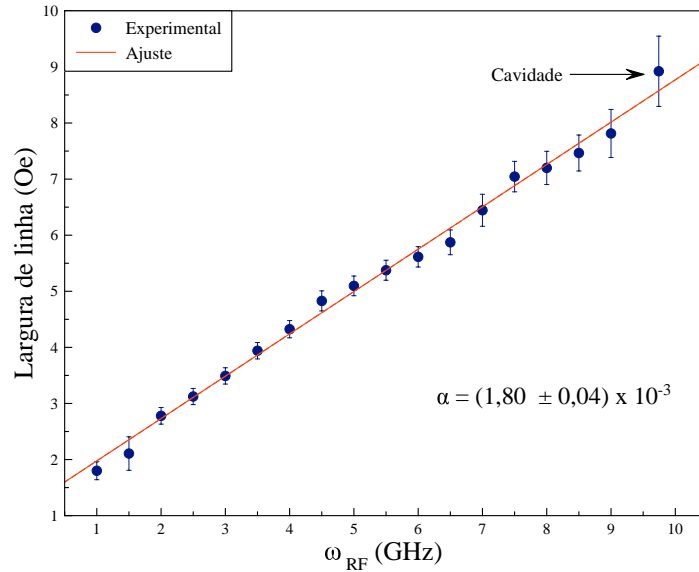


Figura 4.11: Curva da largura de linha em função das frequências de ressonâncias fixadas durante as medidas de FMR. Em azul, os dados experimentais obtidos através do ajuste das curvas pela equação 4.9 e em vermelho o ajuste destes pontos utilizando a equação 4.11. O amortecimento de Gilbert obtido foi $1,80 \times 10^{-3}$.

e em vermelho o ajuste da relação de Kittel destes pontos.

Podemos notar que o último ponto das figuras 4.11 e 4.12 está destacado como cavidade. Esses pontos foram obtidos experimentalmente por meio das medidas realizadas na cavidade ressonante (banda X), enquanto os demais foram obtidos pelo aparato com a guia de onda. Esses resultados são muito importantes e mostram que, mesmo utilizando dois métodos distintos e dois equipamentos diferentes, os resultados têm o mesmo comportamento e corroboram-se. Além disso, os ajustes feitos somente com os dados obtidos pela guia de onda preveem, dentro do erro, o resultado obtido pela cavidade ressonante.

Na hipótese de existir mais de uma fase magnética presente na amostra, seu espectro apresentará duas ou mais ressonâncias. Isso pode ser causado, por exemplo, pela presença de outra orientação cristalográfica. De fato, tal artefato foi observado em algumas amostras quando medidas na cavidade ressonante. Diferentemente da guia de onda, que não excita a amostra inteira, no caso da cavidade, as bordas do filme, que foram cortadas, também são excitadas e, conseqüentemente, contribuem para a absorção de RF. O resultado disso é um espectro de FMR com várias ressonâncias. Essas muitas ressonâncias podem ser deconvoluída em uma série de lorentzianas 4.9, cada uma delas representando um determinado

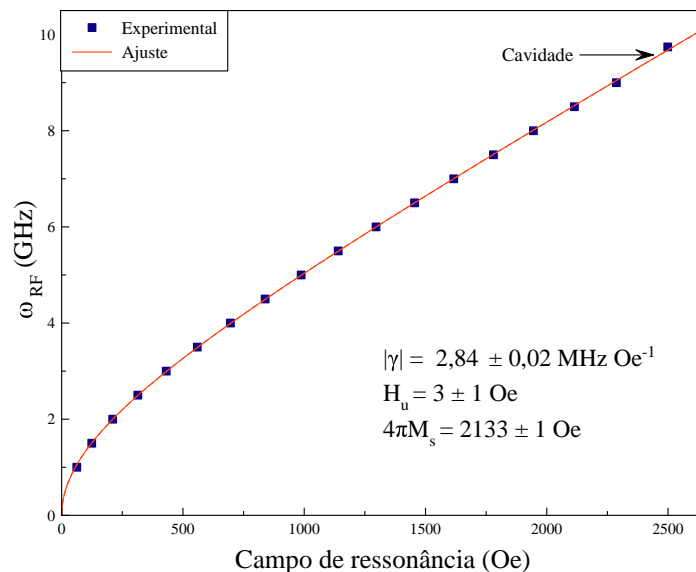


Figura 4.12: Curva da frequência da RF utilizada na medida do espectro (ω_{RF}) em função do campo de ressonância H_{res} . Em azul, os dados experimentais obtidos através do ajuste das curvas de FMR e em vermelho o ajuste dos dados utilizando a equação de Kittel.

comportamento magnético, como mostra a figura 4.13.

Nesse gráfico, o ajuste 1, em linha contínua vermelha, refere-se ao mesmo ordenamento magnético medido pelo aparato com guia de onda. Já os demais ajustes, representados pelas linhas tracejadas, com intensidades menores, são consequência de comportamentos magnéticos espúrios, provavelmente provenientes de defeitos na cristalinidade nas bordas do substrato de GGG, causados pelo corte (ver seção 4.1). O ajuste matemático é possível em alguns casos, porém, quando feito, introduz um grande erro associado à medida, como pode ser visto no último ponto do gráfico da figura 4.11.

Podemos concluir que o corte do substrato de GGG, sobre o qual o YIG é depositado, afeta somente o ordenamento cristalino de suas bordas e, por consequência, o comportamento magnético do YIG.

4.9.7 Efeito Hall de *spin* inverso

Como explicado no capítulo 2, o efeito Hall de *spin*, normalmente, é caracterizado utilizando seu efeito inverso. Para isso, é necessário a injeção de corrente pura de *spin* ao material que pretende-se caracterizar. Existem diversas formas de injetar correntes puras de *spin* em um material. Nesse trabalho, a injeção dessa corrente foi feita pelo mecanismo

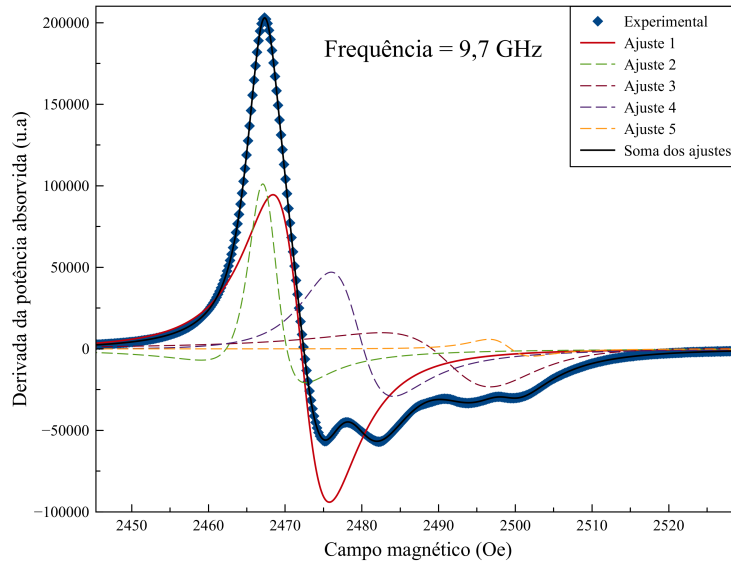


Figura 4.13: Exemplo de curva de FMR medida por cavidade ressonante. Essa curva foi ajustada por 5 ressonâncias. O ajuste 1 em vermelho e linha contínua tem o mesmo comportamento magnético que o medido com guia de onda.

de bombeamento de *spin*. Quando colocamos um filme fino de um material metálico não magnético (NM) sobre um filme de YIG, esse último funciona como injetor de corrente pura de *spins* no NM. Essa corrente, por sua vez, gera uma diferença de potencial no NM, que é o ISHE, que, por sua vez, está intimamente relacionada ao SHE do material NM.

A injeção de momento angular é tão maior quanto maior for a amplitude de precessão do macrospin do YIG. Por isso, quando o macrospin estiver em ressonância, tal como em um experimento de FMR, a injeção de momento angular será máxima. Portanto, para medir um sinal apreciável de ISHE, devemos fazê-lo quando o YIG está satisfazendo a condição de ressonância. Isso é realizado da mesma maneira que no experimento de FMR, descrito na seção anterior. A tensão que surge devido ao ISHE é, então, medida utilizando o *lock-in*. Nesse tipo de medida, deve ser utilizada a modulação por intensidade de campo, ou seja, o que é modulado é a onda RF. A referência do *lock-in* será a frequência de modulação da amplitude da onda RF. O diagrama desse experimento está ilustrado na figura 4.14.

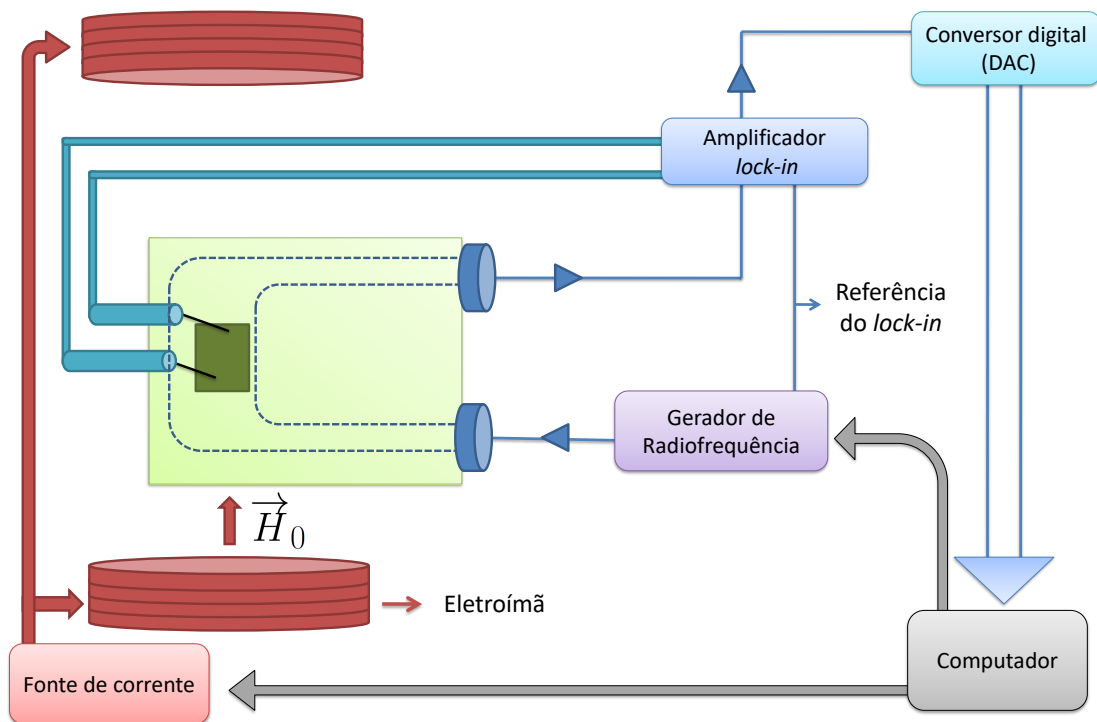


Figura 4.14: Diagrama do experimento de medida do ISHE. Se comparado com o experimento de FMR, ele não apresenta as bobinas de modulação AC. É introduzido no sistema contatos para o *lock-in*, que usa a modulação de amplitude da onda RF para medir a tensão ISHE na amostra.

Capítulo 5

Resultados e discussões

Sumário

Neste capítulo, os resultados obtidos durante o desenvolvimento dessa dissertação serão expostos e analisados. Primeiramente, serão apresentadas as medidas de ressonância ferromagnética com as respectivas análises dos parâmetros extraídos destas. Serão estudados o amortecimento de Gilbert, a magnetização de saturação e a razão giromagnética em funções de parâmetros como a espessura, a temperatura e o tempo do tratamento térmico e fluxo de oxigênio.

Na sequência, serão apresentados os resultados estruturais bem como suas interpretações. Por fim, serão expostos e analisados os resultados obtidos de bombeamento de *spin* e efeito Hall de *spin* inverso dos sistemas YIG/X, onde o X pode ser platina ou cobre com impurezas de bismuto.

5.1 Ressonância ferromagnética

O primeiro objetivo específico traçado no trabalho foi crescer filmes finos de YIG, com características otimizadas para aplicações em spintrônica. Para isso, será necessário otimizar as condições de crescimento e de tratamento térmico, para que possamos obter o menor amortecimento de Gilbert possível. As aplicações do YIG, em geral, são consequências diretas do seu baixo valor de amortecimento de Gilbert, o que resulta na propagação de correntes

de *spin* com longos comprimentos de difusão de *spin*.

Para tanto, foram feitas análises do comportamento magnético nos filmes finos depositados nas condições mostradas no capítulo 4 e tratados termicamente variando seus parâmetros. Primeiramente, foi variado o tempo de tratamento térmico. Em seguida, a temperatura de tratamento foi estudada. Na sequência, o efeito do fluxo de oxigênio durante o tratamento e, por fim, foram analisadas como a espessura dos filmes afetam as suas propriedades dinâmicas da magnetização.

5.1.1 Otimização do Tratamento Térmico

Todas as análises, exceto quando explicitamente apontado, foram feitas com frequências fixas entre 3 e 8 GHz e com intervalos de 0,5 GHz. Os ajustes dos resultados experimentais foram feitos exatamente como exemplificado no capítulo 4.

• Tempo do tratamento térmico

A primeira análise foi em relação ao tempo do tratamento térmico. Foram analisadas amostras tratadas por 2, 4 e 6 horas. Os valores a serem fixados para as condições de tratamento térmico foram:

- Temperatura de tratamento térmico: 800 °C;
- Espessura do YIG : 50 nm;
- Fluxo de O₂: 60 ml/min.

A figura 5.1 mostra a variação da largura de linha em função da frequência da RF (ω_{RF}) para os 3 casos, bem como o α extraído do ajuste linear dessas curvas. Em preto, os dados referem-se à amostra tratada durante duas horas, em vermelho à amostra tratada por 4 horas, e em azul à amostra tratada durante 6 horas.

Na figura 5.2, apresentamos os amortecimentos de Gilbert (equação 4.10) e as magnetizações de saturação (equação de Kittel 4.11) obtidos para essas amostras.

Analisando esse gráfico, vemos que a amostra tratada por 2 horas apresenta magnetização de saturação bem próxima ao valor esperado para o YIG na forma de *bulk*⁹⁷ ($M_s = 143$ emu/cm³). Contudo, as outras amostras apresentam valores ainda maiores de magnetização de saturação. Na realidade, a magnetização de saturação parece aumentar com o aumento do tempo de tratamento. O amortecimento de Gilbert, por sua vez, tem seu menor valor

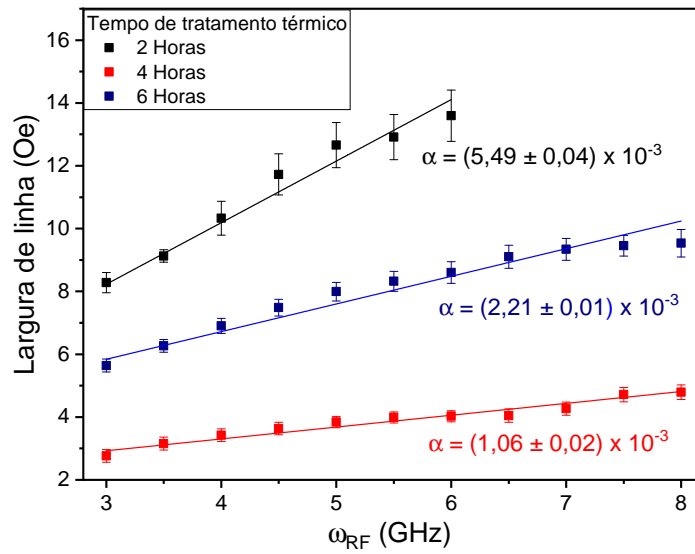


Figura 5.1: Variação da largura de linha em função da frequência da Rf (ω_{RF}). Nela, o ajuste linear está representado pela linha sólida. As amostras com 50 nm de espessura, foram tratadas durante 2 horas (em preto), 4 horas (em vermelho) e 6 horas (em azul), a uma temperatura de 800 °C com um fluxo de O₂ de 60 ml/min. A amostra tratada durante 2 horas foi medida só até 6 GHz.

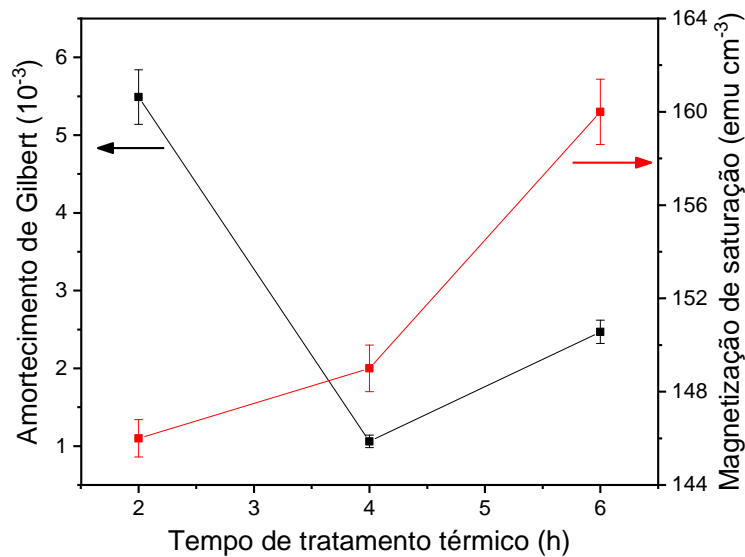


Figura 5.2: Amortecimento de Gilbert em preto e no eixo da esquerda e magnetização de saturação em vermelho no eixo da direita em função do tempo de tratamento térmico. As linhas ligando os pontos são apenas para ajudar na visualização.

($\alpha = (1,06 \pm 0,02) \times 10^{-3}$) quando a amostra é tratada termicamente durante 4 horas. Por isso, o tempo de 4 horas será fixado para as próximas análises, nas quais estudaremos o

efeito da temperatura de tratamento e do fluxo de O_2 durante o tratamento, assim como a espessura do filme fino.

• Temperatura do tratamento térmico

Foram feitas duas séries de amostras visando estudar o efeito da temperatura de tratamento térmico. As temperaturas escolhidas com base na literatura⁸⁷ foram 750, 800, 850 e 900 °C.

Na primeira série, os valores fixados para as condições de tratamento térmico foram:

- Tempo de tratamento térmico: 4 horas;
- Espessura do YIG : 50 nm;
- Fluxo de O_2 : 100 ml/min.

Na figura 5.3, estão apresentados os valores da largura de linha em função da frequência para as amostras tratadas a 750 °C em preto, 800 °C em vermelho, 850 °C em azul e 900 °C em verde. A amostra tratada em 900 °C só foi medida até a frequência de 6,5 GHz.

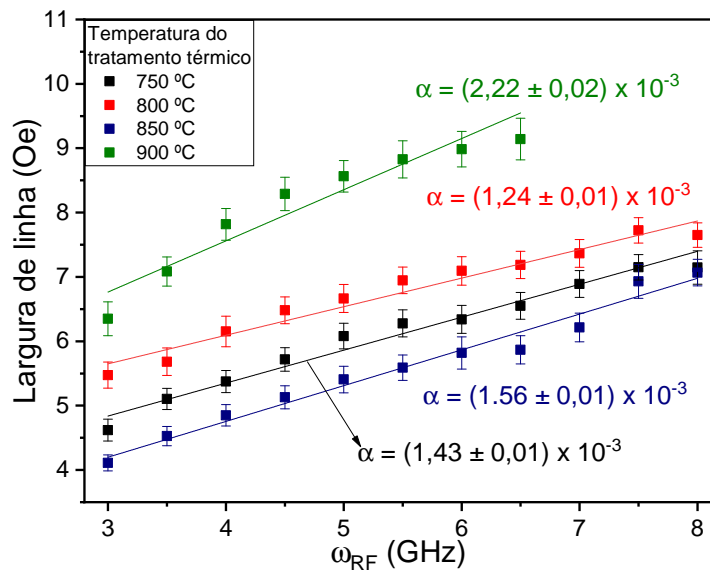


Figura 5.3: Largura de linha em função da frequência da Rf (ω_{RF}) juntamente com os amortecimentos de Gilbert obtidos para cada temperatura de tratamento térmico. Filmes finos de YIG com 50 nm de espessura tratados termicamente com um fluxo de 100 ml/min durante 4 horas a uma temperatura de 750 °C (em preto), 800 °C (em vermelho), 850 °C (em azul) e 900 °C (em verde).

Na figura 5.4, estão apresentados os amortecimentos de Gilbert no eixo da esquerda e em

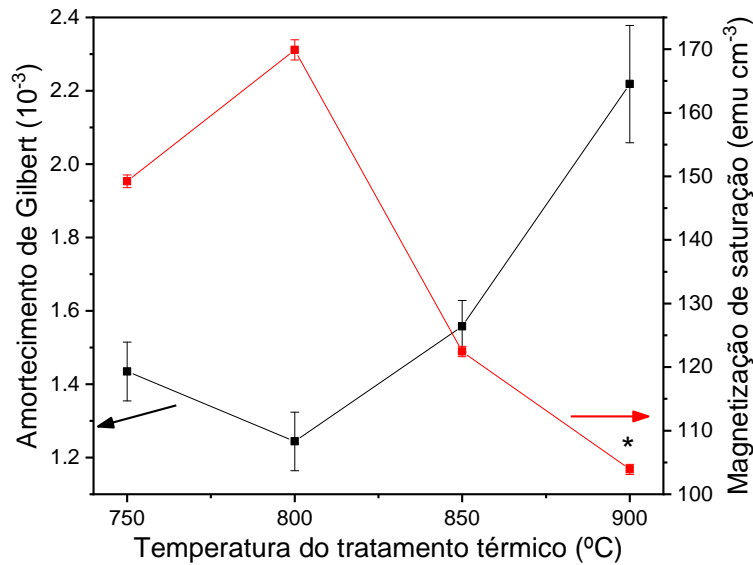


Figura 5.4: Amortecimento de Gilbert em preto e no eixo da esquerda e magnetização de saturação em vermelho no eixo da direita, ambos em função da temperatura de tratamento térmico para filmes finos de YIG com 50 nm de espessura tratados termicamente com um fluxo de 100 ml/min durante 4 horas. As linhas ligando os pontos são apenas para ajudar na visualização.

preto e a magnetização de saturação no eixo da direita em vermelho, ambos em função da temperatura de tratamento térmico.

Nesta série, a magnetização de saturação da amostra tratada a 900 °C é muito distinta das outras. Esse comportamento pode ser causado pela formação de alguma fase magnética espúria, por uma estequiometria distinta com mais presença de oxigênio, ou, até mesmo, pela interdifusão entre o YIG e o substrato de GGG como o resultado obtido por Yang *et al.*⁹² apresentado no capítulo 3. As amostras tratadas entre 750 e 850 °C apresentam a magnetização de saturação bem maior que a esperada para o YIG na forma *bulk*⁹⁷ ($M_s = 143 \text{ emu/ cm}^3$).

As amostras desta série que apresentaram os menores amortecimentos de Gilbert foram as tratadas a 750 °C com $\alpha = (1,43 \pm 0,01) \times 10^{-3}$ e a 800 °C com $\alpha = (1,24 \pm 0,01) \times 10^{-3}$.

Na segunda série, os valores fixados para as condições de tratamento térmico foram:

- Tempo de tratamento térmico: 4 horas;
- Espessura do YIG : 50 nm;

- Fluxo de O₂: 60 ml/min.

Na figura 5.5, são apresentados os valores da largura de linha em função da frequência da RF (ω_{RF}) para amostras tratadas a 750 °C em preto, 800 °C em vermelho, 850 °C em azul e 900 °C em verde. A amostra tratada a 900 °C só foi medida até uma frequência de 7,0 GHz.

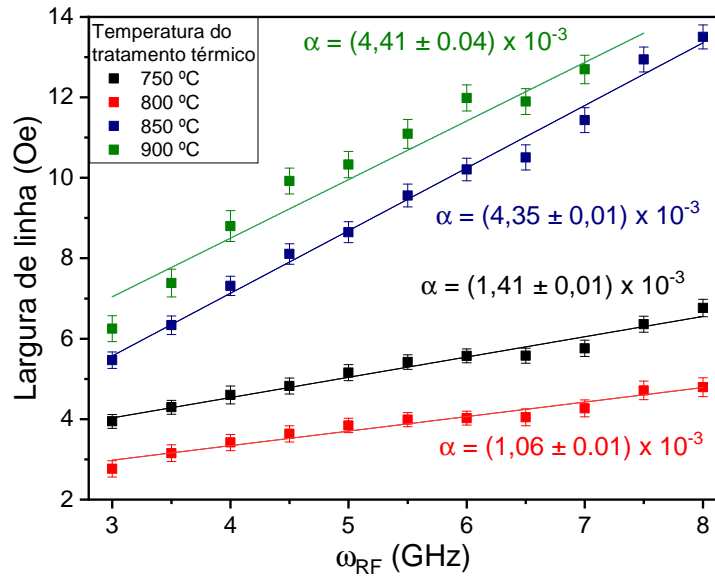


Figura 5.5: Largura de linha em função da frequência da RF (ω_{RF}) juntamente com os amortecimentos de Gilbert obtidos para cada temperatura de tratamento térmico. Filmes finos de YIG com 50 nm de espessura tratados termicamente com um fluxo de 60 ml/min durante 4 horas a uma temperatura de 750 °C (em preto), 800 °C (em vermelho), 850 °C (em azul) e 900 °C (em verde).

Na figura 5.6, temos os amortecimentos de Gilbert no eixo da esquerda, em preto, e as magnetizações de saturação no eixo da direita em vermelho, ambas em função da temperatura de tratamento térmico.

No que concerne à magnetização de saturação, os valores obtidos para as amostras dessa série estão em acordo com os resultados da literatura, especialmente no caso das amostras tratadas a 750 e 800 °C, que apresentam valores de M_s muito próximos aos do *bulk*⁹⁷ ($M_s = 143 \text{ emu/cm}^3$). As amostras que apresentaram os menores amortecimentos de Gilbert foram as tratadas a 750 com $\alpha = (1,41 \pm 0,01) \times 10^{-3}$ e 800 °C com $\alpha = (1,06 \pm 0,01) \times 10^{-3}$.

Comparando os valores obtidos para amortecimento de Gilbert das duas séries (figuras 5.4 e 5.6), podemos notar que, no dois casos, as temperaturas de tratamento com menor α

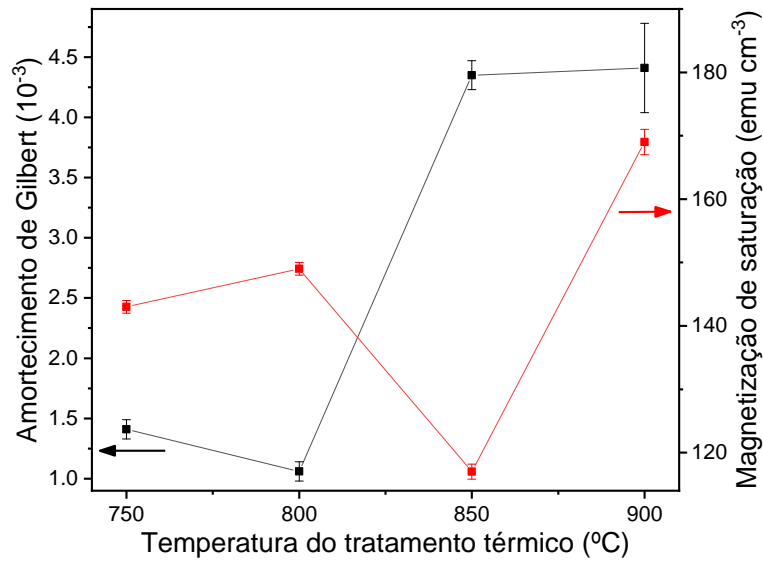


Figura 5.6: Amortecimento de Gilbert em preto e no eixo da esquerda e magnetização de saturação em vermelho no eixo da direita ambos em função da temperatura de tratamento térmico para filmes finos de YIG com 50 nm de espessura tratados termicamente com um fluxo de 60 ml/min durante 4 horas. As linhas ligando os pontos foram colocadas apenas para ajudar na visualização.

foram 750 e 800 °C. Para temperaturas maiores, o α aumenta drasticamente. Além disso, as amostras tratadas com um fluxo de 60 ml/min tiveram amortecimento de Gilbert menores que as tratadas a 100 ml/min. Da mesma forma, a magnetização de saturação das amostras com um fluxo de 60 ml/min tem um valor muito próximo do esperado para forma *bulk*, indicando a boa qualidade das amostras.

• Fluxo de O_2 do tratamento térmico

Para o estudo do comportamento magnético dos filmes finos de YIG em função do fluxo de O_2 , a análise foi feita em amostras tratadas termicamente sem fluxo de oxigênio e com fluxos variando até 120 ml/min. Os valores fixados para as condições de tratamento térmico foram:

- Tempo de tratamento térmico: 4 horas;
- Espessura do YIG : 50 nm;
- Temperatura de tratamento térmico: 750 °C.

A figura 5.7 apresenta os resultados das larguras de linha em função das frequências fixadas da RF (ω_{RF}). A amostra tratada sem fluxo de oxigênio está representada em preto

e foi medida de 3,5 até 8 GHz; a amostra tratada com fluxo de O₂ de 40 ml/min está em vermelho e foi medida até 6 GHz; a amostra com fluxo de 60 ml/min em azul; a com fluxo de 70 ml/min em verde; a com fluxo de 80 ml/min em roxo; a com fluxo de 100 ml/min em laranja; finalmente a com fluxo de 120 ml/min em azul claro.

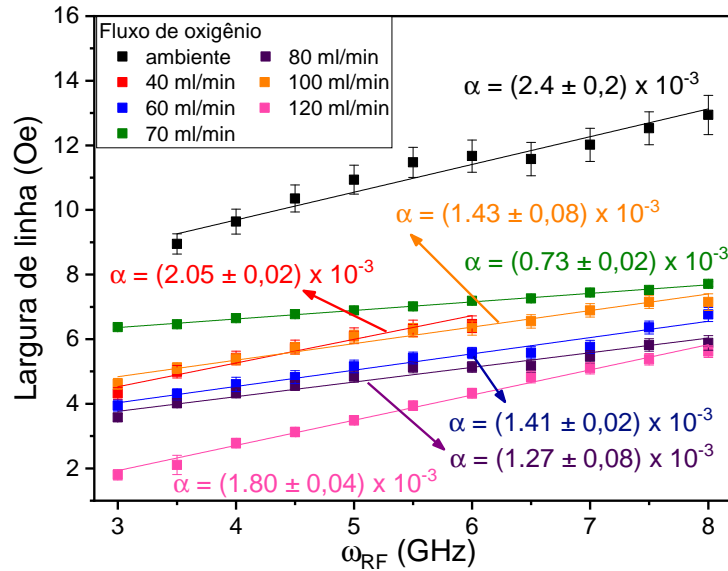


Figura 5.7: Largura de linha em função da frequência da RF (ω_{RF}) juntamente com os amortecimentos de Gilbert obtidos para cada temperatura de tratamento térmico. Filmes finos de YIG com 50 nm de espessura tratados termicamente com uma temperatura de 750 °C durante 4 horas com um fluxo de 120 ml/min em azul claro, 100 ml/min em laranja, 80 ml/min em roxo, 70 ml/min em verde, 60 ml/min em azul, 40 ml/min em vermelho e sem fluxo em preto.

Na figura 5.8, é apresentado o comportamento do amortecimento de Gilbert em preto e no eixo da direita; a magnetização de saturação está em vermelho e relacionada ao eixo da esquerda; ambas as quantidades estão em função do fluxo de oxigênio utilizado no tratamento térmico.

Para fluxos entre 60 ml/min e 100 ml/min obtivemos os menores valores para o amortecimento de Gilbert, sendo o de 70 ml/min o menor deles, com $\alpha = (7,3 \pm 0,2) \times 10^{-4}$. Além disso, os valores para as magnetizações de saturação dos filmes finos de YIG, com 50 nm de espessura e tratados a uma temperatura de 750 °C em fluxos de oxigênio entre 60 e 100 ml/min, são muito próximos aos valores esperados para o *bulk*⁹⁷ ($M_s = 143 \text{ emu/cm}^3$). Esses dois fatores já tornam esse sistema muito propício para aplicações.

• **Espessura do YIG**

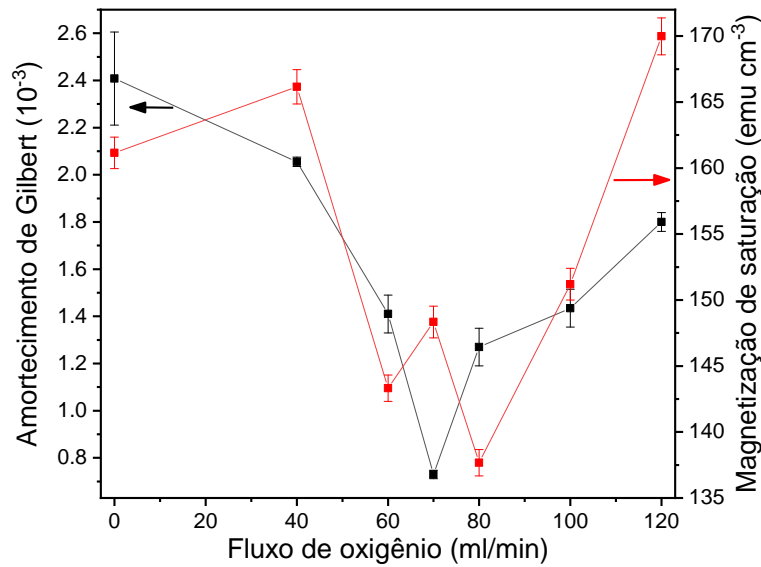


Figura 5.8: Amortecimento de Gilbert em preto e no eixo da esquerda e magnetização de saturação em vermelho no eixo da direita ambos em função do fluxo de O_2 no tratamento térmico para filmes finos de YIG com 50 nm de espessura tratados termicamente a 750 °C durante 4 horas. As linhas ligando os pontos foram colocadas apenas para ajudar na visualização.

A última análise feita foi a do comportamento magnético dos filmes finos de YIG em função das suas espessuras. A partir das análises anteriores, foram determinados os valores a serem fixados para as condições de tratamento térmico:

- Temperatura de tratamento térmico: 800 °C;
- Tempo de tratamento térmico: 4 horas;
- Fluxo de O_2 : 70 ml/min.

Na figura 5.9, são apresentados os valores das larguras de linhas em função das frequências de RF (ω_{RF}) para as amostras de 18 nm em preto, 38 nm em vermelho, 52 nm em azul, 68 nm em verde e 75 nm em roxo. Além dessas espessuras, também foram analisadas amostras com 92 e 500 nm.

Na figura 5.10, apresentamos, em função das espessuras, em vermelho a magnetização de saturação no eixo da direita e em preto a relaxação de Gilbert relacionado ao eixo da esquerda.

O primeiro ponto a ser destacado nesta análise é o abrupto aumento do α para amostras muito espessas, como as amostras com 500 nm. Essas amostras apresentaram α dez vezes

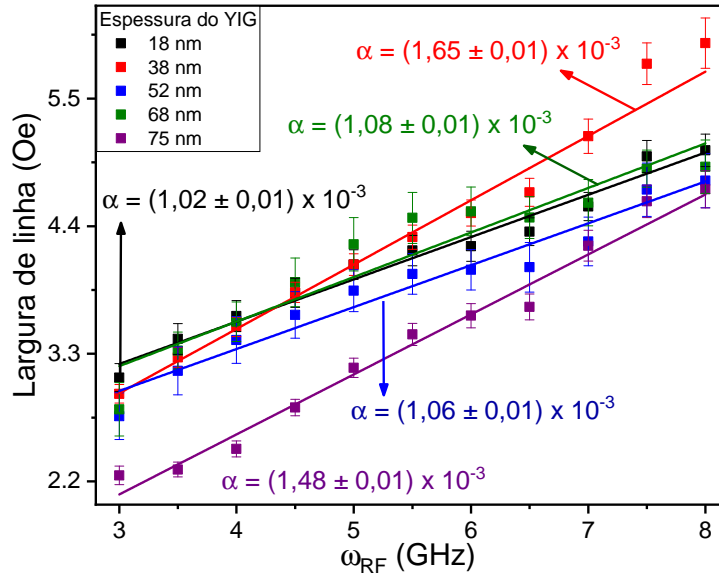


Figura 5.9: Largura de linha em função da frequência da RF (ω_{RF}) juntamente com os amortecimentos de Gilbert obtidos para cada espessura dos filmes finos de YIG. O tratamento térmico feito durou 4 horas a uma temperatura de 800 °C com um fluxo de 70 ml/min. O filme com 18 nm esta representado em preto, o com 38 nm em vermelho, com 52 nm em azul, com 68 nm em verde e com 75 nm em roxo.

maiores que as outras. Além disso, as medidas dos espectros de FMR feita nessas amostras apresentam duas fases magnéticas.

Nas amostras com espessuras entre 18 e 100 nm foram obtidos os menores α . As amostras com espessuras 18, 52 e 68 nm, apresentaram valores de α muito próximos. Apesar da amostra de 18 nm apresentar o menor valor, se pensarmos na aplicação de bombeamento de *spin*, como a equação 2.31 mostra, a quantidade de *spin* injetada tem uma dependência com o inverso do amortecimento de Gilbert, mas linear com a espessura da amostra. Sendo assim, aquelas mais espessas seriam mais adequadas. Logo, as espessuras entre 50 e 70 nm seriam as mais apropriadas para as aplicações em spintrônica que envolvem o bombeamento de *spin*.

Se analisarmos a magnetização de saturação da figura 5.10, podemos observar que, para as amostras menos espessas (18 e 38 nm), o valor da magnetização de saturação é bem maior que os do YIG na forma *bulk*. Por outro lado, os filmes com espessuras maiores que 50 nm têm seus valores de M_s próximos ao do *bulk*. Esse comportamento pode ser entendido se avaliarmos a contribuição superficial do YIG. Esta contribuição deve ser muito maior que a

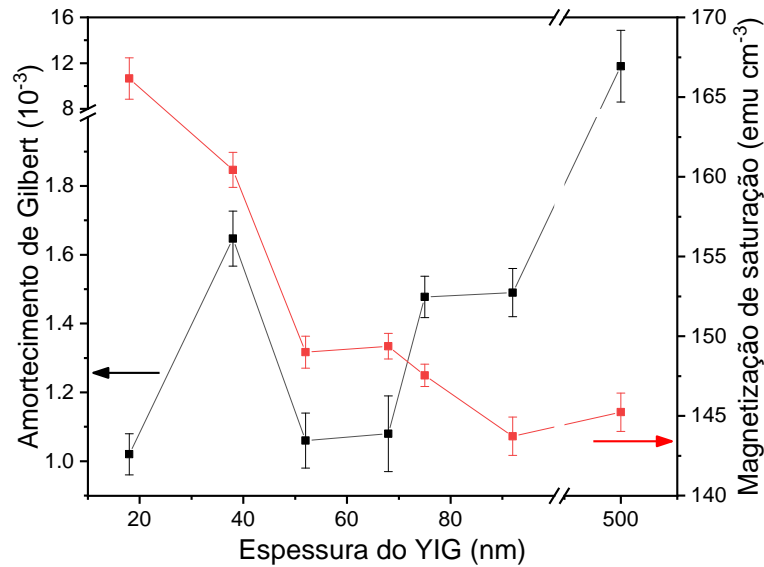


Figura 5.10: Amortecimento de Gilbert em preto e no eixo da esquerda e magnetização de saturação em vermelho no eixo da direita, ambos em função da espessura da amostra. Filmes finos tratados termicamente a 800 °C durante 4 horas e com 70 ml/min de fluxo de oxigênio. As linhas ligando os pontos foram colocadas apenas para ajudar na visualização.

do *bulk*, logo, conforme o filme tem sua espessura acrescida, a contribuição superficial, que tende a aumentar M_s , decresce.

Ainda na análise em função das espessuras das amostras, foram realizadas medidas de magnetização em função do campo magnético aplicado nas amostras de 18, 38, 52, 68, 75 e 92 nm. Na figura 5.11 estão representadas as curvas para as amostras de 18, 38 e 68 nm em azul, vermelho e verde, respectivamente.

Podemos ver na figura 5.12, no eixo da esquerda, que a magnetização de saturação obtida através do ajuste das curvas de ressonância ferromagnética (em preto) tem valores bem próximos aos obtidos pelas medidas de magnetometria (em azul). Além disso, seu comportamento decrescente em função do aumento das espessuras também é mantido. Isso evidencia a eficiência de ambos os métodos. Ainda na figura 5.12, no eixo da direita, podemos ver a coercividade em função das espessuras dos filmes. Como vemos, nos filmes com espessuras de até 75 nm, a coercividade das amostras é menor que 1 Oe, indicando que o YIG é extremamente macio do ponto de vista magnético. Essa baixa coercividade é de extrema importância para as aplicações em spintrônica.

- **Reprodutibilidade do método de produção do YIG**

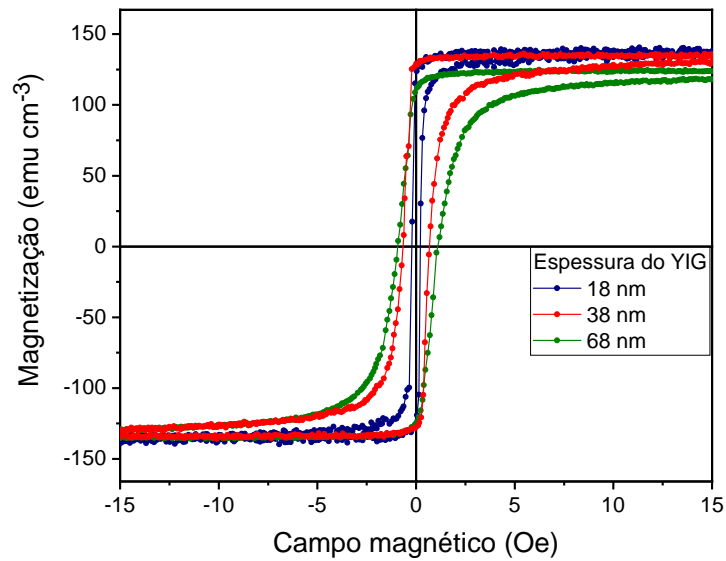


Figura 5.11: Magnetização em função do campo magnético, medida feita em 300 K. Em azul está representada a histerese da amostra com 18 nm, em vermelho a amostra de 38 nm e em verde a com 68 nm.

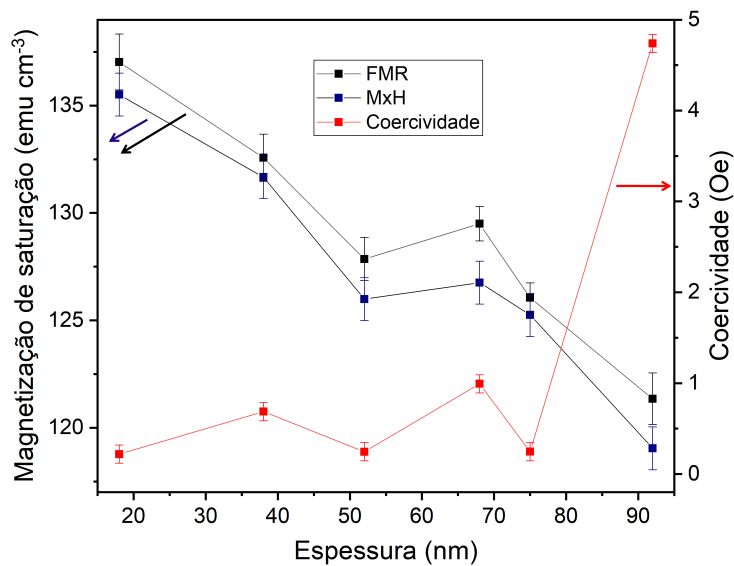


Figura 5.12: As curvas em azul e preto representam, respectivamente, os valores de magnetização de saturação (eixo da esquerda) obtidas por magnetômetro de amostra vibrante e FMR. A curva em vermelho são os valores das coercividades (eixo da direita).

A fim de verificar se o sistema de produção dos filmes, ou seja, deposição seguida de tratamento térmico, é robusto, fizemos testes de reprodutibilidade das amostras de YIG. Foram analisadas em cinco amostras o amortecimento de Gilbert e a magnetização de saturação. Todas as amostras utilizadas nesse estudo foram depositadas e tratadas separadamente, e

foram crescidas utilizando os seguintes parâmetros de preparação:

- Espessura: 60 nm;
- Temperatura de tratamento térmico: 800 °C;
- Tempo de tratamento térmico: 4 horas;
- fluxo de O₂: 70 ml/min.

Os valores obtidos para o amortecimento de Gilbert das cinco amostras variaram entre $1,08 \times 10^{-3}$ e $1,12 \times 10^{-3}$, tendo uma média de $1,10 \times 10^{-3}$ e um desvio padrão (σ) menor que $0,02 \times 10^{-3}$. Esse desvio padrão é menor que o erro associado ao amortecimento de Gilbert medido em cada amostra. Já no que concerne a medida de magnetização de saturação, os valores obtidos variaram entre 148 e 150 emu/cm³, tendo uma média de 148,90 emu/cm³ e um desvio padrão de 1,1 emu/cm³, mesma ordem dos erros das medidas. Os resultados das 5 amostras (rotuladas por A-1 até A-5) utilizadas nessa análise estão dispostos na tabela 5.1.

	A-1	A-2	A-3	A-4	A-5	Média	Sigma
α ($\times 10^{-3}$)	1,08 $\pm 0,06$	1,09 $\pm 0,03$	1,10 $\pm 0,03$	1,11 $\pm 0,07$	1,12 $\pm 0,03$	1,10	0,02
M_s (emu/cm ³)	148 ± 1	148 ± 1	149 ± 1	150 ± 1	147 ± 1	148,9	1,1

Tabela 5.1: Valores do amortecimentos de Gilbert (α) e magnetização de saturação (M_s) para as amostras utilizadas na análise de reprodutibilidade, bem como as médias e o desvio padrão (σ). Essas amostras, com 60 nm, foram tratadas termicamente durante 4 horas a uma temperatura de 800 °C e um fluxo de O₂ de 70 ml/min.

Essa análise estatística, mesmo com uma baixa amostragem, confirma a reprodutibilidade das amostras de YIG. É válido ressaltar que, na literatura, não foi encontrado de forma explícita nenhuma análise de reprodutibilidade.

Os valores da razão giromagnética efetiva de todas as amostras utilizadas nesse trabalho e obtidos pelo ajuste da equação de Kittel (4.12) se encontraram dentro da faixa de 2,79 e 2,84 MHz Oe⁻¹. Esse valor é muito próximo ao valor para o elétron livre que foi utilizado nos ajustes.

• **Conclusões sobre a fabricação do YIG**

Por fim, podemos afirmar que obtivemos sucesso no que diz respeito a crescer filmes finos de YIG, de forma reprodutível, pelo método de *sputtering* e otimizar os parâmetros de tratamento térmico.

Os melhores parâmetros a serem utilizados para a fabricação das amostras de YIG, para as aplicações em spintrônica (em geral), mais especificamente no caso deste trabalho, aplicações em bombeamento de *spin* e medidas do ISHE, são:

- Espessura do filme de YIG:
 - entre 50 nm e 70 nm;
- Temperatura de tratamento térmico:
 - entre 750 °C e 800 °C;
- Tempo de tratamento térmico:
 - 4 horas;
- Fluxo de O₂ durante o tratamento térmico:
 - entre 60 ml/min e 80 ml/min.

Dentre todas as amostras estudadas nesse trabalho, a amostra com 52 nm de espessura e tratada termicamente durante 4 horas, a 750 °C, e com um fluxo de de O₂ de 70 ml/min apresentou o menor amortecimento de Gilbert ($\alpha = (7,3 \pm 0,2) \times 10^{-4}$). Esse valor é um dos menores dentre os que encontramos na literatura para filmes de YIG crescidos por *sputtering*. A figura 5.13 mostra em detalhes a análise realizada nessa amostra específica, para a obtenção do amortecimento de Gilbert.

Sendo assim, após a etapa de otimização dos parâmetros de crescimento das amostras, escolhemos conduzir os estudos subsequentes (bombeamento de *spin* e efeito Hall de *spin* inverso) em amostras com:

- Espessura: 50 nm;
- Temperatura de tratamento térmico: 800 °C;
- Tempo de tratamento térmico: 4 horas;
- fluxo de O₂: 60 ml/min.

Essa escolha deveu-se não só por conta do baixo amortecimento de Gilbert que elas apresentam, mas, também, por apresentarem M_s compatível com a forma *bulk* do YIG e espessura que, acreditamos, fornecerá o maior bombeamento de *spin* e ISHE.

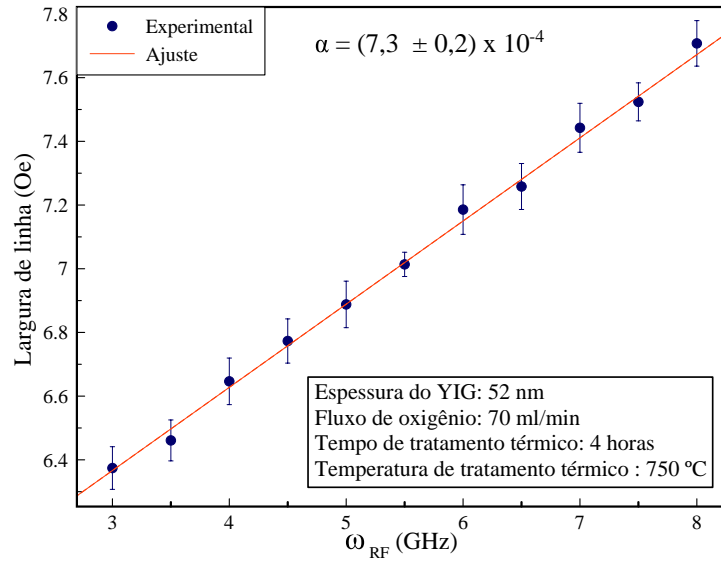


Figura 5.13: Obtenção do amortecimento de Gilbert a partir da curva das larguras de linha em função da frequência da RF (ω_{RF}). Amostra com 52 nm de espessura, tratada termicamente a 750 °C durante 4 horas com um fluxo de oxigênio de 70 ml/min.

5.2 Difração de raios X

Uma vez que obtivemos sucesso na fabricação de filmes finos de YIG com baixo amortecimento de Gilbert, é necessária uma caracterização estrutural e morfológica das amostras, para que sejam analisados seu potencial de aplicação em bombeamento de *spin* e efeito Hall de *spin* inverso. O principal interesse é analisar a orientação cristalográfica do YIG, a qual esperamos que seja um monocristal, com a mesma orientação cristalográfica do substrato de GGG, ou seja, (111). Para isso, foram feitas medidas de difração de raios X nos filmes finos tratados termicamente nas mesmas condições otimizadas nas seções anteriores.

No gráfico inserido na figura 5.14, podemos observar o padrão completo de difração de raios X de uma amostra de GGG/YIG(96 nm). Já no gráfico maior, os picos de Bragg referentes às reflexões (444) e (888) estão em destaque. Esse comportamento é similar para todas amostras de GGG/YIG, independentemente da sua espessura.

Esse comportamento é análogo ao do padrão de difração medido apenas no substrato de GGG, indicando que o YIG deve ter obtido a orientação (111). Por ter um parâmetro de rede muito próximo ao do substrato, os picos de Bragg de ambos aparecem no mesmo ângulo.

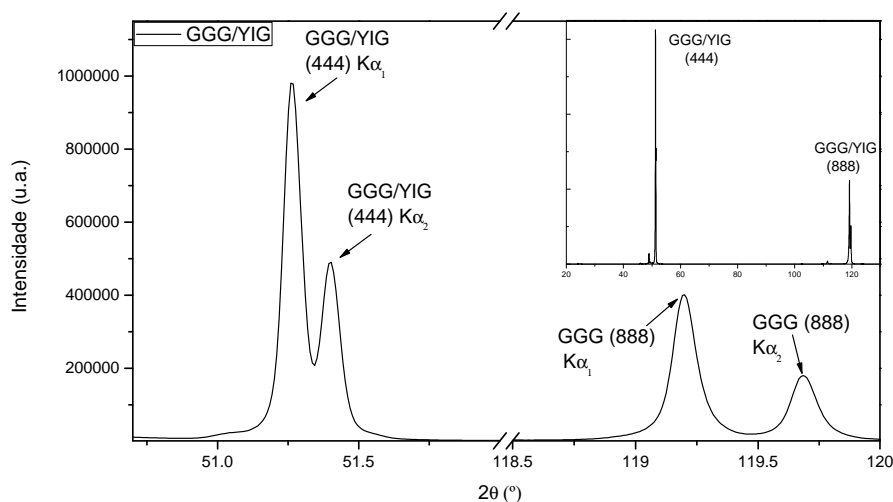


Figura 5.14: Padrão de difração de raios X no GGG/YIG. No gráfico inserido, o ângulo é variado de 20 a 130 °, enquanto no gráfico maior estão destacados os picos de Bragg referentes às reflexões (444) e (888).

Na figura 5.15, é feita uma comparação entre o padrão de difração do substrato e do substrato com o filme depositado. Este gráfico é apresentado na escala logarítmica no eixo da intensidade. É possível observar que, após a deposição e tratamento térmico, os picos referentes ao YIG podem ser identificados, embora com intensidade bem menor, em ângulos ligeiramente diferentes dos ângulos de Bragg referentes aos planos 444 do substrato.

A intensidade menor é esperada, uma vez que os filmes de YIG têm poucas dezenas de nm, enquanto os substratos têm 0,5 mm de espessura. A diferença entre os resultados obtidos nos filmes com diferentes espessuras de YIG se manifesta somente na relação de intensidade entre os picos de 444 do YIG e do GGG.

Com essa análise, é possível constatar que conseguimos formar uma fase pura de $Y_3Fe_5O_{12}$ com orientação (111). É possível observar, também, um pico indexado por um asterisco (*). Esse pico é proveniente da linha de emissão espúria do tubo de raios X, originada por uma contaminação com tungstênio (W). O comprimento de onda dos raios X oriundo da transição $L\alpha_1$ do W ($\lambda = 1.4764 \text{ \AA}$) gera um pico nesta posição.

Podemos concluir com essa análise que o filme de YIG obtido após o tratamento térmico é monocristalino e com orientação (111).

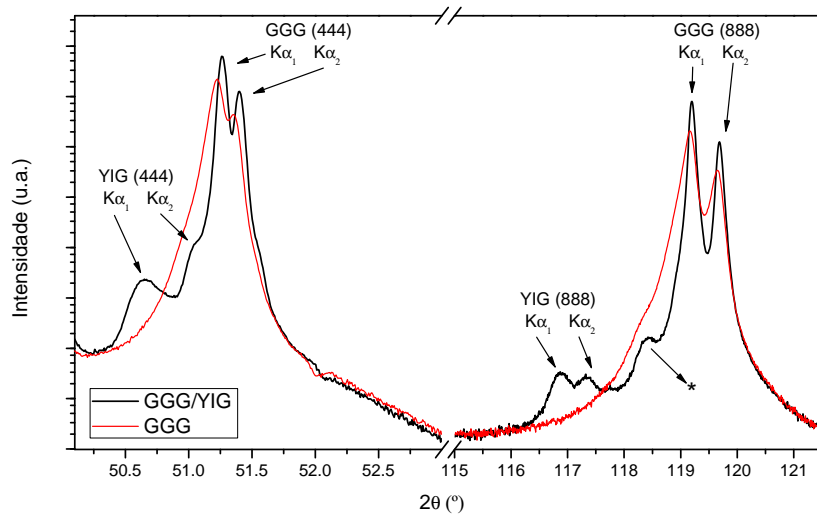


Figura 5.15: Padrão de difração de raios X nos picos de Bragg (444) e (888) do GGG e GGG/YIG. Podemos observar a separação dos picos do substrato e do filme.

5.3 Sistema YIG/Pt

A qualidade da interface YIG/X é de extrema importância para as aplicações desses sistemas em spintrônica. Por exemplo, no bombeamento de *spin*, a quantidade de momento angular transferido do FM para o NM depende criticamente desse parâmetro. Dentre os fatores que contribuem para a melhor qualidade da interface, o principal deles é a rugosidade do YIG.

As medidas de microscopia de força atômica, para obtenção dos valores de rugosidade das superfícies, foram feitas em amostras selecionadas. Essas amostras foram escolhidas por terem maior potencial para o bombeamento de *spin*. Os valores de rugosidade variaram entre 0,2 e 0,3 nm. A amostra que apresentou o menor valor de rugosidade (0,23 nm) tinha 50 nm de espessura e foi tratada termicamente durante 4 horas, a uma temperatura de 800 °C em um fluxo de 70 ml/min de oxigênio. Essa amostra foi utilizada no sistema YIG/Pt

A figura 5.16 (a) apresenta uma imagem tridimensional da superfície dessa amostra. O maior pico encontrado nessa área tem 5 nm de altura. A média das alturas dos picos (Rz) é de 0,5 nm. Na figura 5.16 (b), está representada essa mesma área em duas dimensões com escala de cores.

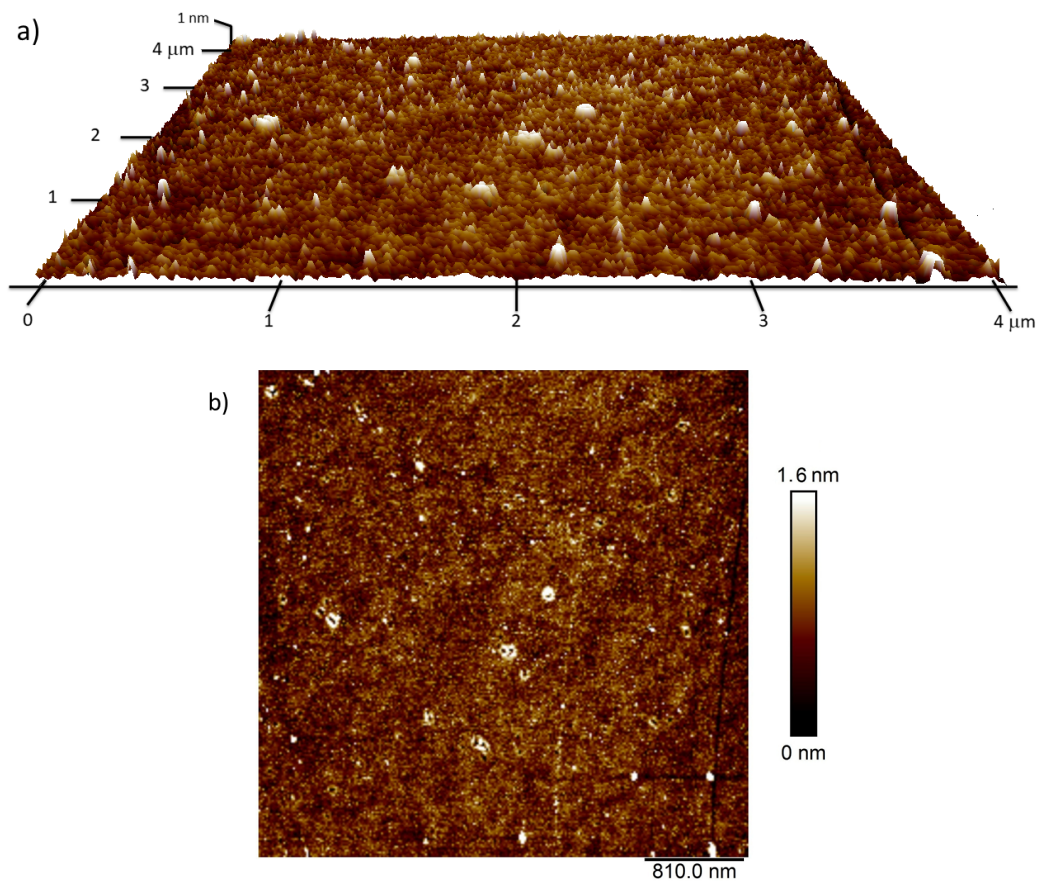


Figura 5.16: Em (a), temos a micrografia em três dimensões de uma área $4 \times 4 \mu\text{m}$. Em (b), é mostrada a mesma região, porém em duas dimensões com escala em cores.

Essa rugosidade é comparável aos resultados obtidos pelos filmes finos crescidos por PLD e *sputtering* que encontramos na literatura. Os valores encontrados nesse trabalho são bem menores que os reportados na literatura, obtidos em amostras crescidas por LPE. No entanto, há de se ressaltar que, embora comparável com a maioria dos filmes crescidos por *sputtering*, é ligeiramente maior que alguns filmes crescidos por *sputtering* em condições especiais, como o caso da geometria *off-axis* e onde é usado alvo poroso. Contudo, estamos seguros de termos conseguidos crescer filmes finos de YIG com baixa rugosidade. Isso torna viável a utilização desses filmes para bombardeamento de *spin* em materiais NM, assim como em análise de efeito Hall de *spin* inverso.

Após esta análise, o primeiro sistema escolhido para ser estudado foi o YIG/Pt, pois este já está bem descrito na literatura e permite comparações quantitativas e qualitativas.

A primeira medida feita foi a de bombeamento de *spin* para uma camada de 6 nm de

platina. A escolha da espessura foi feita com base na literatura. É amplamente conhecido que filmes de Pt com essa espessura, depositado sobre o YIG, gera um dos maiores aumentos do amortecimento de Gilbert reportados, por conta do bombeamento de *spin*.

O amortecimento de Gilbert, como nos casos anteriores, foi estimado a partir do ajuste linear das curvas da largura de linha em função da frequência da RF (ω_{RF}). As curvas medidas, tanto da amostra do filme de YIG puro quanto do sistema após ter sido depositada a Pt sobre essa mesma amostra, são apresentadas na figura 5.17. O aumento do amortecimento devido ao bombeamento de *spin* foi estimado a partir da diferença entre as estimativas dos α obtidos destas duas curvas apresentadas na figura 5.17, ou seja, do filme de YIG puro e após a deposição do filme Pt sobre este mesmo filme de YIG.

A adição de Pt à amostra aumentou o amortecimento de Gilbert de $\alpha = (1,61 \pm 0,06) \times 10^{-3}$ para $\alpha = (2,27 \pm 0,09) \times 10^{-3}$, sendo assim um $\alpha_{bs} = 0,66 \times 10^{-3}$. Esse aumento é de mesma ordem dos obtidos por filmes finos crescidos por *sputtering*, indicando a qualidade do nosso sistema, porém ligeiramente menor dos que os obtidos em sistemas crescidos por *sputtering off-axis*, muito provavelmente pela qualidade da interface entre o YIG e a Pt.

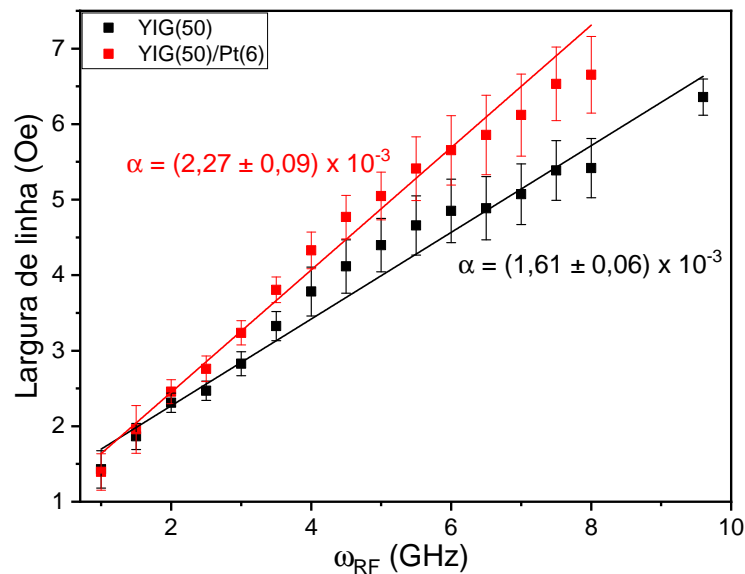


Figura 5.17: Largura de linha em função da frequência. O aumento do amortecimento de Gilbert se dá pelo mecanismo extrínseco do bombeamento de *spin*.

Nessa mesma amostra, foi medido o efeito Hall de *spin* inverso. A frequência utilizada para excitar a ressonância foi de 5,0 GHz, a modulação da intensidade da RF foi de 3,0 kHz

e a resistência do sistema todo tinha 88Ω . A medida do sinal do ISHE está apresentado na figura 5.18 na parte inferior.

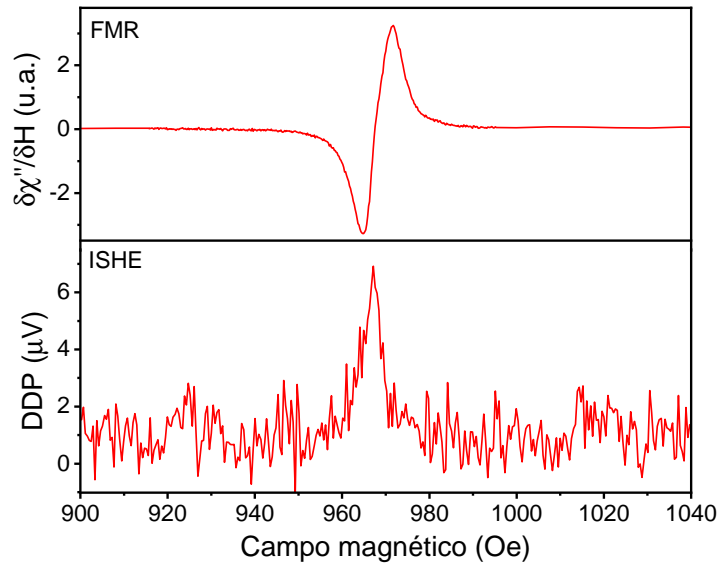


Figura 5.18: Em cima, a ressonância ferromagnética. Em baixo, a diferença de potencial gerada pelo ISHE. Ambos em função do campo magnético aplicado.

Aqui existem dois pontos a serem destacados. O primeiro é que essa medida só gera resultados caso o YIG esteja injetando uma corrente pura de *spin* (nesse caso por bombeamento de *spin*) na platina. Então, como podemos ver na parte inferior da figura 5.18, a diferença de potencial devido ao acúmulo de *spin* nas bordas da platina ocorre, justamente, quando o sistema está em ressonância (parte de cima da figura 5.18), ou seja, essa medida confirma o bombeamento de *spin*.

O segundo ponto a ser destacado é o resultado dessa medida, no qual a diferença de potencial aferida é de aproximadamente $6 \mu\text{V}$, que é da mesma magnitude dos valores encontrados na literatura para sistemas YIG/Pt crescidos por *sputtering*.

Esse estudo confirma que, tanto nosso sistema de fabricação de amostra (deposição e tratamento térmico) quanto os nossos equipamentos de medidas, são eficientes e bem sucedidos, deixando evidente a possibilidade de estudar e desenvolver novos sistemas.

5.4 Sistema YIG/CuBi

O segundo sistema estudado nesse trabalho foi o YIG/CuBi, que foi pouco explorado na literatura e apresenta grande potencial para aplicações em spintrônica.

Para deposição do filme fino de cobre dopado com bismuto, foi utilizado um alvo puro de cobre, já desgastado pelo processo de *sputtering*. Quando um alvo é bastante usado para deposição fica evidente uma região anelar desgastada. Nessa região, foi feita uma análise quantitativa da área desgastada. Foram, então, introduzidas nessa região anelar pequenas esferas de bismuto que servirão de impurezas em nossos filmes finos. A área da seção reta das esferas de bismuto representam, aproximadamente, 0,5 % da região onde o plasma fica confinado, ou seja, da região que vai ser depositada no filme fino. Por isso, o filme depositado deverá ter uma dopagem de bismuto dessa mesma ordem. A figura 5.19 mostra o alvo de cobre dopado com bismuto. Nesta figura, as esferas de bismuto estão circuladas em azul para melhor visualização.



Figura 5.19: Alvo de cobre dopado com esferas de bismuto. As esferas de bismuto estão circuladas em azul para facilitar a visualização

Após o crescimento do filme fino de cobre dopado com bismuto, é preciso saber a quantidade de dopagem de bismuto no filme fino. Para tanto, foram realizadas medidas de fluorescência de raios X.

Na figura 5.20 parte superior, podemos observar os picos com o comprimento de onda característico referente à linha de emissão L_α do Bi e à K_β do cobre. Na parte inferior, temos as transições M_α e M_β do bismuto. Relacionando a intensidade dos picos obtidos, fomos capazes de quantificar a proporção de bismuto em relação ao cobre. O filme fino tem 99,73% de cobre, enquanto o bismuto representa 0,27%. Essa proporção é bem próxima à prevista pela relação entre as áreas do alvo de *sputtering*.

Essa dopagem encontrada está dentro da região prevista para o efeito Hall de *spin* gigante previsto teoricamente. Sendo assim, podemos estudar o bombeamento de *spin* no sistema YIG/CuBi, que consistem em uma camada de CuBi com 6 nm depositados, sobre 50 nm de YIG, previamente tratado termicamente durante 4 horas, a uma temperatura de 800 °C, em um fluxo de oxigênio de 60 ml/min.

A figura 5.21 compara a dependência de $\Delta H \times \omega_{RF}$ para o caso do filme de YIG puro com o caso do CuBi depositado sobre esse mesmo filme de YIG. Como pode ser verificado, existe um aumento evidente da inclinação da reta que ajusta os dados referentes à amostra acoplada ao CuBi, ou seja, existe um expressivo aumento do amortecimento de Gilbert (α).

De fato, a adição da camada de cobre com impurezas de bismuto aumentou o amortecimento de Gilbert de $\alpha_{YIG} = (1,06 \pm 0,08) \times 10^{-3}$ $\alpha_{YIG/CuBi} = (1,99 \pm 0,06) \times 10^{-3}$. Com isso, podemos estimar o aumento do amortecimento devido ao bombeamento de *spin* como sendo a diferença entre esses valores, ou seja, $\alpha_{bs} = \alpha_{YIG/CuBi} - \alpha_{YIG}$. Isso nos diz que o bombeamento de *spin* contribui com $\alpha_{bs} = 0,93 \times 10^{-3}$ ao amortecimento total. Esse valor obtido corresponde a um aumento de cerca 80% do valor original do amortecimento.

Ainda não foram apresentadas na literatura medidas de aumento do amortecimento de Gilbert induzido pelo bombeamento de *spin* para cobre com impurezas de bismuto. Porém, comparando a nossa medida com a do sistema acoplado à platina, esse sistema apresenta um amortecimento de Gilbert 40% maior. É válido ressaltar que a platina é um dos materiais (puros) que apresenta o maior aumento do amortecimento de Gilbert quando acoplado a um FM.

Infelizmente, não foi possível medir o ISHE devido ao curto tempo de oxidação do cobre, formando, assim, uma camada não condutora na superfície do filme fino.

Esse resultado experimental, além de inédito, abre diversas possibilidades de aplicação

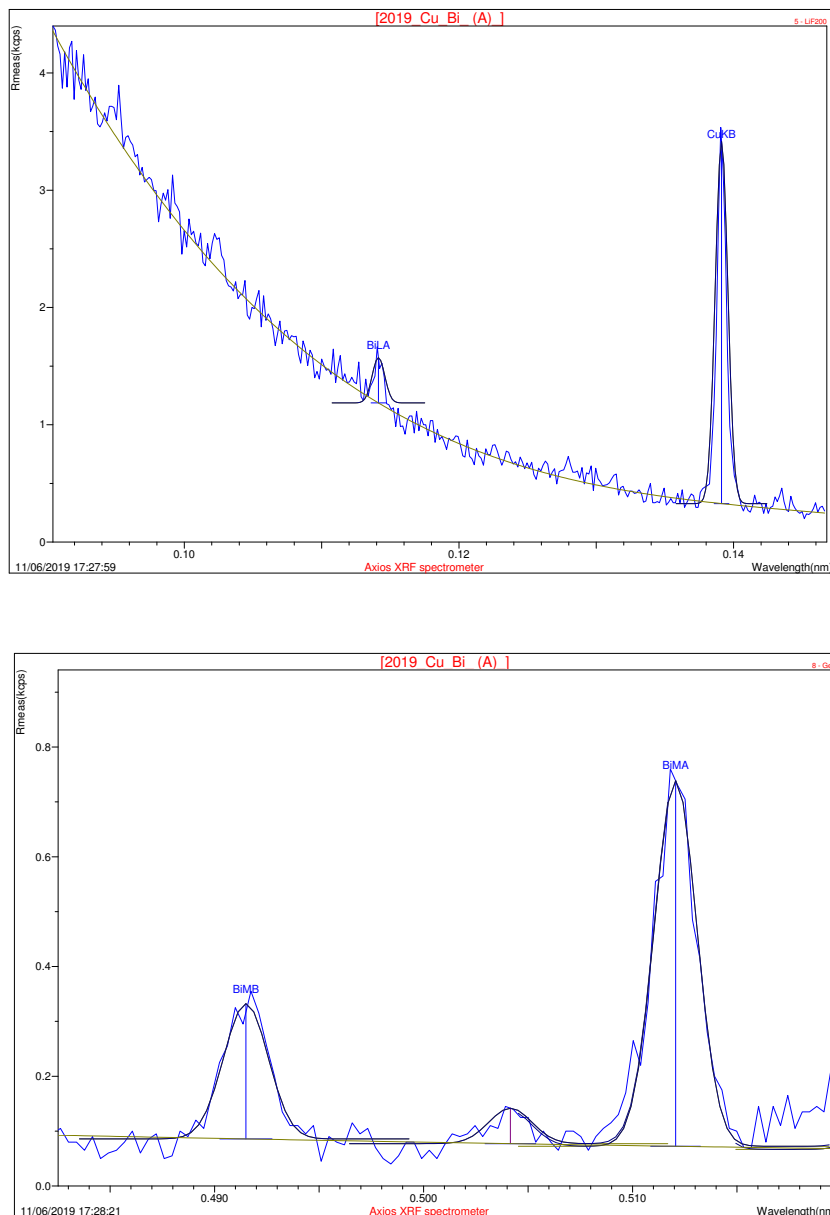


Figura 5.20: Fluorescência de raios X. Em cima, temos os picos das transições L_{α} do Bi e da K_{β} do cobre. Embaixo, são apresentadas as transições M_{α} e M_{β} do bismuto

desse sistema, sendo uma delas a medição do efeito Hall de *spin* diretamente via dicroísmo circular magnético com luz síncrotron, que foi uma das motivações iniciais desse trabalho e deverá ser feita em nossos trabalhos futuros.

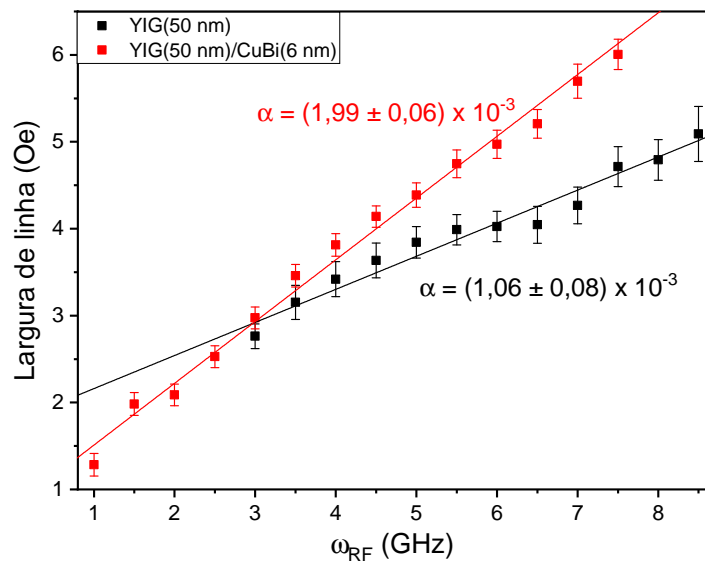


Figura 5.21: Largura de linha em função da frequência. O aumento do amortecimento de Gilbert se dá pelo mecanismo extrínseco do bombeamento de *spin*.

Capítulo 6

Conclusões

Esta dissertação constou do estudo das propriedades magnéticas e estruturais do YIG, principalmente na otimização dos parâmetros de crescimento e tratamento térmico dos filmes. Nas propriedades magnéticas, foi investigada a dependência do termo de dissipação de Gilbert com as condições de deposição e tratamento térmico, do bombeamento de *spin* e medidas de efeito Hall de *spin* inverso em filmes de YIG/X.

A partir das medidas de difração de raios X, rugosidade por microscopia de força atômica e de ressonância ferromagnética, concluímos que conseguimos produzir exitosamente filmes finos de YIG monocristalinos e com uma única fase magnética de forma reprodutiva. Os resultados obtidos estão em excelente acordo quando comparados com os resultados reportados na literatura. O menor amortecimento de Gilbert encontrado foi $\alpha = (7,3 \pm 0,2) \times 10^{-4}$. Esta amostra tem 50 nm de espessura e foi tratada termicamente durante 4 horas a uma temperatura de 750 °C com um fluxo de O₂ de 70 ml/min. Esse valor de amortecimento de Gilbert é um dos menores encontrados na literatura.

Os resultados obtidos para magnetização de saturação pelo ajuste da equação de Kittel e pelas medidas de magnetometria mostram valores muito próximos e apresentam o mesmo comportamento geral. Além disso, as coercividades obtidas das curvas de histerese destes filmes foram menores que 1 Oe, mostrando que o material é extremamente macio do ponto de vista magnético.

As rugosidades medidas por microscopia de força atômica apresentaram valores entre 0,2 e 0,3 nm, garantindo a possibilidade da utilização desses filmes para dispositivos spintrônicos e certificando a qualidade da superfície do filme.

O bombeamento de *spin* do YIG para platina atuou como um mecanismo extrínseco para o aumento do amortecimento de Gilbert. O amortecimento de Gilbert gerado pelo bombeamento de *spin* foi $\alpha_{sp} = 6,6 \times 10^{-4}$. Também foi possível medir uma diferença de potencial de aproximadamente $6 \mu\text{V}$, a partir da deflexão dos elétrons da corrente pura de *spin* gerada pelo bombeamento do YIG na platina. Ambos valores encontrados estão em pleno acordo com a literatura.

No sistema YIG/CuBi, o aumento do amortecimento de Gilbert gerado pela adição da camada de cobre dopado com bismuto, onde a dopagem de bismuto no cobre representa 0,27%, foi $\alpha_{sp} = 9,3 \times 10^{-4}$. Esse aumento gigante obtido pela camada de cobre dopado com bismuto somente fora previsto teoricamente, sendo esta a primeira confirmação experimental. Além disso, esse resultado abre possibilidades da utilização desse sistema no estudo dos efeitos Hall de *spin* direto e inverso em novos dispositivos spintrônicos.

Capítulo 7

Perspectivas para trabalhos futuros

- Estudar o efeito Hall de *spin* inverso no sistema YIG/CuBi
- Estudar o efeito Seebeck de *spin* no sistema YIG/CuBi
- Estudar o sistema YIG/CuBi com outras dopagens.
- Aprimorar a parte experimental do equipamento que mede ISHE, principalmente no que concerne aos contatos na amostra que causam uma grande resistência elétrica.
- Estudar o bombeamento de *spin* para outros NM, principalmente em outros sistemas que possuam efeito Hall de *spin* gigante devido as impurezas, bem como o ISHE e efeito seebeck de *spin*.
- Estudar, de forma sistemática, a rugosidade do YIG em função dos parâmetros de crescimento e tratamento térmico.
- Estudar efeitos de proximidade
- Tentar medir efeito Hall de *spin* diretamente¹¹⁵ via dicroísmo circular magnético usando luz síncrotron

Apêndices

Apêndice A

Nesse anexo, pretendemos, a partir da equação de Landau-Lifshitz (2.7), mostrar que a magnetização do macrospin do sistema pode ser escrita na forma da equação 2.14.

Para isso, partindo da equação de Landau-Lifshitz (2.7), temos:

$$\frac{\partial \vec{M}_s}{\partial t} = \frac{\partial(\vec{M}_0 + \vec{m}(t))}{\partial t} = \frac{\partial \vec{M}_0}{\partial t} + \frac{\partial \vec{m}(t)}{\partial t} = \frac{\partial \vec{m}(t)}{\partial t} = -\gamma \vec{M}_s \times \vec{H}_0 \quad (\text{A.1})$$

$$\frac{\partial \vec{m}}{\partial t} = -\gamma \vec{M}_s \times \vec{H}_0 \quad (\text{A.2})$$

$$\frac{\partial \vec{m}}{\partial t} = -\gamma \left[\vec{M}_0 \times \vec{H}_0 + \vec{m} \times \vec{H}_0 + \vec{M}_0 \times \vec{h} + \vec{m} \times \vec{h} \right] \quad (\text{A.3})$$

Note que o primeiro termo entre colchetes é zero, pois são produto vetorial de vetores paralelos, e o ultimo termo é o termo de segunda ordem que foi ignorado.

$$\frac{\partial \vec{m}}{\partial t} = -\gamma \left[\vec{m} \times \vec{H}_0 + \vec{M}_0 \times \vec{h} \right] \quad (\text{A.4})$$

Sendo assim, precisamos calcular os produtos vetoriais.

$$\vec{M}_0 \times \vec{h} = \begin{vmatrix} i & j & k \\ 0 & 0 & M_0 \\ h_x & h_y & 0 \end{vmatrix} = (-M_0 h_y, M_0 h_x, 0)$$

$$\vec{M}_0 \times \vec{h} = \begin{vmatrix} i & j & k \\ m_x & m_y & 0 \\ 0 & 0 & H_0 \end{vmatrix} = (m_y H_0, -m_x H_0, 0)$$

Utilizando os produtos vetoriais calculados acima, a equação A.4 fica:

$$\frac{\partial \vec{m}}{\partial t} = -\gamma \left[\left(H_0 m_y - M_0 h_y, -H_0 m_x + M_0 h_x, 0 \right) \right] \quad (\text{A.5})$$

$$\vec{m} = \int \left(-\gamma H_0 m_y + \gamma M_0 h_y \right) \hat{x} dt + \int \left(\gamma H_0 m_x - \gamma M_0 h_x \right) \hat{y} dt \quad (\text{A.6})$$

Podemos escrever as componentes do campo AC da RF e a magnetização geradas por ela como exponenciais do tipo $e^{i\omega t}$, onde ω é a frequência de oscilação da RF. Sendo assim, a solução assume a forma:

$$\vec{m} = \left(-\frac{\gamma H_0 m_y}{i\omega} + \frac{\gamma M_0 h_y}{i\omega}, \frac{\gamma H_0 m_x}{i\omega} - \frac{\gamma M_0 h_x}{i\omega}, 0 \right) \quad (\text{A.7})$$

Sendo assim, as componentes ficam:

$$\begin{cases} i) & m_x = -\frac{\gamma H_0 m_y}{i\omega} + \frac{\gamma M_0 h_y}{i\omega} \\ ii) & m_y = \frac{\gamma H_0 m_x}{i\omega} - \frac{\gamma M_0 h_x}{i\omega} \\ iii) & m_z = 0 \end{cases} \quad (\text{A.8})$$

Substituindo *ii)* em *i)* temos:

$$m_x = -\frac{\gamma H_0}{i\omega} \left(\frac{\gamma H_0 m_x}{i\omega} - \frac{\gamma M_0 h_x}{i\omega} \right) + \frac{\gamma M_0 h_y}{i\omega} \quad (\text{A.9})$$

$$m_x = -\frac{\gamma H_0}{i\omega} \frac{\gamma H_0 m_x}{i\omega} + \frac{\gamma H_0}{i\omega} \frac{\gamma M_0 h_x}{i\omega} + \frac{\gamma M_0 h_y}{i\omega} \quad (\text{A.10})$$

$$m_x = \frac{\gamma^2 H_0^2 m_x}{\omega^2} - \frac{\gamma^2 H_0 M_0 h_x}{\omega^2} + \frac{\gamma M_0 h_y}{i\omega} \quad (\text{A.11})$$

$$m_x \left(1 - \frac{\gamma^2 H_0^2}{\omega^2} \right) = -\frac{\gamma^2 H_0 M_0 h_x}{\omega^2} - \frac{i\gamma M_0 h_y}{\omega} \quad (\text{A.12})$$

Utilizando $\gamma^2 H_0^2 = \omega_0^2$ ficamos com:

$$m_x = \frac{-\frac{\gamma^2 H_0 M_0 h_x}{\omega^2} - \frac{i\gamma M_0 \omega h_y}{\omega^2}}{1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}} \quad (\text{A.13})$$

$$m_x = \frac{-\gamma^2 H_0 M_0 h_x - i\gamma M_0 \omega h_y}{\omega^2 - \omega_0^2} \quad (\text{A.14})$$

Multiplicando e dividindo o numerador por H_0 e utilizando $\chi_0 = \frac{M_0}{H_0}$ temos :

$$m_x = \frac{\omega_0^2 \chi_0 h_x}{\omega_0^2 - \omega^2} + \frac{i\gamma \omega \chi_0 H_0}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (\text{A.15})$$

De forma análoga, substituindo i) em ii) da equação A.23, temos :

$$m_y = \frac{\gamma H_0 m_x}{i\omega} - \frac{\gamma M_0 h_x}{i\omega} \quad (\text{A.16})$$

$$m_y = -\frac{\gamma H_0}{i\omega} \left(-\frac{\gamma H_0 m_y}{i\omega} + \frac{\gamma M_0 h_y}{i\omega} \right) - \frac{\gamma M_0 h_x}{i\omega} \quad (\text{A.17})$$

$$m_y = \frac{H_0^2 \gamma^2 m_y}{\omega^2} - \frac{\gamma^2 H_0 M_0 h_y}{\omega^2} - \frac{\gamma M_0 h_x}{i\omega} \quad (\text{A.18})$$

$$m_y \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \right) = -\frac{H_0 \gamma^2 M_0 h_y}{\omega^2} - \frac{\gamma M_0 h_x}{i\omega} \quad (\text{A.19})$$

$$m_y = -\frac{H_0 \gamma^2 M_0 h_y}{\omega^2 - \omega_0^2} + \frac{i\gamma M_0 \omega h_x}{\omega^2 - \omega_0^2} \quad (\text{A.20})$$

$$m_y = \frac{i\gamma M_0 \omega}{\omega_0^2 - \omega^2} h_x + \frac{H_0 \gamma^2 M_0}{\omega_0^2 - \omega^2} h_y \quad (\text{A.21})$$

$$m_y = \frac{-i\gamma \omega \chi_0 H_0}{\omega_0^2 - \omega^2} h_x + \frac{\chi_0 \omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2} h_y \quad (\text{A.22})$$

Sendo assim, podemos identificar as componentes como:

$$\begin{cases} m_x = \chi h_x + i\vec{G}h_y \\ m_y = -i\vec{G}h_x + \chi h_y \\ m_z = 0 \end{cases} \quad (\text{A.23})$$

onde:

$$\chi = \chi_0 \frac{\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2}; \quad \vec{G} = \chi_0 \frac{\gamma\omega}{\omega_0^2 - \omega^2} \vec{H}_0; \quad \chi_0 = \frac{M_s}{H_0}; \quad \omega_0 = \gamma H_0$$

ou ainda escrever na forma vetorial da equação 2.14:

$$\vec{m} = \chi \vec{h} - i\vec{G} \times \vec{h} \quad (\text{A.24})$$

Apêndice B

Nesse anexo, será feito parte do desenvolvimento matemático para escrever as componentes do tensor susceptibilidade magnética (equação 2.13) na dependência de suas polarizações circulares à direita ou à esquerda.

Para tanto, partindo das relações:

$$i)h_+ = h_x + ih_y = h_0e^{i\omega t}; \quad ii)h_- = h_x - ih_y = h_0e^{-i\omega t} \quad (\text{B.1})$$

$$iii)m_+ = \chi_+h_+ = \chi\frac{\omega_0}{\omega_0 - \omega}; \quad iv)m_- = \chi_-h_- = \chi\frac{\omega_0}{\omega_0 + \omega} \quad (\text{B.2})$$

Somando e subtraindo as equações *i)* e *ii)*, temos:

$$2h_x = h_+ + h_- \quad (\text{B.3})$$

$$2ih_y = h_+ - h_- \quad (\text{B.4})$$

Somando e subtraindo as equações *iii)* e *iv)* temos

$$2m_x = m_+ + m_- \quad (\text{B.5})$$

$$2im_y = m_+ - m_- \quad (\text{B.6})$$

Ficamos, então, com:

$$m_x = \frac{m_+ + m_-}{2} = \chi h_x + Gh_y = \chi\frac{h_+ + h_-}{2} + iG\frac{h_+ - h_-}{2i} \quad (\text{B.7})$$

$$m_y = \frac{m_+ - m_-}{2i} = -iGh_x + \chi h_y = +G\frac{h_+ + h_-}{2i} + \chi\frac{h_+ - h_-}{2i} \quad (\text{B.8})$$

Podemos escrever então:

$$m_+ + m_- = \chi(h_+ + h_-) + G(h_+ - h_-) \quad (\text{B.9})$$

$$m_+ - m_- = G(h_+ + h_-) + \chi(h_+ - h_-) \quad (\text{B.10})$$

Somando e subtraindo as equações B.9 e B.10, obtemos:

$$m_+ = (\chi + G)h_+ \quad (\text{B.11})$$

$$m_- = (\chi - G)h_- \quad (\text{B.12})$$

com,

$$\chi + G = \frac{\chi_0(\omega_0^2 + \gamma\omega H_0)}{\omega_0^2 - \omega^2} = \frac{\chi_0}{\omega_0^2 - \omega^2}(\omega_0^2 + \omega\omega_0) = \frac{\chi_0\omega_0}{\omega_0 - \omega} = \chi_+ \quad (\text{B.13})$$

$$\chi - G = \frac{\chi_0^2(\omega^2 - \gamma\omega H_0)}{\omega_0^2 - \omega^2} = \frac{\chi_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2}(\omega^2 - \omega\omega_0) = \frac{\chi_0\omega_0}{\omega_0 + \omega} = \chi_- \quad (\text{B.14})$$

sendo assim,

$$\frac{1}{2}(\chi_+ + \chi_-) = \frac{1}{2} \frac{(\chi_0\omega_0)(\omega_0 + \omega) + \chi_0\omega_0(\omega_0 - \omega)}{(\omega_0 - \omega)(\omega_0 + \omega)} \quad (\text{B.15})$$

$$\frac{1}{2}(\chi_+ + \chi_-) = \frac{1}{2} \frac{2\chi_0\omega_0^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)} = \chi \quad (\text{B.16})$$

e

$$\frac{1}{2}(\chi_+ - \chi_-) = \frac{1}{2} \frac{(\chi_0\omega_0)(\omega_0 + \omega) - \chi_0\omega_0(\omega_0 - \omega)}{(\omega_0 - \omega)(\omega_0 + \omega)} \quad (\text{B.17})$$

$$\frac{1}{2}(\chi_+ - \chi_-) = \frac{1}{2} \frac{2\chi_0\gamma\omega H_0}{(\omega_0^2 - \omega^2)} = G \quad (\text{B.18})$$

Então as componentes do tensor susceptibilidade magnética podem ser escritas da forma:

$$G = \frac{1}{2}(\chi_+ - \chi_-) \quad (\text{B.19})$$

$$\chi = \frac{1}{2}(\chi_+ + \chi_-) \quad (\text{B.20})$$

Apêndice C

Nesse anexo, que apresenta desenvolvimento similar com o anexo A, pretendemos, a partir da equação de Landau-Lifshitz-Gilbert (2.16), mostrar que a magnetização do macrospin do sistema pode ser escrita na forma da equação 2.17.

Para tanto, partindo da equação de Landau-Lifshitz-Gilbert (2.16), temos:

$$\frac{\partial \vec{M}_s}{\partial t} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H} + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \quad (\text{C.1})$$

$$\frac{\partial \vec{m}}{\partial t} = -\gamma [\vec{m} \times \vec{H}_0 + \vec{M}_0 \times \vec{h}] - \frac{\alpha\gamma}{M_0} \vec{M} \times [\vec{m} \times \vec{H}_0 + \vec{M}_0 \times \vec{h}] \quad (\text{C.2})$$

Abrindo os produtos vetoriais ficamos com:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{m}}{\partial t} = & (-\gamma H_0 m_y + \gamma M_0 h_y - H_0 m_x \alpha \gamma + \alpha \gamma M_0 h_x) \hat{x} + \\ & + (H_0 m_x \gamma - \gamma M_0 h_x - \alpha \gamma H_0 m_y + \alpha \gamma M_0 h_y) \hat{y} \end{aligned} \quad (\text{C.3})$$

Integrando, ficamos com:

$$\begin{aligned} \vec{m} = & \left(-\frac{\gamma H_0 m_y}{i\omega} + \frac{\gamma M_0 h_y}{i\omega} - \frac{H_0 m_x \alpha \gamma}{i\omega} + \frac{\alpha \gamma M_0 h_x}{i\omega} \right) \hat{x} + \\ & + \left(\frac{H_0 m_x \gamma}{i\omega} - \frac{\gamma M_0 h_x}{i\omega} - \frac{\alpha \gamma H_0 m_y}{i\omega} + \frac{\alpha \gamma M_0 h_y}{i\omega} \right) \hat{y} \end{aligned} \quad (\text{C.4})$$

Separando em coordenadas cartesianas, temos:

$$m_x = -\frac{\gamma H_0 m_y}{i\omega} + \frac{\gamma M_0 h_y}{i\omega} - \frac{H_0 m_x \alpha \gamma}{i\omega} + \frac{\alpha \gamma M_0 h_x}{i\omega} \quad (\text{C.5})$$

$$m_y = \frac{\gamma H_0 m_x}{i\omega} - \frac{\gamma M_0 h_x}{i\omega} - \frac{H_0 m_y \alpha \gamma}{i\omega} + \frac{\alpha \gamma M_0 h_y}{i\omega} \quad (\text{C.6})$$

então:

$$m_x \left(1 + \frac{H_0 \alpha \gamma}{i\omega} \right) = -\frac{\gamma H_0 m_y}{i\omega} + \frac{\gamma M_0 h_y}{i\omega} + \frac{\alpha \gamma M_0 h_x}{i\omega} \quad (\text{C.7})$$

$$m_y \left(1 + \frac{H_0 \alpha \gamma}{i\omega} \right) = \frac{\gamma H_0 m_x}{i\omega} - \frac{\gamma M_0 h_x}{i\omega} + \frac{\alpha \gamma M_0 h_y}{i\omega} \quad (\text{C.8})$$

então:

$$m_x (i\omega + H_0 \alpha \gamma) = -\gamma H_0 m_y + \gamma M_0 h_y + \gamma \alpha M_0 h_x \quad (\text{C.9})$$

$$m_y (i\omega + H_0 \alpha \gamma) = \gamma H_0 m_x - \gamma M_0 h_x + \gamma \alpha M_0 h_y \quad (\text{C.10})$$

Sendo assim, as componentes ficam:

$$\begin{cases} i) & m_x = \frac{-\gamma H_0 m_y + \gamma M_0 h_y + \gamma \alpha M_0 h_x}{i\omega + H_0 \alpha \gamma} \\ ii) & m_y = \frac{\gamma H_0 m_x - \gamma M_0 h_x + \gamma \alpha M_0 h_y}{i\omega + H_0 \alpha \gamma} \\ iii) & m_z = 0 \end{cases} \quad (\text{C.11})$$

Substituindo *ii)* em *i)*, temos:

$$m_x = \frac{-\gamma H_0 \left[\frac{\gamma H_0 m_x - \gamma M_0 h_x + \alpha M_0 h_y}{i\omega + H_0 \alpha \gamma} \right] + \gamma M_0 h_y + \gamma \alpha M_0 h_x}{i\omega + H_0 \alpha \gamma} \quad (\text{C.12})$$

$$m_x = \frac{-\gamma^2 H_0^2 m_x + \gamma^2 H_0 M_0 h_x + i\omega \gamma M_0 h_y + i\omega \alpha \gamma H_0 h_x + \alpha^2 \gamma^2 H_0 M_0 h_x}{(i\omega + H_0 \alpha \gamma)^2} \quad (\text{C.13})$$

$$m_x (i\omega + H_0 \alpha \gamma)^2 = -\gamma^2 H_0^2 m_x + \gamma^2 H_0 M_0 h_x + i\omega \gamma M_0 h_y + i\omega \alpha \gamma H_0 h_x + \alpha^2 \gamma^2 H_0 M_0 h_x \quad (\text{C.14})$$

Fazendo $\omega_e = (1 + \alpha^2)^{\frac{1}{2}}\gamma H_0$ e $\omega_0 = \gamma H_0$

$$m_x = \frac{\gamma^2 H_0 M_0 h_x + i\omega\gamma M_0 h_y + i\omega\alpha\gamma H_0 h_x + \alpha^2 \gamma^2 H_0 M_0 h_x}{\omega_e^2 - \omega^2 + 2i\alpha\omega_0} \quad (\text{C.15})$$

$$m_x = \frac{(\gamma^2 H_0 M_0 + i\omega\alpha\gamma H_0 + \alpha^2 \gamma^2 H_0^2) h_x - (i\omega\gamma M_0) h_y}{\omega_e^2 - \omega^2 + 2i\alpha\omega_0} \quad (\text{C.16})$$

Fazendo $\chi_0 = \frac{M_0}{H_0}$, ficamos com:

$$m_x = \frac{\chi_0(\omega_0^2 + i\omega\alpha\omega_0 + \alpha^2\omega_0^2) h_x - i\chi_0(\omega\gamma H_0) h_y}{\omega_e^2 - \omega^2 + 2i\alpha\omega_0} \quad (\text{C.17})$$

$$m_x = \frac{\chi_0(\omega_e^2 + i\omega\alpha\omega_0) h_x - i\chi_0(\omega\gamma) H_0 h_y}{\omega_e^2 - \omega^2 + 2i\alpha\omega_0} \quad (\text{C.18})$$

Por outro lado, voltando nas equações C.11 e substituindo $i)$ em $ii)$, temos:

$$m_y = \frac{\gamma H_0 \left[\frac{-\gamma H_0 m_y + \gamma M_0 h_y + \alpha M_0 h_x}{i\omega + H_0 \alpha \gamma} \right] - \gamma M_0 h_x + \gamma \alpha M_0 h_y}{i\omega + H_0 \alpha \gamma} \quad (\text{C.19})$$

$$m_y = \frac{-\gamma^2 H_0^2 m_y + \gamma^2 M_0 H_0 h_y + \alpha \gamma^2 M_0 H_0 h_x + (i\omega + H_0 \alpha \gamma) [-\gamma M_0 h_x + \alpha \gamma M_0 h_y]}{(i\omega + H_0 \alpha \gamma)^2} \quad (\text{C.20})$$

$$m_y = \frac{-\gamma^2 H_0^2 m_y + \gamma^2 M_0 H_0 h_y - i\omega\gamma M_0 h_x + i\omega\alpha\gamma h_y + H_0 M_0 \alpha^2 \gamma^2 h_y}{(i\omega + H_0 \alpha \gamma)^2} \quad (\text{C.21})$$

Novamente fazendo: $\omega_e = (1 + \alpha^2)^{\frac{1}{2}}\gamma H_0$; $\omega_0 = \gamma H_0$ e $\chi_0 = \frac{M_s}{H_0}$ ficamos com:

$$m_y = \frac{\chi_0(\omega_e^2 + i\omega\alpha\omega_0) h_y - i\chi_0(\omega\gamma) H_0 h_x}{\omega_e^2 - \omega^2 + 2i\alpha\omega_0} \quad (\text{C.22})$$

Definindo:

$$\chi = \chi_0 \frac{\omega_e^2 + i\omega\alpha\omega_0}{\omega_e^2 - \omega^2 + 2i\alpha\omega_0} \quad (\text{C.23})$$

$$\vec{G} = \chi_0 \frac{\gamma\omega}{\omega_e^2 - \omega^2 + 2i\alpha\omega_0} \vec{H}_0 \quad (\text{C.24})$$

Podemos escrever o a magnetização \vec{m} da forma:

$$\vec{m} = \chi \vec{h} - i\vec{G} \times \vec{h} \quad (\text{C.25})$$

Apêndice D

Nesse apêndice, faremos os desenvolvimentos necessários para obter a função que descreve a susceptibilidade dinâmica na forma da equação 2.24.

Antes de começar o desenvolvimento, é valido ressaltar que, até agora (no apêndice anterior), utilizamos $\omega_e = (1 + \alpha^2)^{\frac{1}{2}}\gamma H_0$. Esse resultado está correto, porém não leva em consideração a geometria da amostra. De forma mais geral, esse parâmetro toma a forma:

$$\omega_e = \gamma(1 + \alpha^2)^{\frac{1}{2}} \left[\left[H_0 + (N_x - N_z)M_s \right] \left[H_0 + (N_y - N_z)M_s \right] \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{D.1})$$

Onde para um filme fino com campo aplicado tangencialmente, $N_x = N_z = 0$ e $N_y = 4\pi$. Sendo assim, temos:

$$\omega_e^2 = \gamma^2(1 + \alpha^2)H_0 \left[H_0 + 4\pi M_s \right] \quad (\text{D.2})$$

Podemos, então, começar o desenvolvimento a partir da equação 2.18, que descreve a susceptibilidade dinâmica.

$$\chi = \chi_0 \frac{\omega_e^2 + i\alpha\omega_0\omega}{\omega_e^2 - \omega^2 + 2i\alpha\omega_0\omega} \quad (\text{D.3})$$

$$\chi = \chi_0 \frac{\gamma^2(1 + \alpha^2)H_0(H_0 + 4\pi M_s) + i\alpha\gamma H_0\omega}{\gamma^2(1 + \alpha^2)H_0(H_0 + 4\pi M_s) - \omega^2 + 2i\alpha\omega_0\omega} \quad (\text{D.4})$$

$$\chi = M_s \frac{\left(1 + \alpha^2\right)\left(H_0 + 4\pi M_s\right) + \frac{i\alpha\gamma\omega}{\gamma^2}}{\left(1 + \alpha^2\right)H_0\left(H_0 + 4\pi M_s\right) - \frac{\omega^2}{\gamma^2} + \frac{2i\alpha\omega_0\omega}{\gamma^2}} \quad (\text{D.5})$$

$$\chi = M_s \frac{(1 + \alpha^2) \left(H_0 + 4\pi M_s \right) + \frac{i\alpha\omega}{\gamma}}{(1 + \alpha^2) H_0 \left(H_0 + 4\pi M_s \right) - \frac{\omega^2}{\gamma^2} + \frac{2i\alpha H_0 \omega}{\gamma}} \quad (\text{D.6})$$

$$\chi = M_s \frac{H_0 + 4\pi M_s + \alpha^2 H_0 + \alpha^2 4\pi M_s + \frac{i\alpha\omega}{\gamma}}{H_0 \left(H_0 + 4\pi M_s + \alpha^2 H_0 + \alpha^2 4\pi M_s - \frac{\omega^2}{\gamma^2 H_0} + \frac{2i\alpha\omega}{\gamma} \right)} \quad (\text{D.7})$$

$$\chi = M_s \frac{H_0 + 4\pi M_s + \alpha^2 H_0 + \alpha^2 4\pi M_s + \frac{i\alpha\omega}{\gamma}}{H_0^2 + H_0 4\pi M_s + \alpha^2 H_0^2 + \alpha^2 4\pi M_s H_0 - \frac{\omega^2}{\gamma^2} + \frac{2i\alpha\omega H_0}{\gamma}} \quad (\text{D.8})$$

$$\chi = M_s \frac{H_0 + 4\pi M_s + \alpha^2 H_0 + \alpha^2 4\pi M_s + \frac{i\alpha\omega}{\gamma}}{(1 + \alpha^2) \left[H_0 + 4\pi M_s + \frac{i\alpha\omega}{\gamma} \right] \left[H_0 + \frac{i\alpha\omega}{\gamma} \right] - \frac{\omega^2}{\gamma^2} - \frac{\omega^2 \alpha^2}{\gamma^2}} \quad (\text{D.9})$$

$$\chi = \frac{M_s \left(H_0 + 4\pi M_s + i\alpha \frac{\omega}{\gamma} \right)}{\left(H_0 + 4\pi M_s + i\alpha \frac{\omega}{\gamma} \right) \left(H_0 + i\alpha \frac{\omega}{\gamma} \right) - \left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2} \quad (\text{D.10})$$

Como a largura de linha da FMR será $\Delta H = \frac{\alpha\omega}{\gamma}$ e o campo de ressonância será $H_{res} = \frac{\omega}{\gamma}$, podemos reescrever essa expressão como:

$$\chi = \frac{M_s \left(H_0 + 4\pi M_s + i\Delta H \right)}{\left(H_0 + 4\pi M_s + i\Delta H \right) \left(H_0 + i\Delta H \right) - \left(H_{res} \right)^2} \quad (\text{D.11})$$

Referências

- [1] Alexander Makarov. Modeling of emerging resistive switching based memory cells. 1985. [x](#), [13](#)
- [2] Kuch Wolfgang. Ferromagnetic resonance (fmr). <https://www.physik.fu-berlin.de/einrichtungen/ag/ag-kuch/research/techniques/fmr/index.html>, 2019. [x](#), [17](#)
- [3] Jairo Sinova, Sergio O Valenzuela, J Wunderlich, CH Back, and T Jungwirth. Spin hall effects. *Reviews of Modern Physics*, 87(4):1213, 2015. [xi](#), [2](#), [5](#), [22](#), [24](#), [26](#)
- [4] Wei Chung Hu, Chia Hung Kao, Feng Pu Yang, Hewijin-Christine Jiau, and Kuo-Feng Ssu. Vesta: A view-based software quality assessment model for software evolution management. In *22nd International Conference on Software Engineering and Knowledge Engineering, SEKE 2010*, pages 345–348, 2010. [xi](#), [31](#)
- [5] Geoffroy Hautier, Chris Fischer, Virginie Ehlacher, Anubhav Jain, and Gerbrand Ceder. Data Mined Ionic Substitutions for the Discovery of New Compounds. *Inorganic chemistry*, (17):656–663, December 2010. [xi](#), [34](#), [35](#)
- [6] Shyue Ping Ong, William Davidson Richards, Anubhav Jain, Geoffroy Hautier, Michael Kocher, Shreyas Cholia, Dan Gunter, Vincent L. Chevrier, Kristin A. Persson, and Gerbrand Ceder. Python Materials Genomics (pymatgen): A robust, open-source python library for materials analysis. *Computational Materials Science*, 68:314–319, February 2013. [xi](#), [34](#), [35](#)
- [7] Phuoc Cao Van, Srivathsava Surabhi, Viet Dongquoc, Rambabu Kuchi, Soon-Gil Yoon, and Jong-Ryul Jeong. Effect of annealing temperature on surface morphology and

- ultralow ferromagnetic resonance linewidth of yttrium iron garnet thin film grown by rf sputtering. *Applied Surface Science*, 435:377–383, 2018. [xi](#), [xii](#), [30](#), [35](#), [36](#), [37](#)
- [8] Nathan Beaulieu, Nelly Kervarec, Nicolas Thiery, Olivier Klein, Vladimir Naletov, Hervé Hurdequint, Grégoire De Loubens, Jamal Ben Youssef, and Nicolas Vukadinovic. Temperature dependence of magnetic properties of a ultrathin yttrium-iron garnet film grown by liquid phase epitaxy: Effect of a pt overlayer. *IEEE Magnetics Letters*, 9:1–5, 2018. [xii](#), [38](#), [39](#)
- [9] MC Onbasli, A Kehlberger, DH Kim, G Jakob, M Kläui, AV Chumak, B Hillebrands, and CA Ross. Pulsed laser deposition of epitaxial yttrium iron garnet films with low gilbert damping and bulk-like magnetization. *Apl Materials*, 2(10):106102, 2014. [xii](#), [39](#), [40](#)
- [10] Biswanath Bhoi, Bosung Kim, Yongsub Kim, Min-Kwan Kim, Jae-Hyeok Lee, and Sang-Koog Kim. Stress-induced magnetic properties of pld-grown high-quality ultrathin yig films. *Journal of Applied Physics*, 123(20):203902, 2018. [xii](#), [40](#), [41](#)
- [11] HL Wang, CH Du, Y Pu, R Adur, Peter Christopher Hammel, and FY Yang. Scaling of spin hall angle in 3d, 4d, and 5d metals from y 3 fe 5 o 12/metal spin pumping. *Physical review letters*, 112(19):197201, 2014. [xii](#), [43](#), [44](#), [45](#)
- [12] Y Niimi, Y Kawanishi, DH Wei, C Deranlot, HX Yang, M Chshiev, T Valet, A Fert, and Y Otani. Giant spin hall effect induced by skew scattering from bismuth impurities inside thin film cubi alloys. *Physical review letters*, 109(15):156602, 2012. [xii](#), [3](#), [45](#), [46](#), [47](#)
- [13] Simon Hugh Lavington. *Early British computers: the story of vintage computers and the people who built them*. Manchester University Press, 1980. [1](#)
- [14] William Shockley. The theory of p-n junctions in semiconductors and p-n junction transistors. *Bell System Technical Journal*, 28(3):435–489, 1949. [1](#), [28](#)
- [15] MI Dyakonov and VI Perel. Current-induced spin orientation of electrons in semiconductors. *Physics Letters A*, 35(6):459–460, 1971. [1](#), [21](#)

-
- [16] Jagadeesh Subbaiah Moodera, Lisa R Kinder, Terrilyn M Wong, and R Meservey. Large magnetoresistance at room temperature in ferromagnetic thin film tunnel junctions. *Physical review letters*, 74(16):3273, 1995. [1](#), [29](#)
- [17] Mario Norberto Baibich, Jean Marc Broto, Albert Fert, F Nguyen Van Dau, Frédéric Petroff, P Etienne, G Creuzet, A Friederich, and J Chazelas. Giant magnetoresistance of (001) fe/(001) cr magnetic superlattices. *Physical review letters*, 61(21):2472, 1988. [1](#), [29](#)
- [18] Stuart SP Parkin. Systematic variation of the strength and oscillation period of indirect magnetic exchange coupling through the 3d, 4d, and 5d transition metals. *Physical Review Letters*, 67(25):3598, 1991. [1](#), [29](#)
- [19] Yuichiro K Kato, Roberto C Myers, Arthur C Gossard, and David D Awschalom. Observation of the spin hall effect in semiconductors. *science*, 306(5703):1910–1913, 2004. [2](#)
- [20] E Saitoh, M Ueda, H Miyajima, and G Tatara. Conversion of spin current into charge current at room temperature: Inverse spin-hall effect. *Applied physics letters*, 88(18):182509, 2006. [2](#)
- [21] A Azevedo, LH Vilela Leão, RL Rodriguez-Suarez, AB Oliveira, and SM Rezende. dc effect in ferromagnetic resonance: Evidence of the spin-pumping effect? *Journal of applied physics*, 97(10):10C715, 2005. [2](#)
- [22] K Uchida, S Takahashi, K Harii, J Ieda, W Koshibae, Kazuya Ando, S Maekawa, and E Saitoh. Observation of the spin seebeck effect. *Nature*, 455(7214):778, 2008. [2](#)
- [23] J Flipse, FL Bakker, A Slachter, FK Dejene, and BJ Van Wees. Direct observation of the spin-dependent peltier effect. *Nature nanotechnology*, 7(3):166, 2012. [2](#)
- [24] Thomas J Silva and William H Rippard. Developments in nano-oscillators based upon spin-transfer point-contact devices. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 320(7):1260–1271, 2008. [2](#)

-
- [25] Yiming Huai et al. Spin-transfer torque mram (stt-mram): Challenges and prospects. *AAPPS bulletin*, 18(6):33–40, 2008. [2](#)
- [26] JA Katine and Eric E Fullerton. Device implications of spin-transfer torques. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 320(7):1217–1226, 2008. [2](#)
- [27] JZ Sun and DC Ralph. Magnetoresistance and spin-transfer torque in magnetic tunnel junctions. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 320(7):1227–1237, 2008. [2](#)
- [28] Megha Shenoy, Grishma Jain, and Tara Parthasarathy. Indian energy policy and strategy: Pre-and post-copenhagen 2009. *International Development Policy/ Revue internationale de politique de développement*, 2(2), 2011. [2](#)
- [29] Shoun Matsunaga, Jun Hayakawa, Shoji Ikeda, Katsuya Miura, Haruhiro Hasegawa, Tetsuo Endoh, Hideo Ohno, and Takahiro Hanyu. Fabrication of a nonvolatile full adder based on logic-in-memory architecture using magnetic tunnel junctions. *Applied Physics Express*, 1(9):091301, 2008. [2](#)
- [30] Igor Žutić, Jaroslav Fabian, and S Das Sarma. Spintronics: Fundamentals and applications. *Reviews of modern physics*, 76(2):323, 2004. [2](#), [29](#)
- [31] AV Chumak, VI Vasyuchka, AA Serga, and Burkard Hillebrands. Magnon spintronics. *Nature Physics*, 11(6):453, 2015. [2](#)
- [32] VE Demidov, O Dzyapko, SO Demokritov, GA Melkov, and AN Slavin. Thermalization of a parametrically driven magnon gas leading to bose-einstein condensation. *Physical review letters*, 99(3):037205, 2007. [3](#)
- [33] Jack Bass and William P Pratt Jr. Spin-diffusion lengths in metals and alloys, and spin-flipping at metal/metal interfaces: an experimentalist’s critical review. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 19(18):183201, 2007. [3](#), [19](#)
- [34] Thomas Schneider, Alexander A Serga, Britta Leven, Burkard Hillebrands, Robert L Stamps, and Mikhail P Kostylev. Realization of spin-wave logic gates. *Applied Physics Letters*, 92(2):022505, 2008. [3](#), [30](#)

- [35] B Gu, I Sugai, T Ziman, GY Guo, N Nagaosa, T Seki, K Takanashi, and S Maekawa. Surface-assisted spin hall effect in au films with pt impurities. *Physical review letters*, 105(21):216401, 2010. [3](#)
- [36] Alexander G Gurevich and Gennadii A Melkov. *Magnetization oscillations and waves*. CRC press, 1996. [5](#)
- [37] Sergei Vasilevich Von Sovskii. *Ferromagnetic resonance: the phenomenon of resonant absorption of a high-frequency magnetic field in ferromagnetic substances*. Elsevier, 2016. [5](#)
- [38] Naoto Nagaosa, Jairo Sinova, Shigeki Onoda, AH MacDonald, and Nai Phuan Ong. Anomalous hall effect. *Reviews of modern physics*, 82(2):1539, 2010. [5](#), [22](#)
- [39] Mario Reis. *Fundamentals of magnetism*. Elsevier, 2013. [7](#)
- [40] Alexandre Medeiros Gonçalves. Dinâmica da magnetização em sistemas spintrônicos: Cofeb/mgo e py/cu/pt. 2015. [10](#), [16](#), [61](#), [65](#), [67](#)
- [41] V Korenman and RE Prange. Anomalous damping of spin waves in magnetic metals. *Physical Review B*, 6(7):2769, 1972. [13](#)
- [42] SM Rezende, RL Rodríguez-Suárez, MM Soares, LH Vilela-Leão, D Ley Domínguez, and A Azevedo. Enhanced spin pumping damping in yttrium iron garnet/pt bilayers. *Applied Physics Letters*, 102(1):012402, 2013. [13](#)
- [43] Charles Kittel, Paul McEuen, and Paul McEuen. *Introduction to solid state physics*, volume 8. Wiley New York, 1976. [16](#), [23](#)
- [44] Yaroslav Tserkovnyak, Arne Brataas, and Gerrit EW Bauer. Enhanced gilbert damping in thin ferromagnetic films. *Physical review letters*, 88(11):117601, 2002. [17](#), [21](#)
- [45] MV Costache, M Sladkov, SM Watts, CH Van Der Wal, and BJ Van Wees. Electrical detection of spin pumping due to the precessing magnetization of a single ferromagnet. *Physical review letters*, 97(21):216603, 2006. [17](#)

- [46] J Anthony C Bland and Bretislav Heinrich. *Fundamentals of Nanomagnetism*. Springer-Verlag, 2005. [17](#)
- [47] Ludo J Cornelissen, Kevin JH Peters, Gerrit EW Bauer, Rembert A Duine, and Bart J van Wees. Magnon spin transport driven by the magnon chemical potential in a magnetic insulator. *Physical Review B*, 94(1):014412, 2016. [19](#)
- [48] Yiyang Sun. *Yttrium iron garnet nano films: Epitaxial growth, damping, spin pumping, and magnetic proximity effect*. PhD thesis, Colorado State University, 2014. [19](#), [32](#)
- [49] Nevill Francis Mott. The scattering of fast electrons by atomic nuclei. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, 124(794):425–442, 1929. [21](#)
- [50] Paul Adrien Maurice Dirac. The quantum theory of the electron. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, 117(778):610–624, 1928. [21](#)
- [51] EH Hall. On a new action of the jia19flet onz electric currents. *American Journal of Mathematics*, 2(3):287–292, 1879. [22](#)
- [52] Robert Karplus and JM Luttinger. Hall effect in ferromagnetics. *Physical Review*, 95(5):1154, 1954. [22](#)
- [53] T Jungwirth, Qian Niu, and AH MacDonald. Anomalous hall effect in ferromagnetic semiconductors. *Physical review letters*, 88(20):207208, 2002. [22](#)
- [54] Jairo Sinova, Dimitrie Culcer, Qian Niu, NA Sinitsyn, T Jungwirth, and AH MacDonald. Universal intrinsic spin hall effect. *Physical review letters*, 92(12):126603, 2004. [22](#)
- [55] Neil W Ashcroft and N David Mermin. Solid state physics. 1976. [23](#)
- [56] Laurens W Molenkamp, Georg Schmidt, and Gerrit EW Bauer. Rashba hamiltonian and electron transport. *Physical Review B*, 64(12):121202, 2001. [23](#)

-
- [57] Jasprit Singh. *Modern physics for engineers*, volume 400. Wiley Online Library, 1999. [24](#)
- [58] Claude Cohen-Tannoudji, Bernard Diu, and Franck Laloë. *Quantum mechanics*. 1977. [24](#)
- [59] JE Hirsch. Spin hall effect. *Physical Review Letters*, 83(9):1834, 1999. [27](#)
- [60] Gordon Moore. Moore’s law. *Electronics Magazine*, 38(8):114, 1965. [28](#)
- [61] Peter Grünberg, R Schreiber, Y Pang, MB Brodsky, and H Sowers. Layered magnetic structures: Evidence for antiferromagnetic coupling of fe layers across cr interlayers. *Physical review letters*, 57(19):2442, 1986. [29](#)
- [62] SA Wolf, DD Awschalom, RA Buhrman, JM Daughton, S Von Molnar, ML Roukes, A Yu Chtchelkanova, and DM Treger. Spintronics: a spin-based electronics vision for the future. *science*, 294(5546):1488–1495, 2001. [29](#)
- [63] Samuel D Bader. Colloquium: Opportunities in nanomagnetism. *Reviews of modern physics*, 78(1):1, 2006. [29](#)
- [64] Josep Nogués and Ivan K Schuller. Exchange bias. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 192(2):203–232, 1999. [29](#)
- [65] William Reohr, Heinz Honigschmid, Raphael Robertazzi, Dietmar Gogl, Frank Pesavento, Stefan Lammers, Kelvin Lewis, Christian Arndt, Yu Lu, Hans Viehmann, et al. Memories of tomorrow. *IEEE circuits and devices magazine*, 18(5):17–27, 2002. [29](#)
- [66] JM Kikkawa and DD Awschalom. Resonant spin amplification in n-type gaas. *Physical Review Letters*, 80(19):4313, 1998. [29](#)
- [67] R Fiederling, M Keim, Get al Reuscher, W Ossau, G Schmidt, A Waag, and LW Molenkamp. Injection and detection of a spin-polarized current in a light-emitting diode. *Nature*, 402(6763):787, 1999. [29](#)

- [68] Y Ohno, DK Young, B al Beschoten, F Matsukura, H Ohno, and DD Awschalom. Electrical spin injection in a ferromagnetic semiconductor heterostructure. *Nature*, 402(6763):790, 1999. [29](#)
- [69] Félix Bertaut and Francis Forrat. Structure des ferrites ferrimagnetiques des terres rares. *Comptes Rendus Hebdomadaires Des Seances De L Academie Des Sciences*, 242(3):382–384, 1956. [30](#)
- [70] Jack BROWNE. To-8 yig oscillators tune from 2 to 8 ghz. *Microwaves & RF*, 49(6), 2010. [30](#)
- [71] Y Kajiwara, K Harii, S Takahashi, Jun-ichiro Ohe, K Uchida, M Mizuguchi, H Umezawa, H Kawai, Kazuya Ando, K Takanashi, et al. Transmission of electrical signals by spin-wave interconversion in a magnetic insulator. *Nature*, 464(7286):262, 2010. [30](#)
- [72] AA Serga, AV Chumak, and B Hillebrands. Yig magnonics. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 43(26):264002, 2010. [30](#)
- [73] M Arana, M Gamino, EF Silva, VMTS Barthem, D Givord, A Azevedo, and SM Rezende. Spin to charge current conversion by the inverse spin hall effect in the metallic antiferromagnet m n 2 au at room temperature. *Physical Review B*, 98(14):144431, 2018. [30](#)
- [74] Christoph Hauser, Tim Richter, Nico Homonnay, Christian Eisenschmidt, Mohammad Qaid, Hakan Deniz, Dietrich Hesse, Maciej Sawicki, Stefan G Ebbinghaus, and Georg Schmidt. Yttrium iron garnet thin films with very low damping obtained by recrystallization of amorphous material. *Scientific reports*, 6:20827, 2016. [30](#), [36](#), [39](#)
- [75] Tao Liu, Houchen Chang, Vincent Vlaminc, Yiyang Sun, Michael Kabatek, Axel Hoffmann, Longjiang Deng, and Mingzhong Wu. Ferromagnetic resonance of sputtered yttrium iron garnet nanometer films. *Journal of Applied Physics*, 115(17):17A501, 2014. [30](#), [43](#)

- [76] Rong Ma, Ming Liu, Jiannong Wang, and Hong Wang. The room temperature deposition of high-quality epitaxial yttrium iron garnet thin film via rf sputtering. *Journal of Alloys and Compounds*, 708:213–219, 2017. [30](#), [36](#)
- [77] Gerhard Winkler. *Magnetic garnets*, volume 5. Vieweg, 1981. [30](#), [33](#), [34](#)
- [78] Brandon M Howe, Satoru Emori, Hyung-Min Jeon, Trevor M Oxholm, John G Jones, Krishnamurthy Mahalingam, Yan Zhuang, Nian X Sun, and Gail J Brown. Pseudomorphic yttrium iron garnet thin films with low damping and inhomogeneous linewidth broadening. *Ieee Magnetism Letters*, 6:1–4, 2015. [33](#), [39](#)
- [79] B Bhoi, B Sahu, N Venkataramani, RPRC Aiyar, and Shiva Prasad. Preparation of low microwave loss yig thin films by pulsed laser deposition. *IEEE Transactions on Magnetism*, 51(11):1–4, 2015. [33](#), [39](#)
- [80] Debansu Roy, S Sakshath, Geetanjali Singh, Rajeev Joshi, SV Bhat, and PS Anil Kumar. Investigation on two magnon scattering processes in pulsed laser deposited epitaxial nickel zinc ferrite thin film. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 48(12):125004, 2015. [33](#)
- [81] Vinay Sharma, Jitendra Saha, Satyabrata Patnaik, and Bijoy K Kuanr. Synthesis and characterization of yttrium iron garnet (yig) nanoparticles-microwave material. *AIP Advances*, 7(5):056405, 2017. [33](#)
- [82] Sergey A Manuilov, Rickard Fors, SI Khartsev, and Alexander M Grishin. Submicron y 3 fe 5 o 12 film magnetostatic wave band pass filters. *Journal of Applied Physics*, 105(3):033917, 2009. [34](#)
- [83] Carsten Dubs, Oleksii Surzhenko, Ralf Linke, Andreas Danilewsky, Uwe Brückner, and Jan Dellith. Sub-micrometer yttrium iron garnet lpe films with low ferromagnetic resonance losses. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 50(20):204005, 2017. [36](#), [39](#)
- [84] Nicolas Thiery, Vladimir V Naletov, Laurent Vila, Alain Marty, Ariel Brenac, J-F Jacquot, Grégoire De Loubens, Michel Viret, Abdelmadjid Anane, Vincent Cros, et al.

- Electrical properties of epitaxial yttrium iron garnet ultrathin films at high temperatures. *Physical Review B*, 97(6):064422, 2018. [36](#), [39](#)
- [85] Yiyang Sun, Houchen Chang, Michael Kabatek, Young-Yeal Song, Zihui Wang, Michael Jantz, William Schneider, Mingzhong Wu, E Montoya, B Kardasz, et al. Damping in yttrium iron garnet nanoscale films capped by platinum. *Physical review letters*, 111(10):106601, 2013. [36](#), [39](#), [44](#)
- [86] O d’Allivy Kelly, A Anane, R Bernard, J Ben Youssef, C Hahn, A H Molpeceres, C Carrière, E Jacquet, C Deranlot, P Bortolotti, et al. Inverse spin hall effect in nanometer-thick yttrium iron garnet/pt system. *Applied Physics Letters*, 103(8):082408, 2013. [36](#), [39](#)
- [87] Houchen Chang, Peng Li, Wei Zhang, Tao Liu, Axel Hoffmann, Longjiang Deng, and Mingzhong Wu. Nanometer-thick yttrium iron garnet films with extremely low damping. *IEEE Magnetics Letters*, 5:1–4, 2014. [36](#), [42](#), [43](#), [78](#)
- [88] Hailong Wang. *Understanding of Pure Spin Transport in a Broad Range of Y₃Fe₅O₁₂-based Heterostructures*. PhD thesis, The Ohio State University, 2015. [36](#)
- [89] J Lustikova, Y Shiomi, Z Qiu, T Kikkawa, R Iguchi, K Uchida, and E Saitoh. Spin current generation from sputtered y₃fe₅o₁₂ films. *Journal of Applied Physics*, 116(15):153902, 2014. [36](#), [43](#), [44](#)
- [90] Vincent Castel, N Vlietstra, BJ Van Wees, and J Ben Youssef. Frequency and power dependence of spin-current emission by spin pumping in a thin-film yig/pt system. *Physical Review B*, 86(13):134419, 2012. [39](#)
- [91] P Pirro, T Brächer, AV Chumak, B Lägél, C Dubs, O Surzhenko, P Görnert, B Leven, and B Hillebrands. Spin-wave excitation and propagation in microstructured waveguides of yttrium iron garnet/pt bilayers. *Applied Physics Letters*, 104(1):012402, 2014. [39](#), [44](#)
- [92] Fengyuan Yang and P Chris Hammel. Fmr-driven spin pumping in y₃fe₅o₁₂-based structures. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 51(25):253001, 2018. [41](#), [43](#), [44](#), [79](#)

- [93] Young-Min Kang, Sung-Hun Wee, Seong-Il Baik, Seong-Gi Min, Seong-Cho Yu, Seung-Hyun Moon, Young-Woon Kim, and Sang-Im Yoo. Magnetic properties of $y_3fe_5o_{12}$ thin films prepared by the post annealing of amorphous films deposited by rf-magnetron sputtering. *Journal of applied physics*, 97(10):10A319, 2005. [42](#)
- [94] Chunhui Du, Hailong Wang, P Chris Hammel, and Fengyuan Yang. $Y_3fe_5o_{12}$ spin pumping for quantitative understanding of pure spin transport and spin hall effect in a broad range of materials. *Journal of Applied Physics*, 117(17):172603, 2015. [43](#), [44](#)
- [95] Shaozhen Li, Wei Zhang, Junjia Ding, John E Pearson, Valentine Novosad, and Axel Hoffmann. Epitaxial patterning of nanometer-thick $y_3fe_5o_{12}$ films with low magnetic damping. *Nanoscale*, 8(1):388–394, 2016. [43](#)
- [96] CL Jermain, SV Aradhya, ND Reynolds, RA Buhrman, JT Brangham, MR Page, PC Hammel, FY Yang, and DC Ralph. Increased low-temperature damping in yttrium iron garnet thin films. *Physical Review B*, 95(17):174411, 2017. [43](#)
- [97] P Hansen, P Röschmann, and W Tolksdorf. Saturation magnetization of gallium-substituted yttrium iron garnet. *Journal of Applied Physics*, 45(6):2728–2732, 1974. [42](#), [76](#), [79](#), [80](#), [82](#)
- [98] LJ Cornelissen and BJ Van Wees. Magnetic field dependence of the magnon spin diffusion length in the magnetic insulator yttrium iron garnet. *Physical Review B*, 93(2):020403, 2016. [43](#)
- [99] SR Marmion, M Ali, M McLaren, DA Williams, and BJ Hickey. Temperature dependence of spin hall magnetoresistance in thin yig/pt films. *Physical Review B*, 89(22):220404, 2014. [43](#)
- [100] Andreas Kehlberger, Ulrike Ritzmann, Denise Hinzke, Er-Jia Guo, Joel Cramer, Gerhard Jakob, Mehmet C Onbasli, Dong Hun Kim, Caroline A Ross, Matthias B Jungfleisch, et al. Length scale of the spin seebeck effect. *Physical review letters*, 115(9):096602, 2015. [43](#)

- [101] Z Qiu, Kazuya Ando, K Uchida, Y Kajiwara, R Takahashi, H Nakayama, T An, Y Fujikawa, and E Saitoh. Spin mixing conductance at a well-controlled platinum/yttrium iron garnet interface. *Applied Physics Letters*, 103(9):092404, 2013. [44](#)
- [102] Martin Gradhand, Dmitry V Fedorov, Peter Zahn, and Ingrid Mertig. Spin hall angle versus spin diffusion length: Tailored by impurities. *Physical Review B*, 81(24):245109, 2010. [44](#), [47](#)
- [103] Ingrid Mertig. Transport properties of dilute alloys. *Reports on Progress in Physics*, 62(2):237, 1999. [44](#)
- [104] Peter Zahn, Jörg Binder, and Ingrid Mertig. Impurity scattering and quantum confinement in giant magnetoresistive systems. *Physical Review B*, 68(10):100403, 2003. [44](#)
- [105] Martin Gradhand, Dmitry V Fedorov, Peter Zahn, and Ingrid Mertig. Fully relativistic ab initio treatment of spin-flip scattering caused by impurities. *Physical Review B*, 81(2):020403, 2010. [44](#)
- [106] Martin Gradhand, Michael Czerner, Dmitry V Fedorov, Peter Zahn, Bogdan Yu Yavorsky, László Szunyogh, and Ingrid Mertig. Spin polarization on fermi surfaces of metals by the kkr method. *Physical Review B*, 80(22):224413, 2009. [44](#), [47](#)
- [107] Martin Gradhand, Dmitry V Fedorov, Peter Zahn, and Ingrid Mertig. Extrinsic spin hall effect from first principles. *Physical review letters*, 104(18):186403, 2010. [44](#)
- [108] Takeshi Seki, Yu Hasegawa, Seiji Mitani, Saburo Takahashi, Hiroshi Imamura, Sadamichi Maekawa, Junsaku Nitta, and Koki Takanashi. Giant spin hall effect in perpendicularly spin-polarized fept/au devices. *Nature materials*, 7(2):125, 2008. [45](#)
- [109] Takashi Kimura, Y Otani, T Sato, S Takahashi, and S Maekawa. Room-temperature reversible spin hall effect. *Physical review letters*, 98(15):156601, 2007. [45](#)
- [110] Laurent Vila, Takashi Kimura, and YoshiChika Otani. Evolution of the spin hall effect in pt nanowires: size and temperature effects. *Physical review letters*, 99(22):226604, 2007. [45](#)

-
- [111] Peter M Levy, Hongxin Yang, Mairbek Chshiev, and Albert Fert. Spin hall effect induced by bi impurities in cu: Skew scattering and side-jump. *Physical Review B*, 88(21):214432, 2013. [47](#)
- [112] Dmitry V Fedorov, Christian Herschbach, Annika Johansson, Sergey Ostanin, Ingrid Mertig, Martin Gradhand, Kristina Chadova, Diemo Ködderitzsch, and Hubert Ebert. Analysis of the giant spin hall effect in cu (bi) alloys. *Physical Review B*, 88(8):085116, 2013. [47](#)
- [113] Matts Björck and Gabriella Andersson. Genx: an extensible x-ray reflectivity refinement program utilizing differential evolution. *Journal of Applied Crystallography*, 40(6):1174–1178, 2007. [52](#)
- [114] John H Scofield. Frequency-domain description of a lock-in amplifier. *American journal of physics*, 62(2):129–133, 1994. [63](#)
- [115] George T Rado. Theory of the microwave permeability tensor and faraday effect in nonsaturated ferromagnetic materials. *Physical Review*, 89(2):529, 1953. [101](#)
- [116] Alberto Passos Guimaraes. Magnetism and magnetic resonance in solids. 1998.
- [117] Hans-Andreas Engel, Bertrand I Halperin, and Emmanuel I Rashba. Theory of spin hall conductivity in n-doped gaas. *Physical review letters*, 95(16):166605, 2005.
- [118] Hiroyasu Nakayama, Kazuya Ando, Kazuya Harii, Tatsuro Yoshino, Ryo Takahashi, Yosuke Kajiwara, Ken-ichi Uchida, Yasunori Fujikawa, and Eiji Saitoh. Geometry dependence on inverse spin hall effect induced by spin pumping in ni 81 fe 19/pt films. *Physical Review B*, 85(14):144408, 2012.
- [119] William Henry Bragg and William Lawrence Bragg. The reflection of x-rays by crystals. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, 88(605):428–438, 1913.
- [120] Thomas Young. Ii. the bakerian lecture. on the theory of light and colours. *Philosophical transactions of the Royal Society of London*, (92):12–48, 1802.

- [121] Augustin Fresnel. Lettre d'augustin fresnel à françois arago sur l'influence du mouvement terrestre dans quelques phénomènes d'optique. In *Annales de chimie et de physique*, volume 9, pages 57–66, 1818.
- [122] J Samuel Smart. The néel theory of ferrimagnetism. *American Journal of Physics*, 23(6):356–370, 1955.
- [123] KP Belov, EV Talalaeva, and GA Yarkho. Magnetic properties of rare-earth iron garnets in the curie poin region. *Soviet Physics JETP*, 25(6):989–992, 1967.
- [124] Kamran Behnia and Hervé Aubin. Nernst effect in metals and superconductors: a review of concepts and experiments. *Reports on Progress in Physics*, 79(4):046502, 2016.
- [125] Charles Kittel. *Elementary solid state physics: a short course*. Wiley, 1962.
- [126] Daniel C Ralph and Mark D Stiles. Spin transfer torques. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 320(7):1190–1216, 2008.
- [127] John C Slonczewski. Current-driven excitation of magnetic multilayers. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 159(1-2):L1–L7, 1996.
- [128] Luc Berger. Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current. *Physical Review B*, 54(13):9353, 1996.
- [129] MI Dyakonov and VI Perel. Spin relaxation of conduction electrons in noncentrosymmetric semiconductors. *Soviet Physics Solid State, Ussr*, 13(12):3023–3026, 1972.
- [130] SD Bader and SSP Parkin. Spintronics. *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.*, 1(1):71–88, 2010.