



UNIVERSIDADE FEDERAL DE PERNAMBUCO
DEPARTAMENTO DE FÍSICA – CCEN
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

JOSÉ HOLANDA DA SILVA JÚNIOR

FENÔMENOS DE SPINTRÔNICA E MAGNÔNICA EM MATERIAIS
MAGNÉTICOS

RECIFE

2018

JOSÉ HOLANDA DA SILVA JÚNIOR

**FENÔMENOS DE SPINTRÔNICA E MAGNÔNICA EM MATERIAIS
MAGNÉTICOS**

Tese de Doutorado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de Pernambuco, como requisito parcial para a obtenção do Título de Doutor em Física.

Orientador: Prof. Dr. Sergio Machado Rezende

**RECIFE
2018**

Catálogo na fonte
Bibliotecária Jefferson Luiz Alves Nazareno CRB4-1758

S586f Silva Júnior, José Holanda da.
Fenômenos de spintrônica e magnônica em materiais magnéticos /
José Holanda da Silva Júnior. – 2018.
265 f., fig.: tab.

Orientador: Sergio Machado Rezende
Tese (doutorado) - Universidade Federal de Pernambuco. CCEN.
Física. Recife, 2018.
Inclui referências e apêndices.
1. Magnetismo 2. Nanotecnologia. 3. Spintrônica. 4. Rezende,
Sérgio Machado.(Orientador) II. Título.

538

CDD (22. ed.)

UFPE-FQ 2018–34

JOSÉ HOLANDA DA SILVA JÚNIOR

**FENÔMENOS DE SPINTRÔNICA E MAGNÔNICA EM
MATERIAIS MAGNÉTICOS**

Tese de Doutorado apresentada ao Programa
de Pós-Graduação em Física da Universidade
Federal de Pernambuco, como requisito par-
cial para a obtenção do Título de Doutor em
Física.

Aprovada em 20/04/2018

BANCA EXAMINADORA

Prof. Dr. Sergio Machado Rezende
(Orientador)
Universidade Federal de Pernambuco

Prof. Dr. Antonio Azevedo da Costa
(Examinador Interno)
Universidade Federal de Pernambuco

Prof. Dr. Eduardo Padrón Hernández
(Examinador Interno)
Universidade Federal de Pernambuco

Prof. Dr. Carlos Chesman de Araujo Feitosa
(Examinador Externo)
Universidade Federal do Rio Grande do Norte

Prof. Dr. Roberto Lázaro Rodríguez Suárez
(Examinador Externo)
Pontificia Universidad Católica de Chile

*À minha mãe,
mulher de princípios
divinos*

AGRADECIMENTOS

À Jesus Cristo por me amar tanto.

Agradeço de forma carinhosa a minha mãe, Maria Holanda, por me ajudar sempre, sendo acima de tudo, mãe e amiga. Aos meus irmãos que sempre me incentivaram, meu muito obrigado. A minha esposa Edvânia agradeço pela paciência e incentivo.

Especialmente agradeço ao prof. Sergio Machado Rezende pela amizade, paciência e orientação. Agradeço-lhe também pelas discussões e sugestões nos trabalhos que fizemos juntos. Para mim sempre foi muito mais que um orientador.

Agradeço ao prof. Dr. Antônio Azevedo da Costa e ao prof. Dr. Fernando Luis de Araújo Machado pela disposição e ajuda em meus experimentos. Esses sempre se mostrando a disposição em ajudar, meu muito obrigado. Agradeço de forma geral ao grupo de magnetismo por disponibilizar a infraestrutura que permitiu a realização deste trabalho. Agradeço também de forma geral, aos professores do Departamento de Física da Universidade Federal de Pernambuco pela contribuição na minha formação acadêmica. Ao chefe deste departamento, prof. Dr. Eduardo Padrón Hernández, pela forma com que mantém a organização do mesmo.

Cito com dedicatórias os colegas do laboratório de magnetismo, em especial o colega Daniel. Faço estimas também aos funcionários do Departamento de Física, pela contribuição no funcionamento dos laboratórios e da instituição como um todo. E por fim, agradeço de forma geral às agências (CNPq, CAPES, FACEPE e FINEP) que dão apoio financeiro e reconhecimento ao Programa de Pós-Graduação em Física da UFPE.

RESUMO

A spintrônica e a magnônica são áreas de desenvolvimento recente que se tornaram muito importantes na física da matéria condensada, em particular, no magnetismo. Um fenômeno que estudamos nesta tese foi o comportamento da precessão da magnetização de materiais magnéticos, quando excitada por micro-ondas na faixa de alguns GHz. Para isso montamos a técnica de ressonância ferromagnética de banda larga com linha de fita, de forma que pudemos fazer os mais diversos experimentos. Em particular pudemos variar a frequência em um intervalo considerável (1-10 GHz) dependendo do material. Estudamos também fenômenos envolvendo a conversão de corrente de spin em corrente de carga em bicamadas ferromagnética(FM)/metal normal(MN). A geração da corrente de spin se deu através de dois processos: a precessão da magnetização (spin pumping) ou com gradiente térmico (spin Seebeck). Como resultados mais importantes citamos as medidas de spin pumping e spin Seebeck feitas simultaneamente. Mostramos que os efeitos se “somam”, além de evidenciarem que o amortecimento do material ferromagnético (FM) pode ser controlado pelo gradiente térmico. Outra demonstração importante desta tese foi mostrar que é difícil, mas possível separar o efeito spin Seebeck do efeito Nernst anômalo de um material ferromagnético metálico (FMM) usando uma estrutura do tipo FMM/AFI/MN, onde AFI se refere a um material antiferromagnético isolante que bloqueia a corrente de carga, mas permite o fluxo de corrente de spin. Para interpretar nossos dados construímos um modelo usando a equação de Boltzmann com base na função de distribuição de Fermi-Dirac e provamos que a teoria para descrever o comportamento em um material ferromagnético é similar a usada para descrever o comportamento dos mágnons em isolantes ferromagnéticos. Ressaltamos ainda que demonstramos de modo pioneiro com um experimento inovador que um material antiferromagnético produz uma corrente de spin que é detectável. Quando se estuda a física do estado sólido compreendemos as diferentes propriedades que os materiais possuem. Uma dessas características é que partículas bosônicas (mágnons, fônons, fótons, etc) podem interagir. Um dos questionamentos que se faz sobre o comportamento dessas partículas é se elas carregam consigo momento angular de spin. Estudos com fônons geraram até o momento esse questionamento. Aqui demonstramos de forma pioneira usando a conversão mágnon-fônon que o fônon possui spin. Para isso realizamos experimentos de espalhamento de luz Brillouin que mostraram que a polarização do fônon convertido é circular. Para interpretar nossos dados construímos uma teoria quântica baseada na segunda quantização que explica muito bem nossos resultados.

Palavras-chave: Spintrônica. Magnônica. Materiais magnéticos. Experimentos. Modelos.

ABSTRACT

Spintronics and magnonics are areas of recent development that have become very important in the physics of condensed matter, in particular magnetism. A phenomenon that we studied in this thesis was the behavior of the precession of magnetization of magnetic materials, when excited by microwaves in the range of some GHz. For this we set up the broadband microstrip ferromagnetic resonance technique, so that we could do the most diverse experiments. In particular we were able to vary the frequency over a considerable range (1-10 GHz) depending on the material. We also studied phenomena involving the conversion of spin current into charge current in ferromagnetic (FM)/normal metal (MN) bilayers. The generation of the spin current occurred through two processes: magnetization precession (spin pumping) or thermal gradient (spin Seebeck). The most important results are the measures of spin pumping and spin Seebeck made simultaneously. We show that the effects “add up”, besides showing that the damping of the ferromagnetic material (FM) can be controlled by the thermal gradient. Another important demonstration of this thesis was to show that it is difficult, but it is possible to separate the spin Seebeck effect from the anomalous Nernst effect of a ferromagnetic metallic (FMM) material using an FMM/AFI/MN type structure, where AFI refers to an antiferromagnetic insulation material that blocks the load current, but allows the flow of spin current. To interpret our data we construct a model using the Boltzmann equation based on the Fermi-Dirac distribution function and prove that the theory to describe behavior in a ferromagnetic material is similar to that used to describe the behavior of magnons in ferromagnetic insulation. We also point out that we have pioneered with an innovative experiment that an antiferromagnetic material produces a spin current that is detectable. When we study solid state physics we understand the different properties that materials possess. One of these characteristics is that bosonic particles (magnons, phonons, photons, etc.) can interact. One of the questions that is asked about the behavior of these particles is whether they carry angular momentum of spin. Studies with phonons have generated so far this questioning. Here we demonstrate in a pioneering way using the magneto-phonon conversion that the phonon has spin. For this we perform Brillouin light scattering experiments that showed that the polarization of the converted phonon is circular. To interpret our data we construct a quantum theory based on the second quantization that explains our results very well.

Keywords: Spintronics. Magnonic. Magnetic materials. Experiments. Models.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 – Ilustração do modo uniforme de precessão dos spins na condição de ressonância ferromagnética.	32
Figura 2 – Ilustração da dependência das partes real e imaginária das componentes do tensor susceptibilidade magnética em termos do campo aplicado (H). Adotamos $\Delta F' = (2/M_S)(\chi'_{xx}\chi'_{xy})$ e $\Delta F'' = (2/M_S)(\chi''_{xx}\chi''_{xy})$. Adotamos também um campo de ressonância típico de 1,2 kOe e variamos o coeficiente de amortecimento de valores $\alpha = 0,01; 0,02$ e $0,03$	37
Figura 3 – Variação da largura de linha em função da frequência de microondas, usando os seguintes parâmetros: $\gamma = 2\pi \times 2,8$ GHz/kOe, $\Delta H_0 = 2$ Oe e $\alpha = 0,01; 0,02$ e $0,06$	38
Figura 4 – Amostras em formas diferentes para estudo em ressonância ferromagnética: (a) elipsoide com eixos principais paralelos as coordenadas x, y e z ; (b) filme ferromagnético em um arranjo que evidencia o sistema de coordenadas x, y e z adotado para se obter a equação de Kittel.	40
Figura 5 – Sistema de coordenadas adotado para descrever os eixos do filme de espessura t_{FM} . O filme está com um campo magnético dc aplicado ($\vec{H}$) na direção $\hat{z}$, que é a direção que define o equilíbrio $\vec{M}_S$. O ângulo ϕ_k é definido pelo vetor de onda $\vec{k}$ e o eixo $\hat{z}$	44
Figura 6 – Sistema de coordenadas adotado para descrever os eixos do filme de espessura t_{FM} . O filme está com um campo magnético DC aplicado ($\vec{H}$) na direção $\hat{z}$, que é a direção que define $\vec{M}_S$. As correntes $\vec{I}_S^{pump} = \vec{I}_S^p$ e $\vec{I}_S^{back} = \vec{I}_S^b$ são as correntes de spin bombeada (p) e de volta (b), respectivamente.	50
Figura 7 – Diagrama de bloco simplificado da montagem de ressonância ferromagnética de banda larga.	59
Figura 8 – Esquema do circuito RLC com fonte alternada.	60
Figura 9 – Calibração da amplitude do campo de modulação em função da corrente pico-a-pico nas bobinas.	62
Figura 10 – Linha de transmissão microstrip: (a) Geometria. (b) Linhas de campos magnético e elétrico.	63
Figura 11 – Esquema da microstrip para analisar os campos.	64
Figura 12 – Calibração da linha de fita usando o Vector Network Analyzer (VNA). . . .	67

Figura 13 – Ilustração da linha de fita usada nas medidas do espectrômetro de FMR. Sobre a linha de fita é colocada a amostra do material ferromagnético.	69
Figura 14 – Características da ressonância ferromagnética (FMR) de um filme YIG de 50 nm de espessura. Sinais de derivadas da absorção de FMR em função do campo magnético H medidos nas frequências indicadas pelos números em GHz e potência constante de 5 mW.	70
Figura 15 – Dados das medidas de FMR de um filme de YIG de 50 nm. (a) Dependência da frequência de FMR em função do campo de ressonância e ajuste com a equação de Kittel; (b) Dependência da frequência da largura de linha.	71
Figura 16 – Dados das medidas de FMR de um filme de YIG de 2 μm sem modulação em campo magnético medida via nanovoltímetro.	72
Figura 17 – Dados das medidas de FMR de um filme de YIG de 2 μm com modulação em campo magnético medida via lock-in.	73
Figura 18 – Sinal de ressonância ferromagnética (FMR) de um filme de Py de 10 nm de espessura.	74
Figura 19 – Medidas de spin pumping na bicamada YIG(6 μm)/Pt(4 nm), mostrando que o spin pumping desaparece para frequências inferiores a 3 GHz.	76
Figura 20 – Medidas de spin pumping nas bicamadas: (a) em YIG(6 μm)/IrMn(4 nm) e (b) em YIG(6 μm)/Ta(2 nm). Essas medidas mostram que o spin pumping desaparece para frequências inferiores a 3 GHz.	77
Figura 21 – Esquema para ilustrar uma bicamada isolante ferromagnética(FMI)/camada metálica (ML) usada para investigar o efeito spin Seebeck longitudinal. (a) Ilustra a conversão de corrente de spin em corrente de carga pelo efeito spin Hall inverso na ML. (b) Eixos das coordenadas usados para calcular as correntes de spin geradas por um gradiente de temperatura perpendicular ao plano da bicamada [47].	85
Figura 22 – (a) Um esboço da configuração experimental e posição da amostra, usada nas medidas simultâneas do SPE e do SSE em bicamadas FMI/ML, como YIG/Pt e YIG/IrMn. (b) e (c) Esboços mostrando as estruturas YIG/ML e os eletrodos utilizados para medir a tensão DC devido à corrente de carga na camada metálica resultante da conversão pelo ISHE das correntes de spin geradas pelo spin pumping e por um gradiente térmico na camada FMI.	95

- Figura 23** – (a) A absorção de FMR da bicamada YIG/Pt representada pela tensão do detector em relação ao campo magnético H , medida nas frequências indicadas em GHz e potência incidente constante de 20 mW. (b) Os símbolos representam a frequência de micro-ondas medida em relação ao valor do campo no pico do sinal FMR. A linha sólida é um ajuste da equação de Kittel para a frequência FMR. O gráfico inserido mostra a derivada da absorção de um modo magnetostático medido a 3,0 GHz em $\Delta T = 0$. O ajuste foi feito usando a equação 2.61. 96
- Figura 24** – (a) Tensão de spin pumping na bicamada YIG/Pt versus campo magnético H medido nas frequências indicadas em gigahertz com potência de micro-ondas de entrada de 20mW e $\Delta T = 0$. A inserção mostra a dependência linear da tensão de pico SPE (V_{SPE}) em função da potência medida em 3,5 GHz. (b) Tensão spin Seebeck longitudinal (V_{LSSE}) em função do campo magnético para $\Delta T = +4$ K e $\Delta T = +10$ K. A inserção mostra os valores de V_{LSSE} medidos em $H = \pm 1,0$ kOe para várias diferenças de temperatura. (c) e (d) Tensão $V = V_{SPE} + V_{LSSE}$ em função do campo magnético com potência de micro-ondas de 20 mW para várias frequências (indicadas em gigahertz), medidas com $\Delta T = -4$ K e $\Delta T = +4$ K. 98
- Figura 25** – Dependências de campo das tensões da bicamada YIG/IrMn produzidas simultaneamente pelos efeitos spin pumping e spin Seebeck com potência de micro-ondas de 20 mW nas frequências indicadas em gigahertz e (a) $\Delta T = -4$ K e (b) $\Delta T = +4$ K. 99
- Figura 26** – (a) A absorção FMR da bicamada YIG/Pt expressa pela tensão do detector em relação ao campo magnético H medido nas frequências indicadas em gigahertz e potência de entrada constante de 20mW para $\Delta T = 0$ [curva preta, o mesmo que na **Figura 23 (a)**], para $\Delta T = -4$ K (curva azul) e para $\Delta T = +4$ K (curva vermelha). (b) A tensão medida em YIG/IrMn do spin pumping com 3 GHz e 20 mW para $\Delta T = 0$, $\Delta T = -4$ e $\Delta T = +10$ K. (c) e (d) As largura de linha FMR versus diferença de temperatura medida em YIG/Pt e YIG/IrMn com 3 e 5 GHz. 101
- Figura 27** – Curvas de histereses de NiO/Py medida por MOKE. (a) Laço simétrico medido para $\phi = 90^\circ$; (b) Laço deslocado por $H_{EB} = 48,2$ Oe medido com $\phi = 0^\circ$ 106
- Figura 28** – (a)-(e) Tensão ANE como função do campo magnético com $\Delta T = 10$ K, para diferentes ângulos ϕ como indicado; (f) Tensão ANE como função da diferença de temperatura para o campo magnético fixo ($H = \pm 800$ Oe). . . 107

- Figura 29** – (a) Tensão ANE como uma função do ângulo do campo aplicado para campo fixo de $H = 800$ Oe e uma diferença de temperatura de $\Delta T = 10$ K; (b) Campo de exchange bias na amostra de NiO/Py como uma função do ângulo ϕ , obtidos de medidas de curvas de histereses e ANE. 108
- Figura 30** – Ilustração de um material ferromagnético metálico (FMM)/metal normal (MN) e os eixos das coordenadas utilizadas para formular o modelo teórico para o efeito spin Seebeck longitudinal [22]. 111
- Figura 31** – (a) Ilustração esquemática da amostra de Py usada para medir a tensão ANE. Todas as medidas foram feitas com a camada de Py de 30 nm de espessura. (b) Variação com campo magnético da tensão ANE. ΔT positivo corresponde ao módulo Peltier mais quente que o substrato de Si. (c) Tensão ANE versus diferença de temperatura medida com $H = 0,5$ kOe em duas direções de campo. (d) Variação da tensão ANE em função do ângulo do campo magnético ϕ medido com $H = 0,5$ kOe e $\Delta T = +12$ K. A curva sólida é um ajuste com $A \cos \phi$ 117
- Figura 32** – (a) Ilustração esquemática da estrutura para medir as tensões geradas em Si/Py(30 nm)/NiO/Pt pelo ANE e pelo LSSE. (b) Variação com campo magnético da tensão ANE medida na camada de Py. ΔT positivo corresponde à camada de Pt mais quente que a de Py. (c) Tensão ANE versus diferença de temperatura medida com $H = 0,5$ kOe em duas direções de campo. (d) Variação da tensão ANE em função do ângulo do campo magnético ϕ medido com $H = 0,5$ kOe e $\Delta T = +12$ K. Curva sólida é um ajuste com $A \cos \phi$ 118
- Figura 33** – (a) e (b) Variação com campo magnético da tensão DC ISHE-LSSE medida na camada de Pt criada pelo efeito spin Seebeck longitudinal na camada de Py. (c) Variação da tensão LSSE em função da diferença de temperatura na camada de Pt medida com $H = 0,5$ kOe em duas direções de campo. (d) Variação da tensão LSSE com o ângulo do campo magnético ϕ medido com $H = 0,5$ kOe e $\Delta T = +12$ K. Curva sólida é um ajuste com $A \cos \phi$. . . 120

- Figura 34** – (a) Variação com diferença de temperatura da tensão ANE medida na camada de Py na amostra tricamada Py (30 nm)/NiO (5 nm)/Ta (6 nm) com $H = 0,5$ kOe em duas direções de campo. (b) Variação com campo magnético da voltagem LSSE medida na camada de Ta criada pelo efeito Seebeck de spin na camada de Py para quatro valores de ΔT como indicado. (c) Variação com diferença de temperatura da tensão LSSE na camada de Ta medida com $H = 0,5$ kOe em duas direções de campo. (d) Variação da tensão de LSSE com o ângulo do campo ϕ medido com $H = 0,5$ kOe e $\Delta T = +12$ K. Curva sólida é um ajuste com $A \cos \phi$ 121
- Figura 35** – (a) Corrente ANE versus diferença de temperatura medida em diferentes amostras, com $H = 0,5$ kOe em duas direções de campo. (b) Corrente ANE em função da espessura da camada de Py medida com $\Delta T = +12$ K, a linha sólida é um ajuste com uma função linear. A inserção mostra a resistência medida das camadas de Py e um ajuste com A/t_{Py} . (c) Corrente LSSE versus diferença de temperatura medida nas amostras com $H = 0,5$ kOe em duas direções de campo. (d) Os símbolos representam a variação com a espessura da camada de Py da corrente de LSSE medida com $\Delta T = +12$ K, enquanto a linha sólida é um ajuste com a equação 3.84. 123
- Figura 36** – (a) Ilustração da célula unitária do NiO. Os pequenos círculos amarelos representam íons O^{-2} e os grandes círculos azuis e vermelhos representam os íons Ni^{+2} com spins opostos. (b) Relações de dispersão de Mágnon em NiO antiferromagnético a $T = 300$ K perto do centro da zona de Brillouin, mostrando a separação das frequências dos modos, α (curva azul superior) e β (curva vermelha inferior). (c) Padrão de difração de raios-X da amostra Si/Py/NiO(200 nm). (d) Laços de histerese no MOKE da camada de Py em NiO (200 nm)/Py (4 nm) medido com ângulo de campo $\phi = 0$. A inserção mostra o campo de exchange bias medido em função do ângulo ϕ . A linha sólida é um ajuste com $A \cos \phi$ 128

- Figura 37** – (a) Ilustração esquemática da estrutura da amostra usada para medir as tensões geradas em NiO (200 nm)/Pt (4 nm) pelo efeito Seebeck de spin. (b) Variação com o campo magnético da tensão SSE medida na camada Pt com quatro valores da diferença de temperatura ΔT indicada. O ΔT positivo corresponde aquecer a camada Pt mais do que o substrato. (c) Tensão de SSE versus diferença de temperatura medida com $H = 0,75$ kOe em duas direções de campo. (d) Variação da tensão SSE com o ângulo do campo magnético ϕ medida com $H = 0,75$ kOe e $\Delta T = +12$ K. A curva sólida é um ajuste com $A\cos\phi$ 130
- Figura 38** – (a) Variação com o campo magnético da tensão LSSE medida na bicamada NiO (200 nm)/Ta (4 nm) com quatro valores da diferença de temperatura ΔT indicada. O ΔT positivo corresponde aquecer a camada Ta mais do que o substrato. (b) Variação da tensão LSSE com o ângulo do campo magnético ϕ medida com $H = 0,75$ kOe e $\Delta T = +12$ K. A curva sólida é um ajuste com $A\cos\phi$. (c) Dependência de campo da tensão LSSE medida na amostra NiO (200 nm)/IrMn (15 nm) com quatro valores da diferença de temperatura ΔT indicada. (d) Tensão de LSSE versus diferença de temperatura medida com $H = 0,75$ kOe em duas direções de campo. 132
- Figura 39** – (a) Variação com o campo magnético da tensão medida na amostra de NiO (200 nm)/Py (4 nm) com quatro valores da diferença de temperatura ΔT indicada. (b) Igual em (a) com zoom no eixo do campo, próximo de $H = 0$. (c) Tensão versus diferença de temperatura medida com $H = 0,75$ kOe em duas direções de campo. (d) Tensão em função do ângulo ϕ medida com $H = 0,75$ kOe e $\Delta T = +12$ K. 133
- Figura 40** – (a) Ilustração do filme ferromagnético, indicando o sistema de coordenadas, a direção do campo magnético aplicado. (b) Representação do comportamento da magnetização do filme ferromagnético. 152
- Figura 41** – Imagem ilustrativa da direção do vetor de onda $\vec{k}$ em relação ao campo magnético, enfatizando o ângulo entre eles. 156
- Figura 42** – (a) Mostra o desvio de um spin no sítio i . (b) Enfatiza o estado de vácuo para os operadores a_k e a_k^+ 183
- Figura 43** – Esquema mostrando a propagação de uma onda de spin perpendicular ao campo magnético. 187
- Figura 44** – Sistema de coordenadas usado na descrição para a propagação de uma onda elástica em uma direção arbitrária. Definimos a direção do deslocamento em t como ondas elásticas transversais e l como ondas longitudinais. 192

- Figura 45** – Curvas da relação de dispersão de ondas magnetoelásticas em um filme de YIG com propagação perpendicular ao campo magnético aplicado $H = 1,1$ k Oe. **(a)** Dispersão total com três ramos. O ramo negativo (-) corresponde fônons com polarização circularmente negativa, p (-), que possuem acoplamento insignificante com mágnons. Nos ramos positivos m e p (+) indicam as regiões onde a excitação é essencialmente um mágnon puro ou fônon (+). **(b)** Zoom da região de cruzamento mostrando a divisão das dispersões magnetoelásticas (linhas sólidas) e as dispersões mágnon e fônon puros (linhas tracejadas). 196
- Figura 46** – Relações de dispersão de ondas magnetostáticas em azul calculadas usando a equação 4.54 para o modo de volume com $n_x = 1$ e para o modo de superfície com $n_z = 1$. A curva em preto representa a expressão 4.57 usando os mesmos parâmetros considerados nas outras relações de dispersão para o filme de YIG. A reta marrom é uma representação para k constante na frequência de 3,4 GHz. 205
- Figura 47** – Relações de dispersão de ondas magnetostáticas com $\omega_H = \gamma(H + Dk^2 + H_A)$ para diferentes modos de superfície, evidenciando que para vetores de ondas grandes ($k > 10^3$ cm⁻¹) o comportamento entre modos é similar. 206
- Figura 48** – Montagem ilustrativa do aparato feito para se medir a propagação de pulsos de ondas de spin em um filme de YIG. 207
- Figura 49** – Propagação de um pulso de onda de spin no regime magnetostático. Os três sinais representam o pulso medido em tempos de atraso diferentes. 208
- Figura 50** – Dados obtidos com a propagação do pulso de onda de spin em filme de YIG, com $f = 3,4$ GHz. A propagação ocorre perpendicularmente ao campo magnético H . **(a)** Amplitude do pulso em função do tempo de atraso da onda de spin; **(b)** Amplitude em função do campo magnético uniforme (H); **(c)** Tempo de atraso do pacote de onda de spin versus campo H e comparação com valores calculados; **(d)** Número de onda resultante do ajuste feito na **Figura 50 (c)**. 209

- Figura 51** – Relação de dispersão (frequência versus número de onda k) calculada para ondas de superfície magnetostáticas (painel esquerdo) que se propagam perpendicularmente ao campo aplicado no plano do filme em uma tira de filme de YIG com espessura de $8\ \mu\text{m}$ para um campo magnético $H = 0,555\ \text{kOe}$. A velocidade de grupo do pacote de onda de spin é dada pelo gradiente na frequência $3,4\ \text{GHz}$, indicado pela linha horizontal. O painel direito mostra a relação de dispersão para números de onda maiores, onde a frequência da onda de spin e a frequência de onda elástica são semelhantes, dando origem a onda magnetoelástica. 210
- Figura 52** – Esquema da amostra com dois pequenos ímãs permanentes que criam um campo magnético não uniforme. As medidas são feitas com a aplicação de um campo uniforme H transversalmente à dimensão longa da tira de filme que se adiciona ao campo magnético dos ímãs. 211
- Figura 53** – Campo magnético dos pequenos ímãs ao longo do eixo da tira de filme. Os símbolos representam os valores medidos usando uma sonda de efeito Hall de um gaussímetro comercial montado em um sistema de translação e as curvas sólidas são ajustes polinomiais. 212
- Figura 54** – Relações de dispersão em três posições da faixa do filme de YIG, indicada em (a), mostrando o número de onda local correspondente a uma frequência $3,4\ \text{GHz}$ em cada posição, e a natureza da excitação, mágnon (m) ou fônon (f). 213
- Figura 55** – (a) Tempo de atraso medido do pacote de ondas magnetoelásticas versus campo H à frequência de $3,4\ \text{GHz}$ e comparação com valores calculados. (b) Amplitude medida do sinal do pacote de ondas magnetoelásticas detectado em relação ao campo H na frequência de $3,4\ \text{GHz}$ 214
- Figura 56** – Tempos de atraso e amplitudes medidos do pacote de ondas versus campo H à frequência de $3,4\ \text{GHz}$ e comparação com valores calculados numericamente para duas distâncias entre os dois pequenos ímãs permanentes: 26 e $32\ \text{mm}$ 215

- Figura 57** – Esquema montado usando espalhamento de luz Brillouin com resolução em vetor de onda para detecção de ondas magnetoelásticas. **(a)** Uma antena de fio fino alimentada com radiação de micro-ondas CW excita a propagação de ondas de spin na tira de filme de YIG sujeita a um campo magnético não uniforme criado por dois pequenos ímãs permanentes sobrepostos ao campo uniforme do eletroímã. Um filme metálico na parte de trás da tira do filme reflete a luz do raio laser que é espalhada pelas ondas magnetoelásticas. **(b)** Ilustração da conservação do vetor de onda no espalhamento inelástico de luz. 217
- Figura 58** – Espectros de espalhamento de luz típicos de ondas excitadas a 6,0 GHz para diferentes ângulos, com 200 varreduras, 5 ms/canal, a uma distância de 2,5 mm da antena emissora. 218
- Figura 59** – A dispersão de luz Brillouin resolvida em número de onda demonstra a conversão mágnon-fônon em um filme de YIG sob um campo magnético não uniforme. Os pontos de dados no painel principal representam as medidas do campo para a amplitude BLS máxima para cada valor do número de onda determinado pelo ângulo de incidência. A excitação de micro-ondas é feita com uma frequência de 3,4 GHz e o raio do laser é focado no meio da tira de filme de YIG sujeita a um campo magnético não uniforme criado por dois pequenos ímãs permanentes sobrepostos ao campo uniforme do eletroímã. A determinação do campo para amplitude BLS máxima é ilustrada para três valores do número de onda. As relações de dispersão correspondentes aos campos dos três pontos mostram que em M a excitação é uma onda de spin (mágnons), em MF é uma quasi-partícula mágnon-fônon híbrida e em F é um fônon puro. 219
- Figura 60** – A dispersão de luz Brillouin resolvida em número de onda analisa a polarização da luz dispersa por ondas magnetoelásticas em um filme de YIG sob um campo magnético não uniforme. Os pontos de dados no painel principal representam as medidas do campo para a amplitude BLS máxima para cada valor do número de onda das ondas resultante da excitação de micro-ondas com frequência de 6,0 GHz. O ponto M corresponde a um mágnon com $k = 2,7 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$ em $H = 1,142 \text{ kOe}$ e o ponto P corresponde a um fônon com $k = 9,7 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$ em $H = 1,052 \text{ kOe}$. O laser, com polarização na direção vertical (0 graus), é focado em um ponto na tira de filme de YIG a 2,5 mm da antena de lançamento. As inserções representam a intensidade do pico BLS medida para os pontos M e F, em código de cor polar, para o ângulo do analisador variando em passos de 30 graus. 221

- Figura 61** – Os pontos de dados representam as medidas do campo para a amplitude BLS máxima para cada valor do ângulo de incidência do laser no filme de YIG. A excitação de micro-ondas é feita com uma frequência de 6,0 GHz e potência de 60 mW, com o raio do laser focado em um ponto a 2,5 mm de distância da antena de excitação. Uma vez que a tira de filme de YIG está sujeita a um campo magnético não uniforme criado por dois pequenos ímãs permanentes sobrepostos ao campo uniforme do eletroímã, o número de onda da excitação varia com o campo externo. As inserções mostram a amplitude do pico BLS medida fixando o ângulo e variando o campo magnético [(a) e (b)], e fixando o campo e variando o ângulo [(c) e (d)], no ponto **M** (a excitação é um mágnon) e em **F** (a excitação é um fônon). . 222
- Figura 62** – Os espectros de BLS medidos em um ângulo de incidência de 3° correspondente a $k = 2,7 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$, no campo máximo $H = 1,142 \text{ kOe}$ (ponto **M** na **Figura 60**, onde a excitação é um mágnon). Cada espectro foi obtido para um ângulo diferente do eixo do analisador em relação à direção vertical da polarização do laser, variando no passo de 30° , conforme indicado pelas setas. A excitação da onda de spin é feita por micro-ondas com frequência de 6,0 GHz e potência de 60 mW. 223
- Figura 63** – Os esquemas de configuração ótica utilizados para as medidas com resolução em vetor de ondas feitas no BLS. 224
- Figura 64** – Espectros BLS medidos nos ângulos de incidência de 3° e $10,75^\circ$, nos campos para amplitudes máximas dos sinais de BLS, respectivamente $H = 1,142 \text{ kOe}$ (ponto **M**, onde a excitação é um mágnon) e $H = 1,052 \text{ kOe}$ (ponto **P**, onde a excitação é um fônon). A excitação da onda de spin é feita por micro-ondas com frequência de 6,0 GHz e potência de 60 mW. Os espectros medidos para dois ângulos do eixo do analisador colocados após a placa de quarto de onda, paralelos e perpendiculares à polarização do laser, mostram que a luz espalhada é polarizada circularmente. 225

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Tabela mostrando as resistências das bicamadas: YIG(6 μm)/Pt (4 nm), YIG(6 μm)/IrMn (4 nm) e YIG(6 μm)/Ta (2 nm).	75
--	----

LISTA DE SIGLAS

UFPE	Universidade Federal de Pernambuco
DF	Departamento de Física
FACEPE	Fundação de Amparo à Ciência e Tecnologia do Estado de Pernambuco
CAPES	Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior
CNPq	Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico
FINEP	Financiadora de Estudos e Projetos
NMR	Nuclear Magnetic Resonance
EPR	Electron Paramagnetic Resonance
FM	Ferromagnetic
FMM	Ferromagnetic Metallic
FMR	Ferromagnetic Resonance
TEM	Transverse Eletromagnetic
TM	Transverse Magnetic
TE	Transverse Electric
ISHE	Inverse Spin Hall Effect
SPE	Spin Pumping Effect
SSE	Spin Seebeck Effect
ANE	Anomalous Nernst Effect
AMR	Anisotropic Magnetoresistance
GMR	Giant Magnetoresistance

LISTA DE SÍMBOLOS

$\vec{J}$	Vetor densidade de corrente
ρ_q	Densidade de carga
$\vec{D}$	Vetor deslocamento
$\vec{h}_{dip}$	Campo dipolar
$\vec{h}$	Campo de rf
ψ	Potencial magnético dipolar
$\vec{k}$	Vetor de onda
ω	Frequência
$\mathfrak{S}$	Lagrangiana magnética
$\mathfrak{R}$	Hamiltoniano magnético
b_2	Constante magnetoelástica
ρ	Densidade de massa
H_{nu}	Campo magnético não uniforme
η_{mf}	Eficiência mágnon-fônon
ϵ_k	Elipticidade
Q_k^μ, P_k^μ	Operadores das transformações canônicas para fônons
b_k, b_k^+	Operadores bosônicos para mágnons
c_k, c_k^+	Operadores bosônicos para fônons
$\varepsilon_{i\mu}$	Polarização do fônon
H'_{crit}	Gradiente de campo crítico na região de cruzamento mágnon-fônon
H'_{cruz}	Gradiente de campo na região de cruzamento mágnon-fônon
$\overset{\leftrightarrow}{\chi}$	Tensor susceptibilidade magnética
$\bar{P}$	Potência média de micro-ondas
$g_r^{\uparrow\downarrow}$	Condutância mista de spin
$\vec{J}_{\nabla T}^z$	Vetor densidade de corrente de spin devido a acumulação de spin
ρ_e	Fator de espessura
$\vec{E}_{SSE}$	Vetor campo elétrico devido ao efeito spin Seebeck
$\vec{E}_{ANE}$	Vetor campo elétrico devido ao efeito Nernst anômalo
α_N	Coefficiente Nernst anômalo
R_{ML}	Resistência da camada metálica
K	Condutividade térmica
$\vec{J}_S^{Te}$	Vetor densidade de corrente devido a mágnons térmicos

$\vec{J}_S^{Co}$	Vetor densidade de corrente devido ao campo de micro-ondas
$\vec{J}_S^{Co\delta T}$	Vetor densidade de corrente devido a mudança gerada pelo gradiente térmico no vetor densidade de corrente devido ao campo de micro-ondas
η_{SP}	Taxa de relaxação de mágnons
λ_N	Comprimento de difusão de spin do metal normal

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	25
	REFERÊNCIAS	29
2	DINÂMICA DA MAGNETIZAÇÃO	31
2.1	Ressonância Ferromagnética	31
2.1.1	<i>Equação de movimento: abordagem semi-clássica</i>	32
2.1.2	<i>Susceptibilidade magnética de rádio-frequência</i>	34
2.1.3	<i>Efeitos de forma e equação de Kittel</i>	39
2.1.4	<i>Potência absorvida em experimentos de FMR</i>	40
2.1.5	<i>Sinal detectado experimentalmente por FMR</i>	42
2.2	Tensão elétrica DC em experimentos de spin pumping	43
2.2.1	<i>Efeitos galvanomagnéticos</i>	44
2.2.2	<i>Efeito spin pumping</i>	48
2.3	Resultados: Medidas de FMR de banda larga com micro-ondas em linha de fita	58
2.3.1	<i>Descrição da montagem</i>	58
2.3.2	<i>Modulação de campo por bobinas</i>	59
2.3.3	<i>Características da radiação de micro-ondas em linhas de fita (microstrips)</i>	61
2.3.4	<i>Medidas de FMR em filmes magnéticos</i>	68
2.4	Resultados: Spin pumping	74
	REFERÊNCIAS	78
3	CALORITRÔNICA DE SPIN	82
3.1	Breve introdução	82
3.2	Efeito spin Seebeck	83
3.2.1	<i>Modelo de corrente de spin de magnons no bulk para o LSSE</i>	84
3.3	Resultados: experimento simultâneo de spin pumping e spin Seebeck com controle térmico do amortecimento	91
3.3.1	<i>Efeitos spin pumping e spin Seebeck</i>	92
3.3.2	<i>Experimentos de SPE e LSSE</i>	94
3.3.3	<i>Efeito de um gradiente térmico sobre o amortecimento</i>	100
3.4	Medidas do efeito Nernst anômalo	105

3.5	Medidas do efeito spin Seebeck em um material ferromagnético metálico	109
3.5.1	<i>Modelo termoelétrico de difusão da acumulação de spin para o LSSE em ferromagnéticos metálicos</i>	110
3.5.2	<i>Experimentos</i>	116
3.6	Medidas do efeito spin Seebeck gerado pelo antiferromagneto NiO à temperatura ambiente	125
	REFERÊNCIAS	136
4	ONDAS DE SPIN EM ISOLANTES MAGNÉTICOS	149
4.1	Teoria semi-clássica para ondas magnetostáticas em um meio ferromagnético	149
4.1.1	<i>Formalismo de Damon-Eshbach</i>	150
4.1.1.1	<i>Modos de superfície para propagação perpendicular ao campo</i>	157
4.1.1.2	<i>Modos de volume para propagação na direção do campo</i>	157
4.2	Teoria semi-clássica para ondas magnetoelásticas em um meio ferromagnético	158
4.2.1	<i>Ondas magnetoelásticas em um campo magnético uniforme</i> .	158
4.2.1.1	<i>Termo Zeeman</i>	158
4.2.1.2	<i>Termo de troca (exchange)</i>	159
4.2.1.3	<i>Termo da interação magnetoelástica</i>	159
4.2.1.4	<i>Termo de interação elástica</i>	160
4.2.1.5	<i>Hamiltoniano total</i>	161
4.2.2	<i>Ondas magnetoelásticas em um campo magnético não uniforme</i>	163
4.2.2.1	<i>Fluxo de energia magnetoelástica</i>	164
4.2.2.2	<i>Aproximação de acoplamento fraco</i>	165
4.2.2.3	<i>Aproximação de acoplamento forte</i>	167
4.3	Teoria quântica para ondas magnetoelásticas	169
4.3.1	<i>Conversão mágnon-fônon em um campo magnético não uniforme</i>	169
4.3.1.1	<i>Mágnons</i>	169
4.3.1.2	<i>Auto-estados do Hamiltoniano magnético</i>	181
4.3.1.3	<i>Estados coerentes de mágnons</i>	185
4.3.1.4	<i>Fômons</i>	188
4.3.1.5	<i>Interação magnetoelástica</i>	190
4.3.1.6	<i>Hamiltoniano do sistema mágnon-fônon</i>	195
4.3.1.7	<i>Auto-estados do sistema mágnon-fônon</i>	198

4.3.1.8	<i>Eficiência da conversão mágnon-fônon</i>	200
4.4	Resultados experimentais de conversão mágnon-fônon	204
4.4.1	<i>Excitação e propagação de ondas de spin usando micro-ondas pulsada</i>	205
4.4.2	<i>Experimentos de conversão mágnon-fônon resolvidos em número de onda com espalhamento de luz Brillouin</i>	216
4.4.3	<i>Detecção do spin do fônon pela conversão mágnon-fônon . .</i>	226
	REFERÊNCIAS	227
5	CONCLUSÃO E PERSPECTIVAS	231
5.1	Artigos publicados	233
5.2	Perspectivas	234
	REFERÊNCIAS	235
	APÊNDICE A – RELAÇÕES DE DISPERSÃO	256
	APÊNDICE B – PROGRAMA BASE	260

1 INTRODUÇÃO

O objetivo da spintrônica (ou eletrônica de spin) é estudar o controle do fluxo de corrente em um dispositivo, utilizando não somente a carga dos elétrons, mas também o spin. Embora o spin desempenhe um papel fundamental na explicação da multiplicidade de espectros atômicos, sem dúvida, esse não é o papel mais importante. Foi observado em meados do século 20 que o spin desempenha um papel fundamental no magnetismo. Todo modelo teórico construído para explicar a origem física do magnetismo envolve o spin de uma forma ou de outra. Isso envolve o modelo de Bloch, o modelo de Heisenberg, o modelo de Stoner e todos os outros modelos avançados. No final do século 20 percebeu-se que o spin, sozinho ou em conjunto com a carga, pode ser aproveitado para processar informações, particularmente informações digitais codificadas com bits binários 0 e 1.

Naturalmente, a spintrônica é muito mais do que apenas uma interpretação de informações e inclui as áreas mais tradicionais da magnetoeletrônica que tratam de efeitos magnéticos ou magneto-resistivos para detectar e armazenar informações. Os primeiros êxitos nesta área incluem, os desenvolvimentos das cabeças de leitura para detectar meios de armazenamento magnético extremamente densos, memória de acesso aleatório magnético não volátil (MRAM) [1], dispositivos de lógica spintrônica programáveis baseados em elementos magnéticos de junção túnel [2], etc. Muitos desses desenvolvimentos foram alimentados pela investigação de como as correntes elétricas spin-polarizadas podem ser injetadas em multicamadas ferromagnéticas/metal normal que, na década de 1980, levaram a importante descoberta do fenômeno da magnetorresistência gigante (GMR) [3, 4].

Diversos tópicos têm sido estudados em spintrônica, entres eles estão: a spin orbitrônica, a caloritrônica de spin, a magnônica e a fotônica de spin ultra-rápida. Estes tópicos ilustram a complexidade encontrada devido à natureza da mesoescala inerente do magnetismo, onde as interações em diferentes escalas de comprimento são relevantes e levam ao acoplamento de muitos graus de liberdade [5]. Nos últimos anos, percebeu-se que as interações spin-órbita podem fornecer uma via alternativa eficiente para gerar correntes de spin e fluxo de corrente de carga mesmo através de condutores não magnéticos. Entre os fenômenos-chave para isso, estão os efeitos Hall de spin [6, 7, 8]. Aqui, as velocidades transversais extrínsecas de dispersão ou as velocidades intrínsecas dependentes do spin determinadas pela estrutura de banda eletrônica podem converter uma corrente de carga

inicialmente não polarizada em uma corrente de spin transversal, o que leva à acumulação de spin nas bordas dos condutores.

Um foco moderno da spintrônica é investigar a interação entre a corrente de carga e a dinâmica de spin. Os efeitos Hall de spin mencionados anteriormente foram fundamentais para inaugurar um novo campo de pesquisa, a caloritrônica de spin [9], onde a interação dos graus de liberdade do spin e da carga com as correntes de calor é investigada. O fenômeno chave que iniciou este campo foi o efeito spin Seebeck [10, 11]. Embora as medidas originais de spin Seebeck em uma geometria transversal [10] tenham sido controversas devido a complicações na análise dos resultados em função de outros efeitos magnetotermoeletricos, em particular, o efeito Nernst anômalo [12]. O efeito spin Seebeck longitudinal [13, 14] é o mais bem estabelecido da área. Neste caso um gradiente de temperatura é aplicado perpendicularmente ao plano da amostra.

As ondas de spin podem desempenhar um papel importante na conexão entre o calor e as correntes de difusão de spin. As ondas de spin são as excitações fundamentais de quase-partículas de sistemas magneticamente ordenados e também são conhecidas como mágnons. Como as correntes de spin que se difundem, as ondas de spin estão associadas à transferência de momento angular, mas em contraste com as correntes de spin que se difundem, elas não exigem o movimento real de spins no espaço real. A interação entre spins, está tanto no acoplamento de troca de curto alcance quanto no acoplamento dipolar de longo alcance, estes estabelecem a dinâmica coerente de spin. Ao mesmo tempo, a dissipação de ondas de spin pode ser baixa em sistemas isolantes magneticamente ordenados [15, 16], o que pode resultar em ondas de spin que se propagam em distâncias muito maiores que as correntes de spin que se difundem. Como consequência, as ondas de spin são excelentes transportadoras de informação para armazenamento e processamento de dados de baixa potência e são a base do campo da magnônica [16, 17]. Além da vantagem da dissipação de baixa potência, as ondas de spin também oferecem a oportunidade de aproveitar sua coerência e, assim, codificam informações tanto na amplitude quanto na fase. Para o processamento de informações com base em ondas de spin, é importante notar que suas frequências (gigahertz até terahertz) e os comprimentos de onda (que podem ser tão pequenos quanto alguns nanômetros) são bem adaptados aos requisitos tecnológicos atuais para as tecnologias da informação. As propriedades coerentes das ondas de spin já foram exploradas para uma primeira implementação de portas lógicas com base na interferência de dois sinais de onda de spin com o controle de sua fase relativa [18]. Além disso, novos esquemas de excitação de ondas de spin com base em torques de transferência de spin podem permitir a geração controlada de ondas de spin de curto comprimento de onda ao longo de direções de propagação bem definidas [19].

A outra característica atraente das ondas de spin é que a não-linearidade inerente da dinâmica da magnetização fornece caminhos para manipulação devido a processos de espalhamento de vários mágnons. Com base nessa idéia, um transistor de mágnon, onde a propagação do mágnon pode ser controlada por processos de dispersão de quatro mágnons, foi recentemente implementado [20]. Além disso, a interação de quatro mágnons conserva o número total de mágnons e, portanto, após o bombeamento suficientemente alto, a dispersão pode terminar e resultar na formação de um condensado de Bose-Einstein. Experimentalmente, esta condensação de Bose-Einstein foi observada mesmo à temperatura ambiente excitando mágnons através de bombeamento paramétrico [21]. Isso proporciona oportunidades únicas para desenvolver dispositivos que aproveitam plenamente a coerência do condensado de mágnons [22]. Com este espírito de desenvolvimento científico descrevemos os capítulos da tese.

A tese está organizada da seguinte forma:

- No segundo capítulo apresentamos a teoria da dinâmica da magnetização, enfatizando a ressonância ferromagnética e o efeito de spin pumping. Mostramos a importância de termos montado as estruturas necessárias para a construção de um espectrômetro de FMR de banda larga com linha de fita. Com a estrutura do espectrômetro de FMR pudemos caracterizar os filmes ferromagnéticos variando a frequência de ressonância na região de banda larga. Fizemos também medidas de spin pumping neste tipo de arranjo experimental. Vale ressaltar que como a montagem do espectrômetro de FMR é facilmente acessível (ao contrário de uma cavidade fechada), outros sistemas, como um sistema de resfriamento de amostra, pode ser acoplado facilmente.

- No terceiro capítulo fazemos uma breve revisão da caloritrônica de spin, enfatizando o modelo que melhor descreve o efeito spin Seebeck em materiais ferromagnéticos isolantes. Como resultados apresentamos estudos do efeito spin Seebeck longitudinal (LSSE) em diferentes tipos de materiais. Fazemos uma discussão sobre a relação entre corrente de spin gerada pelo LSSE e a gerada pelo efeito de spin pumping. Estudamos o efeito Nernst anômalo (ANE), um efeito clássico semelhante ao efeito LSSE, evidenciado em materiais ferromagnéticos metálicos. Apresentamos um modelo para descrever a geração de uma corrente de spin devido a um gradiente térmico aplicado a um material ferromagnético metálico. Ressaltamos que este modelo descreve fisicamente os resultados que obtivemos no primeiro experimento que separa o LSSE do ANE em um material ferromagnético metálico. Para concluir, discutimos a primeira medida da geração de corrente de spin por um material antiferromagnético isolante à temperatura ambiente.

- Iniciamos o quarto capítulo fazendo uma revisão das teorias semi-clássicas para ondas magnetostáticas e magnetoelásticas que servirão de base para a teoria quântica apre-

sentada posteriormente. A teoria que propomos baseada na segunda quantização, serve para descrever o comportamento da interação mágnon-fônon em um campo magnético não uniforme. Esta proposta teórica foi construída com o objetivo de melhor interpretar os dados experimentais que tivemos no primeiro experimento que mostra que o fônon possui polarização circular e conseqüentemente tem spin. Nossos resultados experimentais foram obtidos usando micro-ondas pulsada e contínua (CW), em dois tipos de experimentos: no primeiro construímos um arranjo experimental, no qual pulsos de micro-ondas excitam as ondas de spin através de uma antena e são detectados em outra. O campo magnético não uniforme permite que o vetor de onda da excitação magnética varie e alcance a magnitude do vetor de onda da excitação elástica; no outro experimento usamos micro-ondas CW para fazer a excitação magnética e com a técnica de espalhamento de luz Brillouin com resolução espacial em vetor de onda fizemos a detecção das excitações em diferentes posições da amostra. Para interpretar nossos dados experimentais usamos a teoria que construímos.

- No quinto capítulo apresentamos um resumo em forma de conclusão dos principais resultados obtidos durante a realização deste trabalho. Mostramos os artigos publicados e as perspectivas de trabalhos futuros no campo da spintrônica.

REFERÊNCIAS

- [1] P. P. Freitas, F. Silva, N. J. Oliveira, L. V. Melo, L. Costa and N. Almeida, Spin valve sensors, *Sensors and Actuators A* **81**, 2 (2000).
- [2] J. Wang, H. Meng and J. P. Wang, Programmable spintronics logic device based on a magnetic tunnel junction element, *J. Appl. Phys.* **97**, 100509 (2005).
- [3] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich and J. Chazelas, Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2461 (1988).
- [4] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach and W. Zinn, Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange, *Phys. Rev. B* **39**, 4828 (1989).
- [5] A. Hoffmann and H. Schultheiß, Mesoscale magnetism, *Curr. Opin. Solid State Mater. Sci.* **19**, 253 (2015).
- [6] J. E. Hirsch, Spin Hall Effect, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1834 (1999).
- [7] A. Hoffmann, Spin Hall effects in metals, *IEEE Trans. Magn.* **49**, 5172 (2013).
- [8] M. I. D'yakonov and V. I. Perel', Possibility of orienting electron spins with current, *Sov. Phys. JETP Lett.* **13**, 467 (1971).
- [9] G. E.W. Bauer, E. Saitoh, and B. J. van Wees, Spin caloritronics, *Nat. Mater.* **11**, 391 (2012).
- [10] K. Uchida, S. Takahashi, K. Harii, J. Ieda, W. Koshihara, K. Ando, S. Maekawa, and E. Saitoh, Observation of the spin Seebeck effect, *Nature (London)* **455**, 778 (2008).
- [11] K. Uchida, H. Adachi, T. Ota, H. Nakayama, S. Maekawa, and E. Saitoh, Observation of longitudinal spin-Seebeck effect in magnetic insulators, *Appl. Phys. Lett.* **97**, 172505 (2010).
- [12] S. Y. Huang, W. G. Wang, S. F. Lee, J. Kwo, and C. L. Chien, Intrinsic spin-dependent thermal transport, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 216604 (2011).
- [13] D. Qu, S. Y. Huang, J. Hu, R. Wu, and C. L. Chien, Intrinsic spin Seebeck effect in Au/YIG, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 067206 (2013).
- [14] S. M. Rezende, R. L. Rodríguez-Suárez, R. O. Cunha, A. R. Rodrigues, F. L. A. Machado, G. A. Fonseca Guerra, J. C. Lopez Ortiz, and A. Azevedo, Magnon spin-current theory for the longitudinal spin-Seebeck effect, *Phys. Rev. B* **89**, 014416 (2014).
- [15] Recent Advances in Magnetic Insulators-From Spintronics to Microwave Applications. Edited by M. Wu and A. Hoffmann. *Solid State Physics Vol. 64*, Academic Press, New York (2013).

- [16] V. V. Kruglyak, S. O. Demokritov, and D. Grundler, Magnonics, *J. Phys. D* **43**, 264001 (2010).
- [17] B. Lenk, H. Ulrichs, F. Garbs, and M. Münzenberg, The building blocks of magnonics, *Phys. Rep.* **507**, 107 (2011).
- [18] T. Schneider, A. A. Serga, B. Leven, B. Hillebrands, R. L. Stamps, and M. P. Kostylev, Realization of spin-wave logic gates, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 022505 (2008).
- [19] F. Macià, F. C. Hoppensteadt, and A. D. Kent, Spin wave excitation patterns generated by spin torque oscillators, *Nanotechnology* **25**, 045303 (2014).
- [20] A. V. Chumak, A. A. Serga, and B. Hillebrands, Magnon transistor for all-magnon data processing, *Nat. Commun.* **5**, 4700 (2014).
- [21] S. O. Demokritov, V. E. Demidov, O. Dzyapko, G. A. Melkov, A. A. Serga, B. Hillebrands, and A. N. Slavin, Bose-Einstein condensation of quasi-equilibrium magnons at room temperature under pumping, *Nature (London)* **443**, 430 (2006).
- [22] P. Nowik-Boltyk, O. Dzyapko, V. E. Demidov, N. G. Berloff, and S. O. Demokritov, Spatially non-uniform ground state and quantized vortices in a two-component Bose-Einstein condensate of magnons, *Sci. Rep.* **2**, 482 (2012).

2 DINÂMICA DA MAGNETIZAÇÃO

2.1 Ressonância Ferromagnética

Existem três tipos de ressonância magnética muito utilizados, são eles: a ressonância magnética nuclear (NMR), a ressonância paramagnética eletrônica (EPR) e a ressonância ferromagnética (FMR). Nossa descrição será apenas sobre a técnica de FMR. A ressonância ferromagnética, do inglês Ferromagnetic Resonance - FMR, é uma técnica utilizada para estudar as propriedades dinâmicas da magnetização de materiais ferromagnéticos. Estudamos os mecanismos de relaxação através dos parâmetros obtidos pelas linhas de absorção do FMR. Analisamos processos não-lineares com ondas de spin usando os princípios básicos da técnica de FMR variando a potência de micro-ondas na amostra. O fenômeno da técnica de FMR foi originalmente estudado em 1946 por E. K. Zavoiskii [1] e J. H. E. Griffiths [2] que observaram de forma independentes linhas de absorção ressonante de materiais ferromagnéticos (Ni, Fe, e Co). Logo em seguida C. Kittel [3, 4], em 1947 e 1948, propôs uma generalização para a teoria apresentada em 1935 por Landau-Lifshitz [5].

O princípio básico da técnica de FMR consiste na aplicação de um campo de micro-ondas em uma amostra exposta a um campo magnético estático, de modo a se observar as linhas de absorção ressonantes. Para a configuração de FMR o campo da radiação de micro-ondas é aplicado perpendicularmente ao campo magnético estático, afim de excitar a precessão da magnetização. Este campo magnético de rf funciona como uma perturbação, desviando os spins do material da posição de equilíbrio. Quando a frequência da radiação está próxima da frequência de ressonância, o campo de rf produz o movimento de precessão dos spins como na **Figura 1** e a amostra absorve energia da radiação. Dessa forma, a ressonância se caracteriza por linhas de absorção, de modo que essas linhas dão informações sobre o campo de ressonância e a largura dessas linhas permite obter informações sobre os mecanismos microscópicos de relaxação dos spins do material.

Em uma visão semi-clássica, o fenômeno de FMR decorre do efeito que os momentos magnéticos de um material ferromagnético sofrem, quando se aplica conjuntamente um campo magnético estático $\vec{H}$ e um campo de rf, $\vec{h}(t)$, ambos perpendiculares entre si. Este efeito é o movimento de precessão da densidade de momento magnético denominada de magnetização $\vec{M}$, em torno do campo magnético efetivo $\vec{H}_{ef}$. Este campo efetivo sentido pela magnetização é o resultado da soma do campo magnético externo com os campos

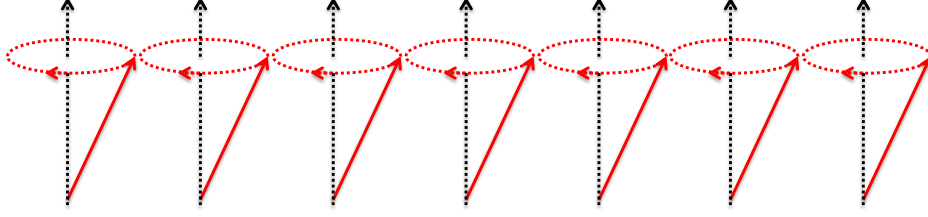


Figura 1 – Ilustração do modo uniforme de precessão dos spins na condição de ressonância ferromagnética.

internos do material (desmagnetizante, anisotropias, etc). O torque exercido sobre a magnetização pelo campo efetivo faz com que haja precessão dos momentos magnéticos da amostra com uma frequência $\omega_0 = \gamma H_{ef}$, denominada frequência de Larmor, onde γ é o fator giromagnético, que para todos os materiais é da ordem de $2\pi \times 2,8$ GHz/kOe. Então, para campos magnéticos com intensidades de alguns kOe, a frequência de ressonância do material situa-se na faixa de micro-ondas.

2.1.1 Equação de movimento: abordagem semi-clássica

A origem do spin e conseqüentemente do momento magnético, possui seus fundamentos em considerações teóricas de campo quântico e vem das representações da álgebra de Poincaré para partículas elementares. Em materiais ferromagnéticos vários fenômenos podem ser descritos usando a aproximação de meio contínuo [6], entre esses fenômenos estão os processos dinâmicos. Utilizando esta aproximação e considerando o momento magnético $\vec{\mu}$ e o momento angular total $\vec{J}$ de um único átomo, escrevemos:

$$\vec{\mu} = -\gamma \vec{J}, \quad (2.1)$$

onde $\gamma = g\mu_B/\hbar$. Sendo que μ_B é o magnéton de Bohr, $\hbar$ a constante de Planck reduzida e g o fator de Landé que para um único átomo é dado por

$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}. \quad (2.2)$$

Na equação 2.1 o vetor momento angular total $\vec{J}$ é composto pela soma do vetor momento angular orbital $\vec{L}$ com o vetor momento angular de spin $\vec{S}$. Derivando a equação 2.1 em relação ao tempo, temos:

$$\frac{d\vec{\mu}}{dt} = -\gamma \frac{d\vec{J}}{dt}. \quad (2.3)$$

Sob a ação de um campo magnético $\vec{H}$, o momento magnético $\vec{\mu}$ sofre um torque $\vec{\tau}_t$, dado por:

$$\vec{\tau}_t = \vec{\mu} \times \vec{H} = \frac{d\vec{J}}{dt}. \quad (2.4)$$

Substituindo 2.4 em 2.3 obtemos a equação de movimento para o momento magnético $\vec{\mu}$,

$$\frac{d\vec{\mu}}{dt} = -\gamma (\vec{\mu} \times \vec{H}). \quad (2.5)$$

É possível definir a magnetização ($\vec{M}$) como uma entidade física que associa as possíveis grandezas magnéticas microscópicas do material ferromagnético com uma única grandeza magnética macroscópica local (neste caso, a magnetização $\vec{M}$). Dessa forma, escrevemos a magnetização como:

$$\vec{M} = \frac{\sum_{\Delta V_i} \vec{\mu}_i}{\Delta V}. \quad (2.6)$$

Utilizando a definição 2.6 em 2.5 obtemos

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H}. \quad (2.7)$$

Como a equação 2.7 não considera as perdas magnéticas no material, ela revela que a magnetização sofre um torque, gerado pela ação do campo magnético $\vec{H}$, o que faz com que a magnetização precesse livremente em torno de $\vec{H}$. No ano de 1935 Landau e Lifshitz [5] propuseram fenomenologicamente um termo adicional de torque à equação 2.7. Esse novo termo representa os mecanismos de dissipação de energia e faz com que a magnetização retorne ao seu estado de equilíbrio, paralela ao campo magnético $\vec{H}$. Com o termo de Landau-Lifshitz a equação que descreve a dinâmica da magnetização para uma amostra magnética é,

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma (\vec{M} \times \vec{H}) - \frac{\lambda}{M_S^2} [\vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}_{ef})], \quad (2.8)$$

sendo λ a constante de amortecimento de LL, M_S a magnetização de saturação e $\vec{H}_{ef}$ o campo efetivo sentido pela magnetização $\vec{M}$, resultante dos campos externos aplicados e dos campos internos da amostra (anisotropia cristalina, desmagnetização, etc). A magnetização de um material apresenta dependência espacial e temporal, de modo que, ela pode ser escrita como $\vec{M}(\vec{r}, t)$. Nas condições em que a magnetização não apresenta dependência espacial ela é denominada de macromagnetização ou comumente chamada de macrospin.

Em 1955 um novo termo para a equação de LL foi proposto por Gilbert [7], para descrever o amortecimento com um termo com dependência temporal da magnetização.

Utilizando esse termo na equação 2.7 escrevemos a equação como

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma (\vec{M} \times \vec{H}_{ef}) - \frac{\alpha}{M_S} \left(\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right), \quad (2.9)$$

onde α é a constante de amortecimento relacionada ao parâmetro de Gilbert (G), por $\alpha = G/\gamma M_S$. A equação 2.9 passou a se chamar equação de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) e o termo de torque proposto por Gilbert $-(\alpha/M_S)[\vec{M} \times (\partial \vec{M}/\partial t)]$ representa a relaxação magnética e contribui para amortecer a precessão da magnetização. É possível transformar a equação LLG na LL substituindo γ por $\gamma' = \gamma/(1 + \alpha^2)$ e λ por $\lambda' = \alpha\gamma M_S/(1 + \alpha^2)$ [8]. Se o amortecimento é muito pequeno ($\alpha \ll 1$) obtemos $\gamma' = \gamma$ e $\lambda' = \alpha\gamma M_S$ o que nos permite escrever,

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma (\vec{M} \times \vec{H}_{ef}) - \frac{\alpha}{M_S} \left(\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right) = -\gamma \vec{M} \times (\vec{H}_{ef} - \vec{H}_{ef}^G), \quad (2.10)$$

onde,

$$\vec{H}_{ef}^G = \frac{\alpha}{\gamma M_S} \left(\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right). \quad (2.11)$$

A equação 2.10 representa um torque de precessão e de relaxação, simultaneamente. Tomando o produto escalar da magnetização $\vec{M}$ com a equação 2.10, encontramos a condição de que o módulo da magnetização é um invariante temporal,

$$\frac{d(\vec{M} \cdot \vec{M})}{dt} = \frac{d|\vec{M}(t)|^2}{dt} = 0 \implies |\vec{M}(t)| = cte. \quad (2.12)$$

A equação 2.12 mostra exatamente o fato de que mesmo com relaxação da magnetização o seu valor absoluto é uma constante temporal, de modo que, $|\vec{M}(t)| = M_S$.

2.1.2 Susceptibilidade magnética de rádio-frequência

Nos materiais magnéticos sob a ação de um campo magnético a variação da magnetização produz uma resposta que é definida como susceptibilidade magnética ($\vec{\chi}$). Essa resposta representa uma forma de quantificar a relação entre campo magnético e magnetização do material. A susceptibilidade magnética é influenciada por diversos fatores, os mais relevantes estão relacionados ao material, que são as anisotropias, as impurezas, entre outros. Existem ainda os fatores relacionados ao campo magnético que estão ligados a dependência espacial e temporal ou a fontes externas e internas. Em sistemas magnéticos a susceptibilidade magnética ganha destaque em fenômenos espectroscópicos. Uma aplicação em que ela é muito usada é em medidas de absorção de ressonância ferromagnética (FMR).

A susceptibilidade magnética no FMR permite extrair informações sobre as várias propriedades da amostra analisada, desde parâmetros ligados à estrutura cristalina, até efeitos quânticos relacionados aos processos de relaxação magnética. Devido a dissipação de energia do acoplamento campo/magnetização, uma condição para que haja ressonância ferromagnética é que energia seja bombeada continuamente ao sistema. Em FMR quem faz isso é um campo magnético ($\vec{h}$) que oscila no tempo em frequência de GHz. Esse campo é criado por radiação de micro-ondas e se acopla a magnetização fazendo com que ela precesse em torno de sua posição de equilíbrio. Afim de obter uma expressão matemática para extrair parâmetros de medidas de FMR, vamos considerar um material ferromagnético sobre a ação de um campo estático $\vec{H}$ e um campo oscilante $\vec{h}(t)$. Para encontrarmos uma relação entre os parâmetros do material e a susceptibilidade usaremos a equação LLG.

Afim de encontrar a resposta da amostra em frequência de micro-ondas, vamos tomar o campo estático ($\vec{H}$) na direção z no plano da amostra e o campo oscilante [$\vec{h}(t)$] com frequência ω e amplitude $|\vec{h}| \ll |\vec{H}|$ na direção transversal ao campo estático, também no plano da amostra. Desprezando qualquer tipo de anisotropia envolvida, escrevemos o campo total

$$\vec{H}_{ef} = H\hat{z} + \vec{h}(t). \quad (2.13)$$

Neste contexto, podemos escrever a magnetização da seguinte forma

$$\vec{M} = M\hat{z} + \vec{m}(t), \quad (2.14)$$

onde, $M \approx M_S$ e $\vec{m}(t)$ está no plano xy . Substituindo 2.13 e 2.14 na equação 2.9 chegamos a seguinte equação linear para a magnetização

$$\frac{d\vec{m}(t)}{dt} + \alpha \left[\hat{z} \times \frac{d\vec{m}(t)}{dt} \right] = -\gamma \left[M_S \hat{z} \times \vec{h}(t) + H \vec{m}(t) \times \hat{z} + \vec{m}(t) \times \vec{h}(t) \right]. \quad (2.15)$$

Este processo de linearização só é válido quando $|\vec{m}(t)| \ll M_S$ e $|\vec{h}(t)| \ll |\vec{H}|$. Agora consideremos

$$\vec{h}(t) = \vec{h}e^{i\omega t} \quad \therefore \quad \vec{m}(t) = \vec{m}e^{i\omega t}. \quad (2.16)$$

Assim, a equação 2.15 pode ser reescrita com as expressões 2.16 como

$$i\omega [\vec{m}(t) + \alpha \hat{z} \times \vec{m}(t)] = -\gamma \left[M_S \hat{z} \times \vec{h}(t) + H \vec{m}(t) \times \hat{z} + \vec{m}(t) \times \vec{h}(t) \right]. \quad (2.17)$$

Resolvendo a equação 2.17 para as componentes de $\vec{m}$, isto é,

$$\begin{cases} i\omega m_x = \gamma M_S h_y - (\gamma H - i\alpha\omega)m_y, \\ i\omega m_y = -\gamma M_S h_x + (\gamma H - i\alpha\omega)m_x, \\ 0 = m_x h_y - m_y h_x, \end{cases} \quad (2.18)$$

chegamos ao tensor susceptibilidade magnética ($\vec{\chi}$), definido como

$$\vec{m} = \vec{\chi} \cdot \vec{h}. \quad (2.19)$$

Para o sistema de coordenadas adotado $\vec{\chi}$ terá a forma:

$$\vec{\chi} = \begin{vmatrix} \chi_{xx} & i\chi_{xy} & 0 \\ -i\chi_{xy} & \chi_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}. \quad (2.20)$$

Como sabemos as componentes do tensor são números complexos, isto é, $\chi_{xx} = \chi'_{xx} + i\chi''_{xx}$ e $\chi_{xy} = \chi'_{xy} + i\chi''_{xy}$, onde os termos χ' e χ'' são reais. Desse modo, as componentes da susceptibilidade ficam,

$$\chi'_{xx} = \frac{HM_S}{T} \left[H^2 - (1 - \alpha^2) \left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 \right], \quad (2.21)$$

$$\chi''_{xx} = \frac{\alpha M_S}{T} \left(\frac{\omega}{\gamma} \right) \left[H^2 + (1 + \alpha^2) \left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 \right], \quad (2.22)$$

$$\chi'_{xy} = \left(\frac{\omega}{\gamma} \right) \frac{M_S}{T} \left[H^2 - (1 + \alpha^2) \left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 \right], \quad (2.23)$$

$$\chi''_{xy} = \frac{2\alpha HM_S}{T} \left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2, \quad (2.24)$$

onde, $T = \{[2\alpha H(\omega/\gamma)]^2 + [H^2 - (1 + \alpha^2)(\omega/\gamma)^2]^2\}$. Assumindo $\alpha \ll 1$ e considerando o campo de ressonância como $H_R = \omega/\gamma$ reescrevemos as expressões 2.23-2.24 como

$$\chi'_{xx} = \frac{HM_S}{T} (H^2 - H_R^2), \quad (2.25)$$

$$\chi''_{xx} = \frac{\alpha H_R M_S}{T} (H^2 + H_R^2), \quad (2.26)$$

$$\chi'_{xy} = \frac{H_R M_S}{T} (H^2 - H_R^2), \quad (2.27)$$

$$\chi''_{xy} = \frac{2\alpha HM_S H_R^2}{T}, \quad (2.28)$$

onde, $T = \{[2\alpha H H_R]^2 + [H^2 - H_R^2]^2\}$. Assumindo campos próximos do campo de res-

sonância as expressões 2.25-2.28 tomam formas lorentzianas, isto é,

$$\chi'_{xx} = \frac{M_S}{T} (H - H_R), \quad (2.29)$$

$$\chi''_{xx} = \frac{M_S}{T} \left(\frac{\Delta H_L}{2} \right) = \frac{M_S}{T} (\Delta H), \quad (2.30)$$

$$\chi'_{xy} = \frac{M_S}{T} (H - H_R) = \chi'_{xx}, \quad (2.31)$$

$$\chi''_{xy} = \frac{M_S}{T} \left(\frac{\Delta H_L}{2} \right) = \frac{M_S}{T} (\Delta H) = \chi''_{xx}, \quad (2.32)$$

onde, $T = 2[(\Delta H_L/2)^2 + (H - H_R)^2] = 2[(\Delta H)^2 + (H - H_R)^2]$. Na **Figura 2** representamos a dependência das componentes do tensor susceptibilidade em função do campo magnético para diferentes valores do parâmetro de amortecimento (α).

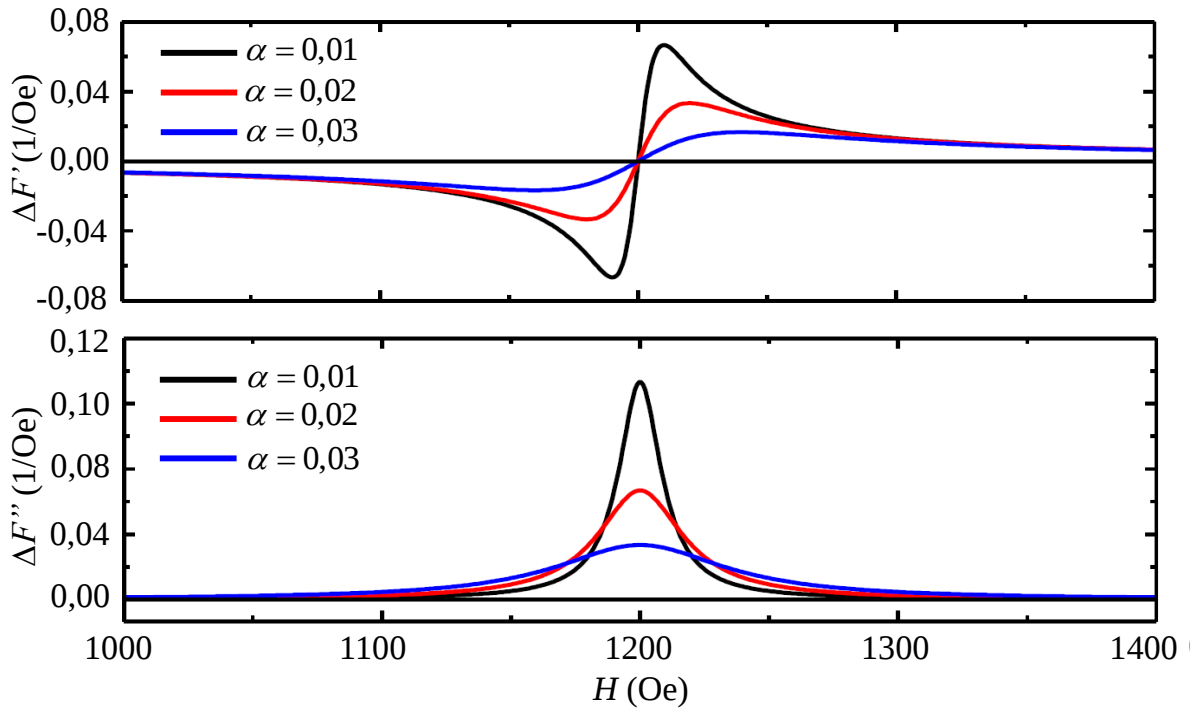


Figura 2 – Ilustração da dependência das partes real e imaginária das componentes do tensor susceptibilidade magnética em termos do campo aplicado (H). Adotamos $\Delta F' = (2/M_S)(\chi'_{xx}\chi'_{xy})$ e $\Delta F'' = (2/M_S)(\chi''_{xx}\chi''_{xy})$. Adotamos também um campo de ressonância típico de 1,2 kOe e variamos o coeficiente de amortecimento de valores $\alpha = 0,01; 0,02$ e $0,03$.

É possível escrever a largura de linha a meia altura da susceptibilidade, ou melhor, da lorentziana como

$$\Delta H_L = 2\alpha H_R = 2\alpha \left(\frac{\omega}{\gamma} \right). \quad (2.33)$$

A expressão 2.33 está relacionada com a largura de linha da relaxação por

$$\Delta H = \frac{\Delta H_L}{2} = \alpha H_R = \alpha \left(\frac{\omega}{\gamma} \right), \quad (2.34)$$

e esta é a expressão que relaciona a largura de linha obtida nas medidas de FMR com a frequência de excitação. A largura de linha ΔH está relacionada com a largura de linha pico a pico por

$$\Delta H_{pp} = \frac{2\Delta H}{\sqrt{3}}. \quad (2.35)$$

As expressões 2.33, 2.34 e 2.35 deixam claro que é possível obter informações sobre as perdas magnéticas do material através de medidas de FMR por extração do amortecimento (damping) do material. Então, considerando a largura de linha a meia altura, $\Delta H_L = 2\alpha(\omega/\gamma)$ e o termo da largura de linha (ΔH_0) associado a fenômenos extrínsecos ao material, ou seja, defeitos (extrínseco local) e vizinhança (extrínseca não local), escrevemos a largura de linha como [9, 10, 11]

$$\Delta H = \Delta H_0 + \frac{\alpha\omega}{\gamma}. \quad (2.36)$$

Na **Figura 3** apresentamos a variação da largura de linha em função da frequência de microondas, usando os seguintes parâmetros: $\gamma = 2\pi \times 2,8$ GHz/kOe, $\Delta H_0 = 2$ Oe e $\alpha = 0,01; 0,02$ e $0,06$.

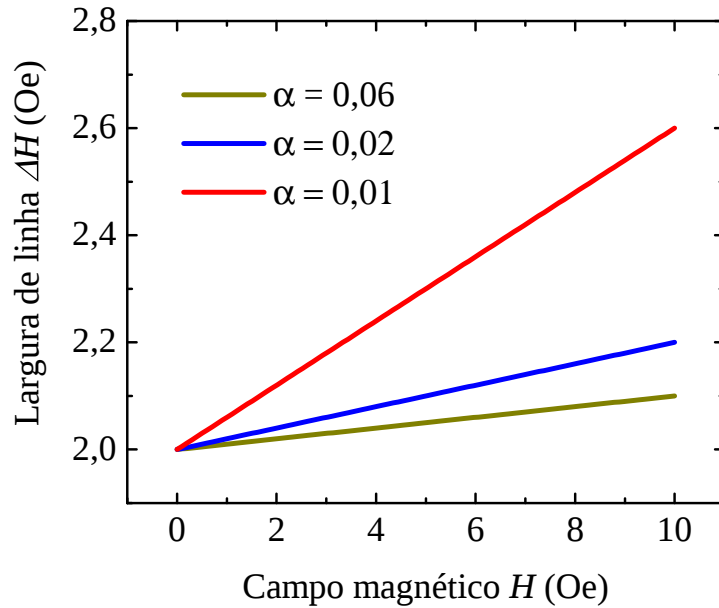


Figura 3 – Variação da largura de linha em função da frequência de microondas, usando os seguintes parâmetros: $\gamma = 2\pi \times 2,8$ GHz/kOe, $\Delta H_0 = 2$ Oe e $\alpha = 0,01; 0,02$ e $0,06$.

2.1.3 Efeitos de forma e equação de Kittel

A forma da amostra desempenha um papel importante para a ressonância ferromagnética. Consideremos uma amostra de um material ferromagnético de estrutura cristalina cúbica, com a forma de um elipsoide com os eixos principais paralelos as coordenadas x , y e z , segundo a **Figura 4 (a)**. As componentes do campo magnético H^{in} no interior do elipsoide estão relacionadas às componentes do campo aplicado através das equações

$$\begin{cases} H_x^{in} = H_x - N_x m_x, \\ H_y^{in} = H_y - N_y m_y, \\ H_z^{in} = H_z - N_z M_z. \end{cases} \quad (2.37)$$

onde N_x , N_y e N_z são os fatores de desmagnetização. Considerando um campo magnético externo H aplicado na direção z e usando a equação 2.7, obtemos

$$\frac{dm_x}{dt} = -\gamma [H + (N_y - N_z)M_S] m_y, \quad (2.38)$$

e

$$\frac{dm_y}{dt} = \gamma [H + (N_x - N_z)M_S] m_x, \quad (2.39)$$

onde consideramos em primeira ordem que $dM_z/dt = 0$ e $M_z = M_S$. Tomando uma dependência harmônica do tipo $\exp(i\omega_0 t)$, obtemos

$$\begin{vmatrix} i\omega_0 & \gamma[H + (N_y - N_z)M_S] \\ -\gamma[H + (N_x - N_z)M_S] & i\omega_0 \end{vmatrix} = 0, \quad (2.40)$$

de modo que a frequência de ressonância é dada por:

$$\omega_0^2 = \gamma^2 [H + (N_y - N_z)M_S] [H + (N_x - N_z)M_S]. \quad (2.41)$$

A frequência ω_0 é definida como a frequência do modo uniforme ($k = 0$), onde todos os momentos precessam em fase e com a mesma amplitude. A expressão 2.41 também é conhecida como equação de Kittel. Para uma amostra em forma esférica, $N_x = N_y = N_z$ e neste caso $\omega_0 = \gamma H$. No caso de um filme com H perpendicular ao filme (direção y segundo a **Figura 4**), $N_x = N_y = 0$, $N_z = 4\pi$, de modo que, a frequência de ressonância é dada por

$$\omega_0 = \gamma(H - 4\pi M_S). \quad (2.42)$$

Para um campo magnético H aplicado paralelo ao plano xz do filme segundo a **Figura 4 (b)**, temos $N_x = N_z = 0$, $N_y = 4\pi$, de modo que a frequência de ressonância é

$$\omega_0 = \gamma \sqrt{H(H + 4\pi M_S)}. \quad (2.43)$$

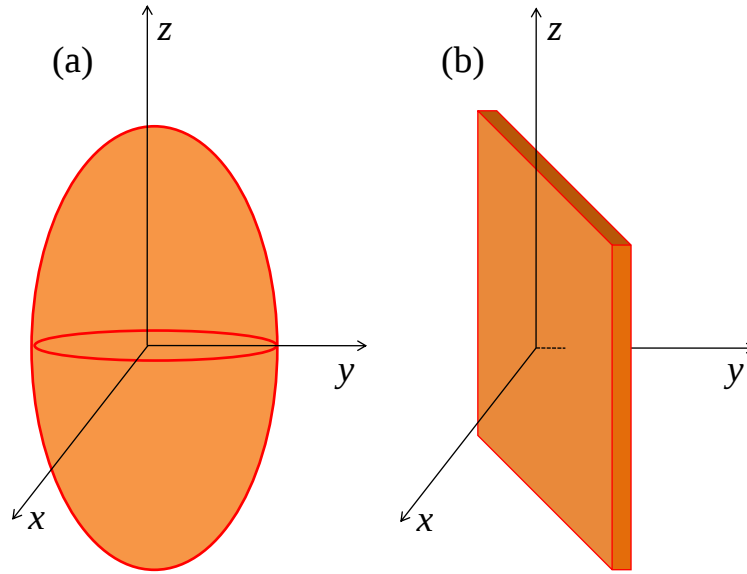


Figura 4 – Amostras em formas diferentes para estudo em ressonância ferromagnética: **(a)** elipsoide com eixos principais paralelos as coordenadas x , y e z ; **(b)** filme ferromagnético em um arranjo que evidencia o sistema de coordenadas x , y e z adotado para se obter a equação de Kittel.

Além da anisotropia de forma, a maioria dos filmes ferromagnéticos possui algum outro tipo de anisotropia magnética, nas equações 2.37 desprezamos por simplicidade essas outras possíveis anisotropias existentes no material.

2.1.4 Potência absorvida em experimentos de FMR

Como discutido nas seções anteriores a energia da radiação eletromagnética é absorvida pela amostra quando a frequência da micro-ondas responsável pela excitação dos spins está próxima da frequência de precessão da magnetização. Neste contexto, o campo magnético criado pela radiação de micro-ondas mantém o movimento de precessão dos spins. Os campos magnéticos aplicados ($\vec{H}_{ef}$ e $\vec{h}(t)$) juntamente com a magnetização do material produzem energia magnética associada. A energia magnética total relacionada ao campo efetivo e ao campo criado pela radiação é dada por

$$E_t = -\vec{M} \cdot [\vec{H}_{ef} + \vec{h}(t)]. \quad (2.44)$$

Com a expressão 2.44 é possível calcular a potência média de absorção na res-

sonância, $\langle P \rangle = \bar{P}$, para isso, basta tirar a derivada temporal da energia,

$$\bar{P} = \left\langle \frac{dE_t}{dt} \right\rangle = - \left\langle \frac{d}{dt} \left[\vec{M} \cdot \left(\vec{H}_{ef} + \vec{h}(t) \right) \right] \right\rangle. \quad (2.45)$$

Tomando $\vec{M} = M_S \hat{z} + \vec{m}(t)$, $\vec{m}(t) = \vec{\chi} \cdot \vec{h}(t)$ e as expressões 2.16. Além disso, considerando que $\vec{H}_{ef}$ é transversal a $\vec{h}(t)$ e lembrando que o valor médio de uma função harmônica ímpar é nulo, escreve-se:

$$\bar{P} = - \left\langle \frac{d\vec{M}}{dt} \cdot \left(\vec{H}_{ef} + \vec{h}(t) \right) + \vec{M} \cdot \frac{d \left(\vec{H}_{ef} + \vec{h}(t) \right)}{dt} \right\rangle, \quad (2.46)$$

$$\bar{P} = - \left\langle i\omega \vec{m}(t) \cdot \left(\vec{H}_{ef} + \vec{h}(t) \right) + i\omega \vec{M} \cdot \vec{h}(t) \right\rangle, \quad (2.47)$$

$$\bar{P} = -\frac{1}{2} Re \left[i\omega \vec{m}(t) \cdot \vec{h}(t) + i\omega \vec{m}(t) \cdot \vec{h}(t) \right], \quad (2.48)$$

$$\bar{P} = -Re \left[i\omega \vec{h}(t) \cdot \vec{\chi} \cdot \vec{h}(t) \right]. \quad (2.49)$$

Adotando uma notação covariante pode-se reescrever a equação 2.49 como

$$\bar{P} = -\omega h_i h_j \chi''_{ij}(H), \quad (2.50)$$

onde foi usado $\vec{h}(t) \cdot \vec{\chi} \cdot \vec{h}(t) = h_i h_j \chi''_{ij}(H)$ e $\chi_{ij}(H) = \chi'_{ij}(H) - i\chi''_{ij}(H)$. Como discutido antes os termos $\chi'_{ij}(H)$ e $\chi''_{ij}(H)$ são reais. Observa-se que a equação 2.50 revela que a potência média absorvida pela amostra na condição de ressonância é proporcional ao termo imaginário da susceptibilidade e a frequência de excitação. Em experimentos realizados em laboratório o campo de rf na amostra segue a polarização da micro-ondas. Admitindo uma polarização na direção x , a expressão 2.50 fica como

$$\bar{P} = -\omega h^2 \chi''_{xx}(H). \quad (2.51)$$

A expressão 2.51 revela que a potência média absorvida pela amostra é proporcional a potência da radiação incidente (P_{rf}), já que $P_{rf} \propto h^2$. Derivando em relação a H a expressão 2.51 e utilizando a expressão 2.30, encontra-se

$$\frac{d\bar{P}}{dH} = -\omega h^2 \frac{d\chi''_{xx}(H)}{dH}, \quad (2.52)$$

$$\frac{d\bar{P}}{dH} = \frac{\omega h^2 M_S \Delta H (H - H_R)}{[(\Delta H)^2 + (H - H_R)^2]^2}. \quad (2.53)$$

2.1.5 Sinal detectado experimentalmente por FMR

De forma geral, os sinais de absorção de micro-ondas por amostras em forma de filmes finos são sempre muito menores do que em amostras bulk. Esse é sem dúvidas o principal fator que dificulta a obtenção de espectros de ressonância em filmes finos. Uma solução eficiente para isso é a modulação do campo magnético DC [12, 13] e a detecção direta da potência média por um amplificador sensível à fase (lock-in). Esta abordagem experimental parte do princípio de que o sinal de absorção quando modulado permite ser detectado com mais sensibilidade via lock-in. Essa modulação do sinal de absorção é gerada por um campo alternado de baixa frequência (ω_{bf} com $\omega_{bf} \ll \omega_{rf}$), paralelo ao campo H e de amplitude $h_{bf} \ll H$. Baseando-se nesta discussão é possível escrever o campo magnético total como,

$$\vec{H}_T = [H + h_{bf}\cos(\omega_{bf}t)]\hat{z}. \quad (2.54)$$

Como a modulação apresenta dependência temporal, o sinal detectado também dependerá do tempo. Isso remete que a tensão medida no detector é proporcional à potência absorvida no material, de modo que, $V(H_T) \propto \bar{P}(H_T)$. Afim de determinar os harmônicos relacionados ao sinal de tensão, expande-se $V(H_T)$ em série de Taylor

$$V(H_T) = V(H_T)|_H + \left. \frac{dV(H_T)}{dH_T} \right|_H (H_T - H) + \frac{1}{2} \left. \frac{d^2V(H_T)}{dH_T^2} \right|_H (H_T - H)^2 + \dots, \quad (2.55)$$

substituindo 2.54 em 2.55 encontra-se

$$V(H_T) = V(H_T)|_H + \left. \frac{dV(H_T)}{dH_T} \right|_H (h_{bf}\cos(\omega_{bf}t)) + \frac{1}{2} \left. \frac{d^2V(H_T)}{dH_T^2} \right|_H (h_{bf}\cos(\omega_{bf}t))^2 + \dots \quad (2.56)$$

É possível escrever a equação 2.56 em primeira ordem como,

$$\Delta V = V(H_T) - V(H_T)|_H = h_{bf} \left. \frac{dV(H_T)}{dH_T} \right|_H \cos(\omega_{bf}t), \quad (2.57)$$

deste modo obtém-se

$$\Delta V \propto h_{bf} \left. \frac{d\bar{P}(H_T)}{dH_T} \right|_H \cos(\omega_{bf}t). \quad (2.58)$$

Substituindo 2.53 em 2.58 encontra-se

$$\Delta V = A_N h_{bf} \omega h^2 M_S \left\{ \frac{\Delta H (H - H_R)}{[(\Delta H)^2 + (H - H_R)^2]^2} \right\} \cos(\omega_{bf}t). \quad (2.59)$$

onde A_N é uma constante de proporcionalidade. O sinal descrito em um experimento de FMR com modulação em campo como comentado acima, pode ser descrito teoricamente pela expressão 2.59. O lock-in é um equipamento de baixo-ruído que permite fazer dife-

rentes tipos de medidas com modulação. Os sinais medidos via lock-in podem ser obtidos em termos do primeiro harmônico (ω_{bf}) ou do segundo harmônico ($2\omega_{bf}$). Considerando o primeiro harmônico em uma frequência de modulação (ω_{bf}) fixa e variando o campo magnético externo (H), obtém-se com o uso da expressão 2.59,

$$\Delta V = A_3 \left[\frac{\Delta H(H - H_R)}{(\Delta H)^2 + (H - H_R)^2} \right]. \quad (2.60)$$

onde $A_3 = 2A_N h_{bf} \omega h^2 M_S / T$. A curva obtida pela expressão 2.60 é adimensional e descreve o sinal de tensão detectado quando a tensão de base gerada por desalinhamento da posição da amostra é nula. Para análise de forma geral do sinal medido em FMR soma-se à expressão 2.60 uma função do primeiro grau em H , ou seja, $V_{Li} = A_1 + A_2 H$, onde A_1 e A_2 são constantes. Esse procedimento serve apenas para garantir um bom ajuste dos dados experimentais, contudo não modifica as principais informações obtidas na medida de FMR que é o campo de ressonância e a largura de linha. O campo de ressonância permite analisar os campos efetivos envolvidos (anisotropias, etc) e a largura de linha dá informações sobre os processos de relaxação da magnetização. Dito isso, escreve-se de forma geral a curva que caracteriza o sinal medido em FMR com modulação em campo

$$\Delta V_{med} = A_1 + A_2 H + A_3 \left[\frac{\Delta H(H - H_R)}{(\Delta H)^2 + (H - H_R)^2} \right]. \quad (2.61)$$

Se a amostra medida apresenta mais de um sinal de ressonância, basta acrescentar a expressão 2.60 à 2.61 quantas vezes for necessário, modificando apenas as constantes envolvidas. Com isso, os sinais de FMR podem ser analisados de forma geral.

2.2 Tensão elétrica DC em experimentos de spin pumping

A detecção de uma tensão DC em multicamadas magnéticas e filmes finos simples sob ressonância ferromagnética tem sido fonte de vários estudos [14-24]. Nesta seção será discutido o efeito spin pumping DC em bicamadas ferromagnéticas (FM)/metal normal (MN) resultante da combinação do efeito spin pumping com o efeito Hall de spin inverso (ISHE). Quando o material ferromagnético da amostra FM/MN está em ressonância ferromagnética, a precessão da magnetização gera uma corrente pura de spin entrando no metal normal. Devido a interação spin-órbita no MN, a corrente de spin produz uma corrente de carga DC perpendicular a ela devido ao ISHE. Esta corrente de carga dá origem a tensão spin pumping (V_{SPE}) que pode ser medida por um nanovoltímetro. Os efeitos galvanomagnéticos decorrentes do acoplamento da magnetização oscilante e os elétrons livres nos metais também produzem uma tensão DC. A seguir apresentaremos as contribuições.

2.2.1 Efeitos galvanomagnéticos

Os sistemas em análises são compostos por uma bicamada FM/MN, colocada em ressonância ferromagnética com um campo magnético externo DC ($\vec{H}$) e um campo magnético externo de rf ($\vec{h}$), ambos perpendiculares entre si. Os campos estão aplicados no plano da amostra. As respostas dos fenômenos de transporte de carga sob a ação de um campo magnético, estão associadas a efeitos galvanomagnéticos em física da matéria condensada. Entre os mais relevantes estão os efeitos Hall normal e extraordinário e a magnetoresistência anisotrópica (ou em inglês, anisotropic magnetoresistance - AMR). Os efeitos galvanomagnéticos geram tensão DC em filmes ferromagnéticos por ressonância ferromagnética. Os primeiros trabalhos que propõem uma teoria para descrever essa geração de tensão DC foram publicados no começo da década de 60 por Juretschke [25, 26] e Seavey [27].

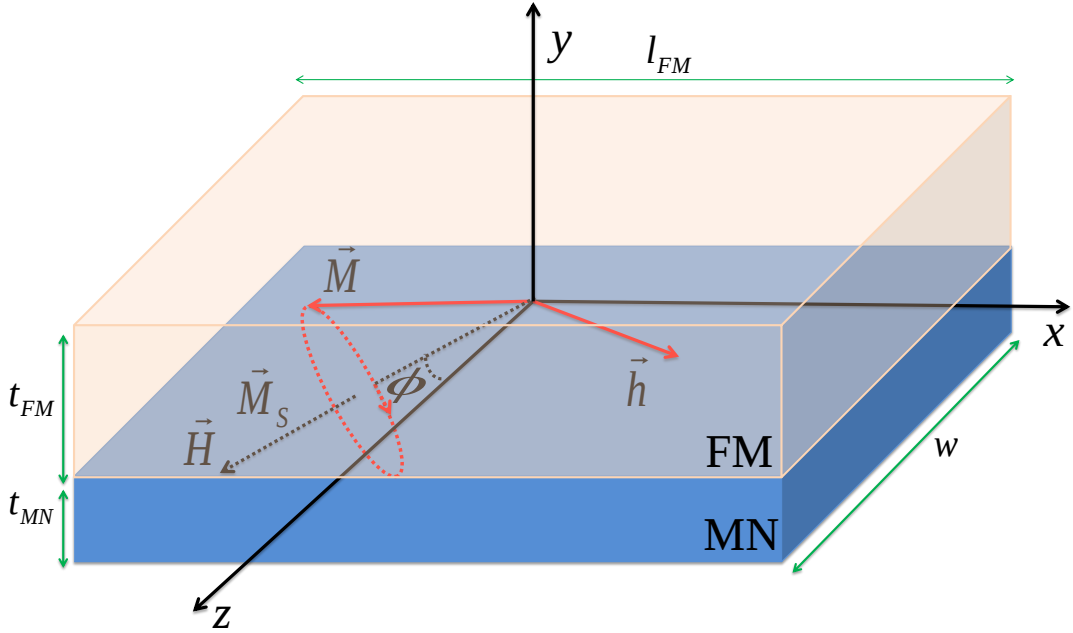


Figura 5 – Sistema de coordenadas adotado para descrever os eixos do filme de espessura t_{FM} . O filme está com um campo magnético dc aplicado ($\vec{H}$) na direção $\hat{z}$, que é a direção que define o equilíbrio $\vec{M}_S$. O ângulo $\phi_{\vec{k}}$ é definido pelo vetor de onda $\vec{k}$ e o eixo $\hat{z}$.

Na abordagem de Juretschke um campo magnético estático é aplicado em uma amostra, que se encontra em uma estrutura de guias de ondas de forma que na região onde está colocada é submetida simultaneamente a campos elétrico e magnético uniformes de micro-ondas. Na condição de ressonância de um filme ferromagnético, a tensão entre dois pontos na superfície da amostra, foi abordada fenomenologicamente através da

dependência existente entre a direção da magnetização e a corrente de condução. Em um condutor magnético isotrópico a relação entre a direção da magnetização e a condução elétrica possui a forma da lei de Ohm generalizada dada por [28]

$$\vec{J}(t) = \sigma \vec{E}(t) - \left(\frac{\Delta \rho_e}{\rho_e M^2} \right) [\vec{J}(t) \cdot \vec{M}(t)] \vec{M}(t) + R_H \sigma [\vec{J}(t) \times \vec{M}(t)], \quad (2.62)$$

onde R_H é a constante do efeito Hall extraordinário, $\sigma = 1/\rho_e$ é a condutividade elétrica e $\Delta \rho_e = \rho_{e//} - \rho_{e\perp}$, na qual $\rho_{e//}$ e $\rho_{e\perp}$ são as componentes da resistividade paralela e perpendicular à magnetização ($\vec{M}(t)$) e $\vec{J}(t)$ é a densidade de corrente elétrica. Na condição de ressonância, além da absorção da energia de rf por causa da precessão da magnetização em torno da direção de equilíbrio, um campo elétrico é induzido, o que gera excitação de correntes de condução oscilantes [25-27].

As equações de Maxwell sujeitas à condição não linear dada pela Equação 2.62 e à equação de movimento da magnetização descrevem a interação de um campo magnético de rf com um meio condutor ferromagnético. Os termos não-lineares não geram uma mudança brusca na solução do problema, de modo que a solução é similar a do problema linear. Considerando a parte oscilante da magnetização $\vec{m}(t)$ na equação 2.62, obtém-se:

$$\begin{aligned} \vec{J}(t) = & \sigma \vec{E}(t) - \left(\frac{\Delta \rho_e}{\rho_e} \right) [\vec{J}(t) \cdot \hat{z}] \hat{z} + R_H \sigma [\vec{J}(t) \times \vec{M}_S] + R_H \sigma [\vec{J}(t) \times \vec{m}(t)] - \\ & \left(\frac{\Delta \rho_e}{\rho_e M_S} \right) \{ (\vec{J}(t) \cdot \hat{z}) \vec{m}(t) + (\vec{J}(t) \cdot \vec{m}(t)) \hat{z} \}. \end{aligned} \quad (2.63)$$

Na equação 2.63 considerou-se apenas os termos de primeira ordem em $\vec{M}(t)$. As correções lineares na solução em frequência estão representadas pelo segundo e o terceiro termo à direita da Equação 2.63. O quarto e o quinto termo possuem os efeitos não lineares que produzem os termos independentes do tempo e termos com o dobro da frequência. Considerando a média temporal (descrita pelo símbolo $\langle \rangle$) da densidade de corrente (Equação (2.63)), obtém-se os termos independentes do tempo desejados,

$$\langle \vec{J}(t) \rangle = \sigma \langle \vec{E}(t) \rangle + \sigma \vec{E}'(t), \quad (2.64)$$

onde,

$$\vec{E}' = - \left(\frac{\Delta \rho_e}{\rho_e M_S} \right) \left\{ \langle \vec{J}(t) \cdot \vec{m}(t) \rangle \hat{z} + \langle \vec{J}(t) \times \vec{m}(t) \rangle \times \hat{z} \right\} + R_H \langle \vec{J}(t) \times \vec{m}(t) \rangle. \quad (2.65)$$

Considerando um campo de micro-ondas $[\vec{h}(t)]$ em $\vec{E}'$, é necessário para se determinar explicitamente $\vec{E}'$, encontrar as médias temporais $\langle \vec{J}(t) \cdot \vec{m}(t) \rangle$ e $\langle \vec{J}(t) \times \vec{m}(t) \rangle$. Para isso, é importante determinar os campos magnéticos $\vec{H}$ e $\vec{h}$ explicitamente. Usando o

sistema de coordenadas da **Figura 5**, a magnetização e os campos magnéticos externos $\vec{H}$ e $\vec{h}$ podem ser expressos como:

$$\vec{H} = H(-\sin\phi\hat{x} + \cos\phi\hat{z}), \quad (2.66)$$

$$\vec{h} = h(t)(\cos\phi\hat{x} + \sin\phi\hat{z}), \quad (2.67)$$

$$\vec{M} = M_S(-\sin\phi\hat{x} + \cos\phi\hat{z}), \quad (2.68)$$

$$\vec{m}(t) = m_x(t)\cos\phi\hat{x} + m_y(t)\hat{y} + m_x(t)\sin\phi\hat{z}. \quad (2.69)$$

Adotando o sistema de coordenadas da **Figura 5**, e utilizando a lei de Ampère, a densidade de corrente induzida é produzida na direção da projeção maior do filme ($\sin\phi\hat{x}$). Assim, a equação para o campo elétrico $\vec{E}'$, referente à média da interação da magnetização com a corrente induzida, pode ser expressa por:

$$\vec{E}' = - \left(\frac{\Delta\rho_e}{M_S} \right) \left\{ \langle \vec{J}(t) \cdot \vec{m}(t) \rangle \hat{z} + \langle \vec{J}(t) \times \vec{m}(t) \rangle \times \hat{z} \right\} + R_H \langle \vec{J}(t) \times \vec{m}(t) \rangle, \quad (2.70)$$

$$\begin{aligned} \vec{E}' = & \left(\frac{\Delta\rho_e}{M_S} \right) \langle J_x m_x \rangle \sin(2\phi) \hat{x} + \left(\frac{\sin\phi}{M_S} \right) [\Delta\rho_e \langle J_x m_x \rangle - M_S R_H \sigma \langle J_x m_x \rangle] \hat{y} + \\ & \left[R_H \sigma \langle J_x m_x \rangle - \left(\frac{\Delta\rho_e}{M_S} \right) \langle J_x m_x \rangle \cos(2\phi) \right] \hat{z}. \end{aligned} \quad (2.71)$$

Desse modo a tensão DC resultante da medida na direção x é dada pela integral

$$V_{GM} = \int_{-l_{FM}/2}^{l_{FM}/2} (\vec{E}' \cdot \hat{x}) dx. \quad (2.72)$$

A equação 2.72 mostra que o campo elétrico na amostra pode ser mensurado. Assim, substituindo a Equação 2.71 na 2.72, encontra-se:

$$V_{GM} = \int_{-l_{FM}/2}^{l_{FM}/2} (\vec{E}' \cdot \hat{x}) dx = \int_{-l_{FM}/2}^{l_{FM}/2} \left(\frac{\Delta\rho_e}{M_S} \right) \langle J_x m_x \rangle \sin(2\phi) dx, \quad (2.73)$$

$$V_{GM} = \left(\frac{\Delta\rho_e}{M_S} \right) \frac{l_{FM}}{2} \text{Re} [J_x m_x^*] \sin(2\phi), \quad (2.74)$$

onde V_{GM} é a tensão DC ao longo do comprimento da amostra (x), resultante dos efeitos galvanomagnéticos, l_{FM} é o comprimento do filme ferromagnético e admitiu-se $\langle J_x m_x \rangle = \text{Re}[J_x m_x^*]/2$. Percebe-se que não existe contribuição do efeito Hall anômalo para a tensão V_{GM} . Dito isso, escreve-se a densidade de corrente na direção x como,

$$J_x = \left(\frac{R_{FM} I_{rf}}{\Delta\rho_e l_{FM}} \right) \sin\phi e^{i(\omega t + \varphi)}, \quad (2.75)$$

onde φ é a fase entre a corrente produzida pelo campo de rf e a magnetização no estado

de ressonância, R_{FM} é a resistência do filme ferromagnético e I_{rf} é a corrente induzida pelo campo magnético de rf. A componente da magnetização na direção x e na condição de ressonância é dada por:

$$m_x(t) = T_{xx}h \left[\frac{\Delta H \sqrt{(H - H_R)^2 + (\Delta H)^2}}{(H - H_R)^2 + (\Delta H)^2} \right] e^{i(\omega t + \beta)}, \quad (2.76)$$

onde,

$$T_{xx} = \left(\frac{\gamma M_S}{\alpha \omega} \right) \left[\frac{H_R + 4\pi M_S}{2H_R + 4\pi M_S} \right]. \quad (2.77)$$

e β é a fase da magnetização no seu estado de ressonância. Usando as equações 2.75 e 2.76 pode-se determinar o valor médio $\langle J_x m_x \rangle = \text{Re}[J_x m_x^*]/2$, ou seja,

$$\langle J_x m_x \rangle = T_{xx}h \left(\frac{R_{FM} I_{rf}}{2\Delta \rho_e l_{FM}} \right) \left[\frac{\Delta H \sqrt{(H - H_R)^2 + (\Delta H)^2}}{(H - H_R)^2 + (\Delta H)^2} \right] \text{sen}(\phi) \cos(\varphi - \beta). \quad (2.78)$$

Por outro lado, sabe-se que $\cos(\varphi - \beta) = \cos(\beta)\cos(\varphi) - \text{sen}(\beta)\text{sen}(\varphi)$, desse modo podemos escrever [25, 26, 27]:

$$\sin(\beta) = \frac{(H - H_R)}{\sqrt{(H - H_R)^2 + (\Delta H)^2}}, \quad (2.79)$$

$$\cos(\beta) = \frac{\Delta H}{\sqrt{(H - H_R)^2 + (\Delta H)^2}}. \quad (2.80)$$

Substituindo 2.79 e 2.80 em 2.78, obtém-se:

$$\begin{aligned} \langle J_x m_x \rangle = & \left(\frac{R_{FM} I_{rf}}{2\Delta \rho_e l_{FM}} \right) T_{xx}h \text{sen}(\phi) \left[\frac{(\Delta H)^2}{(H - H_R)^2 + (\Delta H)^2} \cos(\varphi) - \right. \\ & \left. \frac{\Delta H(H - H_R)}{(H - H_R)^2 + (\Delta H)^2} \text{sen}(\varphi) \right]. \end{aligned} \quad (2.81)$$

Agora é possível substituindo a expressão 2.81 em 2.74 definir de forma explícita a tensão gerada por efeitos galvanomagnéticos em metais:

$$V_{GM}(H, \phi) = \left(\frac{R_{FM} I_{rf} T_{xx} h}{2M_S} \right) [L(H)\cos(\varphi) - L'(H)\text{sen}(\varphi)], \quad (2.82)$$

onde

$$L(H) = \left[\frac{(\Delta H)^2}{(H - H_R)^2 + (\Delta H)^2} \right] \quad (2.83)$$

e

$$L'(H) = \left[\frac{\Delta H(H - H_R)}{(H - H_R)^2 + (\Delta H)^2} \right]. \quad (2.84)$$

A equação 3.82 revela que a tensão V_{GM} possui contribuições em relação à sua variação com o campo H . Esses tipos de contribuições são: $L(H)$, onde a forma da linha

é simétrica e $L'(H)$, onde a forma da linha é anti-simétrica. Além disso, percebe-se que estas contribuições possuem pesos que variam com φ , de modo que dependendo do seu valor, a forma da tensão pode mudar de uma linha puramente simétrica ($\varphi = 0^\circ$ e 180°), para uma anti-simétrica ($\varphi = 90^\circ$ e 270°) ou ainda para uma assimétrica (outros valores de φ).

2.2.2 *Efeito spin pumping*

O spin pumping ocorre quando uma corrente pura de spin é injetada em uma camada fina de metal normal (MN) por uma camada ferromagnética (FM) adjacente submetida a ressonância ferromagnética (FMR). A precessão dos spins atua como uma bomba peristáltica, injetando adiabaticamente spins da camada FM para a camada MN adjacente sem transporte de carga. A corrente de spin através da camada de MN gera uma corrente de carga ao longo da camada por meio do efeito Hall de spin inverso (ISHE).

Este fenômeno foi proposto por Brataas et al. [20, 21] em 2002. Em seus trabalhos seminais eles dizem que o fenômeno pode ser interpretado como uma “bateria de spin” com analogias e diferenças com as baterias de carga. Por exemplo, a conservação de carga e corrente determina que uma bateria de carga possui dois polos, mais (+) e menos (-). Uma bateria de spin requer apenas um polo, uma vez que a corrente de spin não precisa ser conservada. Além disso, a polaridade não é um vetor binário, mas um vetor tridimensional. O conceito central para descrever o fenômeno está na precessão da magnetização do material ferromagnético na condição de ressonância. Essa precessão atua como fonte de momento angular de spin quando em contato com metais normais [20, 21].

A injeção de spin pode ser formulada em analogia com o bombeamento adiabático de carga em sistemas mesoscópicos [29, 30]. A expressão para a corrente de spins bombeada é obtida considerando a teoria quântica de espelhamento dependente do spin e do tempo [31]. Usando a definição de operador com base na segunda quantização, define-se o operador que descreve a corrente da camada MN ($\hat{I}$), ou seja,

$$\hat{I} = \left(\frac{I_e}{2} \right) \hat{I}_I + \left(\frac{e\vec{I}_S}{\hbar} \right) \cdot \hat{\sigma}, \quad (2.85)$$

onde I_e é a corrente de carga, $\vec{I}_S$ é a corrente de spin dentro do MN na interface FM/MN, $\hat{I}_I$ é a matriz identidade na base de spin 1/2, $\hat{\sigma}$ é o vetor que define as matrizes de Pauli, $e = -|e|$ é a carga do elétron e $\hbar$ é a constante de Planck. Observa-se que o traço do operador corrente possui contribuições distintas em seus fundamentos. A corrente de carga (I_e) é gerada por potenciais elétricos, já a corrente de spin proposta possui traço nulo, de modo que não produz fluxo líquido de elétrons para a corrente de carga total.

É importante enfatizar que a palavra “corrente” tem sua origem interligada a palavra “fluxo”, de modo que o termo “corrente de spin” faz referência ao fluxo de spin. Possuindo o spin unidade de momento angular, é possível afirmar que corrente de spin é um fluxo de momento angular. Então, a precessão da magnetização é o que faz com que corrente de spin seja injetada para dentro de uma camada MN ou FM. Usando cálculos de segunda quantização em matrizes de espalhamento [32-35] é possível determinar explicitamente o operador corrente $\hat{I}$. Partindo da consideração de que não existem potenciais elétricos aplicados, pode-se definir a corrente local de spin na interface FM/MN bombeada para dentro da camada MN ($\vec{I}_S^p$) como sendo:

$$\vec{I}_S^p = \frac{\hbar}{4\pi} \left(G_r \hat{m} \times \frac{d\hat{m}}{dt} - G_i \frac{d\hat{m}}{dt} \right), \quad (2.86)$$

onde $\hat{m} = \vec{M}/M_S$ é o vetor unitário na direção da magnetização e $G = G_r + iG_i = g^{\uparrow\downarrow} - t^{\uparrow\downarrow}$ é a condutância de spin. A parte real (G_r) e a parte imaginária (G_i) da condutância, assim como $g^{\uparrow\downarrow}$ e $t^{\uparrow\downarrow}$ são definidos como [20]:

$$G_r = \frac{1}{2} \sum_{m,n} (|r_{mn}^{\uparrow} - r_{mn}^{\downarrow}|^2 + |t_{mn}^{\uparrow} - t_{mn}^{\downarrow}|^2) \quad (2.87)$$

e

$$G_i = \text{Im} \sum_{m,n} [r_{mn}^{\uparrow} (r_{mn}^{\downarrow})^* + t_{mn}^{\uparrow} (t_{mn}^{\downarrow})^*] \quad (2.88)$$

ou

$$g^{\uparrow\downarrow} = \sum_{m,n} [\delta_{mn} - r_{mn}^{\uparrow} (r_{mn}^{\downarrow})^*] \quad (2.89)$$

e

$$t^{\uparrow\downarrow} = t_{mn}^{\uparrow} (t_{mn}^{\downarrow})^*, \quad (2.90)$$

sendo que $r_{mn}^{\uparrow} (r_{mn}^{\downarrow})$ é o coeficiente de reflexão para elétrons com spin-up (spin-down) no MN, $t_{mn}^{\uparrow} (t_{mn}^{\downarrow})$ é o coeficiente de transmissão para elétrons com spin-up (spin-down) para dentro do MN e os índices m, n caracterizam os modos transversais do filme na condição de energia de Fermi.

A descrição desta teoria parte do fato de que o sistema encontra-se em um processo adiabático, onde os elétrons/spins dentro da camada MN sempre estão em equilíbrio com a precessão da magnetização na interface FM/MN. Uma boa forma de entender o fenômeno que ocorre parte da comparação entre o tempo de permanência média de um elétron em um sítio atômico na camada MN (para elétrons na banda d com energia, $E_d \approx 5$ eV, logo, $\tau = \hbar/E_d \approx 2 \times 10^{-16}$ s) com o período de precessão da magnetização no FM (para uma frequência típica em nossos experimentos de FMR, $f \approx 5$ GHz, o período é $T = 2 \times 10^{-10}$ s), isso significa que enquanto a magnetização dá uma volta em torno da direção

de equilíbrio, um elétron se movimenta 10^6 sítios atômicos.

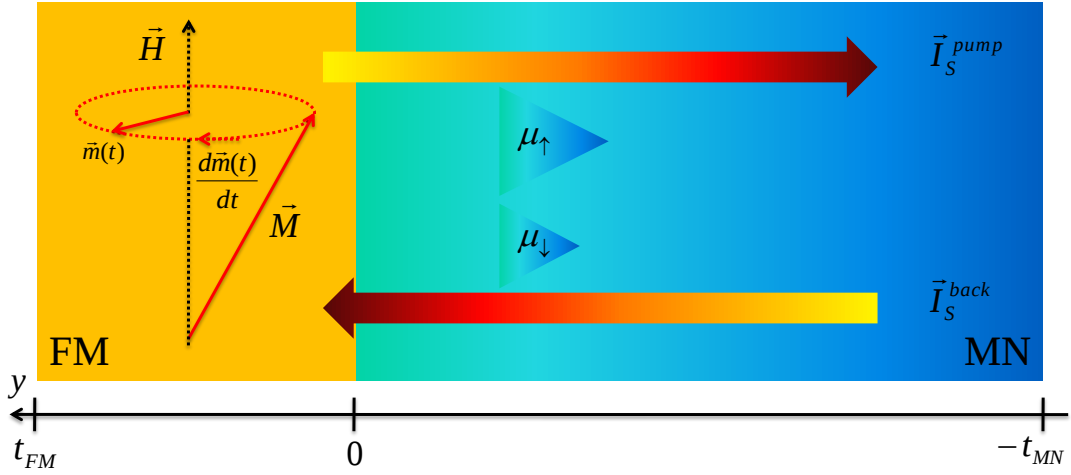


Figura 6 – Sistema de coordenadas adotado para descrever os eixos do filme de espessura t_{FM} . O filme está com um campo magnético DC aplicado ($\vec{H}$) na direção $\hat{z}$, que é a direção que define $\vec{M}_S$. As correntes $\vec{I}_S^{pump} = \vec{I}_S^p$ e $\vec{I}_S^{back} = \vec{I}_S^b$ são as correntes de spin bombeada (p) e de volta (b), respectivamente.

Na interface FM/MN interface FM/MN uma corrente de spin de volta ($\vec{I}_S^b$) para a camada FM, será produzida devido a acumulação de spin no MN (ver **Figura 6**). Dito isso, escreve-se o fluxo total de spin transferido na interface,

$$\vec{I}_S = \vec{I}_S^p - \vec{I}_S^b. \quad (2.91)$$

Se a corrente de spin ($\vec{I}_S$) apresentar um valor mensurável, comprova-se a existência de algum mecanismo que funcione como uma fonte absorvedora de spin (spin-sink) no metal normal. Uma fonte para este tipo de mecanismo é o acoplamento spin-órbita, onde o momento angular de spin produzido na condição de ressonância é transferido do elétron para a rede. Se o mecanismo de relaxação é fraco, ou seja, é um fraco absorvedor de spin, a camada MN pode ser usada como uma bateria de spin (spin-battery) [21].

A conservação de momento angular na interface FM/MN, garante que a corrente de spin saindo da camada FM carrega momento angular perpendicular à direção da magnetização, o que equivale a um torque ($-\vec{I}_S$) sobre a camada FM [20]. Este torque é transferido inteiramente para a magnetização do FM, se o spin-flip interfacial for desprezado, de modo que a equação de LLG com um termo adicional pode ser utilizada para descrever a dinâmica da magnetização,

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = -\gamma \vec{m} \times \vec{H}_{ef} + \alpha \hat{m} \times \frac{d\vec{m}}{dt} + \frac{\gamma}{M_S^2 V_{FM}} \vec{I}_S, \quad (2.92)$$

onde α é a constante de amortecimento adimensional intrínseca de Gilbert e $V_{FM} = t_{FM} l_{FM} w$ é o volume da camada FM. Com base na discussão apresentada acima e usando as equações 2.86 e 2.91 escreve-se:

$$\vec{I}_S = \frac{\hbar}{4\pi} \left(G_{ef,r} \hat{m} \times \frac{d\hat{m}}{dt} - G_{ef,i} \frac{d\hat{m}}{dt} \right), \quad (2.93)$$

onde $G_{ef,r}$ e $G_{ef,i}$ são as partes real e imaginária da condutância devido às correntes $\vec{I}_S^p$ e $\vec{I}_S^b$. Substituindo a equação 2.93 na equação 2.92 encontra-se:

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = -\gamma \vec{m} \times \vec{H}_{ef} - \left(\frac{\gamma \hbar G_{ef,i}}{4\pi M_S V_{FM}} \right) \frac{d\vec{m}}{dt} + (\alpha + \alpha') \hat{m} \times \frac{d\vec{m}}{dt}, \quad (2.94)$$

onde,

$$\alpha' = \left(\frac{\gamma \hbar}{4\pi M_S V_{FM}} \right) G_{ef,r}. \quad (2.95)$$

É possível ainda reescrever a equação 2.94 como:

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = -\gamma_{ef} \vec{m} \times \vec{H}_{ef} + \alpha_{ef} \hat{m} \times \frac{d\vec{m}}{dt}, \quad (2.96)$$

onde,

$$\gamma_{ef} = \gamma \left[1 - \left(\frac{\gamma \hbar}{4\pi M_S V_{FM}} \right) G_{ef,i} \right] \quad (2.97)$$

e $\alpha_{ef} = \alpha + \alpha'$. Dois fatos podem ser concluídos a respeito da condutância: a parte real ($G_{ef,r}$) contribui com um termo de amortecimento adicional (α') e a parte imaginária ($G_{ef,i}$) contribui com um termo que equivale a um campo de anisotropia. Um experimento de spin pumping é um processo adiabático que funciona como um circuito aberto, onde o momento angular de spin conduzido pela corrente para dentro do MN, deve se acumular no metal não magnético.

Em outras palavras, pode-se dizer que quando a precessão da magnetização é acionada, uma corrente de spin flui para dentro do metal normal gerando uma magnetização local, isto é, um acúmulo de spin $\vec{\mu}_S$ até alcançar o estado de equilíbrio. Pode-se citar duas características que fundamentam os regimes transiente e de equilíbrio, são elas: o momento angular de spin relaxa devido aos processos de spin-flip em sistemas com forte absorvedor de spin e os spins que não sofrem relaxação contribuem efetivamente para a acumulação de spin ($\vec{\mu}_S$), de modo que eles produzem uma corrente de spin ($\vec{I}_S^b$) que retorna para a camada FM.

No estado de equilíbrio, a corrente líquida total que flui da camada FM para a camada MN é representada pela equação 2.91. Observa-se que a corrente de volta ($\vec{I}_S^b$) é definida através da acumulação de spin na camada MN e é obtida dentro da camada MN

na interface FM/MN por

$$\vec{I}_S^b = \frac{1}{4\pi} (G_r \vec{\mu}_S - G_i \vec{\mu}_S \times \hat{m}). \quad (2.98)$$

A acumulação de spin é definida pelo potencial químico, que é por sua vez, definido de forma geral usando a função de distribuição de elétrons no metal normal $f(\varepsilon)$. Adotando uma descrição no espírito da segunda quantização define-se o operador que descreve a função de distribuição de elétrons, $\hat{f}(\varepsilon) = f_{F-D}(\varepsilon) \hat{I}_I$ [29], onde $f_{F-D}(\varepsilon)$ é a função de distribuição de Fermi-Dirac para elétrons no MN. Com isso, a expressão que descreve o potencial químico de spin é

$$\vec{\mu}_S = \int_{\varepsilon_F} d\varepsilon Tr[\vec{\sigma} \hat{f}(\varepsilon)], \quad (2.99)$$

onde ε_F é a energia de Fermi. Observa-se que a acumulação de spin ($\vec{\mu}_S$) é um vetor com direção caracterizada pelo desbalanceamento da densidade total de spin (ρ_S) e sua magnitude é definida pela separação de energia referente aos spins ao longo da direção analisada. O vetor densidade total de spins em condições extremas (baixas temperaturas) pode ser definido em relação a $\vec{\mu}_S$ como $\vec{\rho}_S = \hbar N(\varepsilon_F) \vec{\mu}_S / 2$, onde aqui $N(\varepsilon_F)$ é a densidade de estados por spin, por unidade de volume no MN. A difusão da acumulação de spin $[\vec{\mu}_S(y)]$ para dentro da camada MN obedece à equação de difusão [32, 36]. Assim, considerando a **Figura 6** e adotando o eixo z como o eixo de polarização escreve-se,

$$i\omega \vec{\mu}_S(y) - D_{di} \frac{\partial^2 \vec{\mu}_S(y)}{\partial y^2} = -\frac{\vec{\mu}_S(y)}{\tau_{sf}}, \quad (2.100)$$

onde D_{di} é o coeficiente de difusão de spin e τ_{sf} é o tempo de espalhamento spin-flip. A acumulação de spin obedece as condições de contorno obtidas pela continuidade da corrente de spin do material ferromagnético para o metal normal em $y = 0$ e em $y = -t_{MN}$, ou seja,

$$\left. \frac{\partial \vec{\mu}_S(y)}{\partial y} \right|_{y=0} = \frac{2}{\hbar N A_{int} D_{di}} \vec{I}_S \Big|_{y=0}, \quad (2.101)$$

$$\left. \frac{\partial \vec{\mu}_S(y)}{\partial y} \right|_{y=-t_{MN}} = 0, \quad (2.102)$$

onde A_{int} é a área da interface. Essas condições de contorno mostram que a equação 2.100 é uma espécie de “equação de continuidade”, onde o termo adicional de torque no lado direito enfatiza que não há conservação de spin. A equação 2.100 pode ser reescrita como

$$\frac{\partial^2 \vec{\mu}_S(y)}{\partial y^2} - \frac{\vec{\mu}_S(y)}{(\lambda_{SD}^{ef})^2} = 0, \quad (2.103)$$

onde,

$$\frac{1}{(\lambda_{SD}^{ef})^2} = \frac{1}{D_{di}} \left(\frac{1}{\tau_{sf}} + i\omega \right) \quad (2.104)$$

e

$$\lambda_{SD} = \sqrt{\tau_{sf} D_{di}} \quad (2.105)$$

é o comprimento de difusão de spin no metal normal. A solução geral da equação 2.103 é do tipo:

$$\vec{\mu}_S(y) = \vec{A}e^{-y/\lambda_{SD}^{ef}} + \vec{B}e^{y/\lambda_{SD}^{ef}}. \quad (2.106)$$

Adotando as condições de contorno 2.101 e 2.102 na solução geral da equação 2.106 obtém-se

$$\vec{\mu}_S(y) = \left(\frac{2}{\hbar N A_{int} D_{di}} \right) \left\{ \frac{\cosh[k(t_{MN} + y)]}{k \sinh[k(t_{MN})]} \right\} \vec{I}_S \Big|_{y=0}. \quad (2.107)$$

O material ferromagnético possui parâmetros característicos envolvendo o spin. Entre esses parâmetros está o comprimento de coerência de spin (λ_{spin}). Quando a espessura do filme FM é maior que seu comprimento de coerência, é possível escrever a seguinte relação

$$\lambda_{spin} = \frac{\pi}{(k_F^\uparrow - k_F^\downarrow)}, \quad (2.108)$$

onde, $k_F^{\uparrow\downarrow}$ é o módulo do vetor de onda na superfície de Fermi. Neste caso, $t^{\uparrow\downarrow}$ anula-se [35] e o bombeamento de spin na superfície FM/MN é definido pela condutância mista $g^{\uparrow\downarrow}$. Para materiais como o Py a seguinte relação é válida, $t_{FM} \geq 2 \text{ nm} \gg \lambda_{spin}$ [31]. Por outro lado, a parte imaginária da condutância é desprezível $G_i \ll G_r$ ($g_i^{\uparrow\downarrow} \ll g_r^{\uparrow\downarrow}$) para a maioria das interfaces reais de interesse, de modo que é possível escrever a seguinte relação

$$G_r = \frac{1}{2} \sum_{m,n} |r_{mn}^\uparrow - r_{mn}^\downarrow|^2 = g_r^{\uparrow\downarrow}. \quad (2.109)$$

Introduzindo a condição apresentada pela equação 2.109 na equação 2.98, escreve-se a corrente de spin de volta ao metal ferromagnético ($\vec{I}_S^b$) na interface como [37]:

$$\vec{I}_S^b \Big|_{y=0} = \frac{1}{4\pi} G_r \vec{\mu}_S(y) \Big|_{y=0}. \quad (2.110)$$

Substituindo a equação 2.110 na equação 2.91, encontra-se a corrente total de spin na interface FM/MN,

$$\vec{I}_S \Big|_{y=0} = \left(\vec{I}_S^p - \vec{I}_S^b \right) \Big|_{y=0} = \vec{I}_S^p \Big|_{y=0} - G_r \beta_v \vec{I}_S \Big|_{y=0}, \quad (2.111)$$

onde $\hbar$ é a constante de Planck e

$$\beta_v = \frac{1}{\hbar N A_{int} k D_{di} \tanh[k(t_{MN})]}, \quad (2.112)$$

é um parâmetro que governa a corrente de volta. Em um experimento típico de FMR com frequência da ordem de GHz, a frequência de precessão ($\omega/2\pi$) é menor que a taxa de

relaxação de spin-flip $1/\tau_{sf}$, ($\omega \ll 1/\tau_{sf}$) de forma que a expressão 2.104 pode ser aproximada para $\lambda_{SD}^{ef} \approx \lambda_{SD}$. Adotando as correções feitas em λ_{SD} e N devido as contribuições de drift [31], encontra-se

$$\lambda_{SD} = \sqrt{\frac{\tau_{el}\tau_{sf}}{3}} v_F \quad (2.113)$$

e

$$N = \frac{k_F^2}{\pi \hbar v_F} = \frac{4N_{ct}}{h A_{int} v_F}, \quad (2.114)$$

onde v_F é a velocidade de Fermi, τ_{el} é o tempo de espalhamento elástico, k_F é o número de onda de Fermi e N_{ct} é o número de canais transversais de condução do MN. Com isso, a expressão para β_v pode ser reescrita como,

$$\beta_v = \frac{1}{N_{ct} 4\sqrt{\xi/3} \tanh[t_{MN}/\lambda_{SD}]}, \quad (2.115)$$

sendo $\xi = \tau_{el}/\tau_{sf}$ uma constante que representa em cada evento de espalhamento a probabilidade de inversão do spin (spin-flip). Em experimentos de FMR com campo estático da ordem de 1 kOe a frequência de ressonância fica na maioria dos casos no intervalo de $1 \text{ GHz} \leq \omega/2\pi \leq 10 \text{ GHz}$. Por outro lado, para um livre caminho médio de $\lambda_{el} \approx 10 \text{ nm}$ a taxa de espalhamento elástico correspondente é de $1/\tau_{el} \approx 10^{14} \text{ s}^{-1}$. Como consequência as derivações feitas são restritas a metais, nos quais a razão entre os tempos de espalhamento elástico e de spin-flip é da ordem de $\xi = \tau_{el}/\tau_{sf} \geq 10^{-3}$, ou seja, $\xi \ll 1$. Em situações práticas esta condição é satisfeita [38] para materiais metálicos com número atômico (Z) grande, já que $\xi = (\alpha_{fina} Z)^4$. Sendo α_{fina} a constante de estrutura fina [39]. Usando as equações 2.88 e 2.111 a corrente de spin na interface FM/MN pode ser expressa da seguinte forma:

$$\vec{I}_S \Big|_{y=0} = \left(\frac{1}{1 + \beta_v G_r} \right) \vec{I}_S^p = \frac{\hbar}{4\pi} \tilde{G}_r \left(\hat{m} \times \frac{d\hat{m}}{dt} \right), \quad (2.116)$$

onde,

$$\tilde{G}_r = \left(\frac{1}{1 + \beta_v G_r} \right). \quad (2.117)$$

Para interfaces em boas condições de limpeza e com difusão de spin, a soma em G_r ou $g_r^{\uparrow\downarrow}$ (equações 2.87 e 2.89) é aproximadamente igual ao número de canais no nível de Fermi (N_{ct}) [40]. Com isso, $\tilde{G}_r$ se torna,

$$\tilde{G}_r \approx \frac{g_r^{\uparrow\downarrow}}{1 + \{4\sqrt{\xi/3} \tanh[t_{MN}/\lambda_{SD}]\}^{-1}}. \quad (2.118)$$

Com base na discussão apresentada anteriormente a corrente de spin para qualquer

posição y do metal normal pode ser escrita como,

$$\vec{I}_S(y) = \left(\frac{\hbar N A_{int} D_{di}}{2} \right) \frac{\partial \vec{\mu}_S(y)}{\partial y}, \quad (2.119)$$

e usando as equações 2.108 e 2.116 encontra-se:

$$\vec{I}_S(y, t) = \frac{\hbar}{4\pi} \tilde{G}_r \left(\hat{m} \times \frac{d\hat{m}}{dt} \right) \frac{\sinh[(t_{MN} + y)/\lambda_{SD}]}{\sinh[t_{MN}/\lambda_{SD}]}. \quad (2.120)$$

A constante de amortecimento devido a parte real da condutância pode ser reescrita usando a expressão 2.118, logo

$$\alpha' = \frac{1}{1 + [4\sqrt{\xi/3} \tanh(t_{MN}/\lambda_{SD})]^{-1}} \alpha'_\infty, \quad (2.121)$$

onde t_{MN} é a espessura do filme ferromagnético e $\alpha'_\infty = g\mu_B G_r / (4\pi M_S V_{FM})$ é a constante de amortecimento de Gilbert considerando que todos os spins transportados pela corrente de spin no metal normal são absorvidos, o que resulta em $\tau_{SF} \rightarrow 0$, isto é, a condição de absorção de spin é ideal (spin-sink perfeito) [20, 21, 32-34]. Note que em α'_∞ , g é a constante de Landé e μ_B é o magneton de Bohr.

Observa-se que quando $\xi \ll 10^{-2}$ o metal normal se caracteriza como um bom spin-sink $\alpha' \approx \alpha'_\infty$. Este resultado mostra que metais leves como Al e Cu ou metais pesados com apenas elétrons s na banda de condução, como Ag, W e Au, são pouco absorvedores de spin (bom spin-sink), já que apresentam um baixo acoplamento spin-órbita e uma constante típica $\xi \leq 10^{-2}$ [38, 41-43]. Por outro lado, metais pesados com elétrons p ou d na banda de condução e com um número atômico grande ($Z \geq 50$) são bons absorvedores de spins, já que $\xi \leq 10^{-1}$, esse é o caso dos metais Pt e Pd [38]. A precessão da magnetização produz um fluxo de momento angular de spin que gera uma corrente de spin AC e uma corrente DC de spins orientados antiparalelamente com respeito à componente de equilíbrio da magnetização.

Como discutido antes, quando uma bicamada FM/MN encontra-se na condição de ressonância ferromagnética, uma corrente pura de spin será injetada na camada não magnética e através do efeito Hall de spin inverso, uma corrente de carga será produzida nas extremidades da amostra gerando uma tensão DC (V_{SPE}) devido ao spin pumping. Para se calcular a tensão V_{SPE} , considera-se que por causa da precessão da magnetização, uma densidade de corrente de spin $\vec{J}_S$ (em unidades de momento angular) é injetada da camada FM para a camada MN, de modo que se pode escrever $\vec{J}_S$ considerando a **Figura 6** como:

$$\vec{J}_S(y) = \frac{1}{A_{int}} \langle \vec{I}_S(y, t) \rangle = \frac{1}{A_{int}} \langle I_S(y, t) \rangle (-\vec{y}). \quad (2.122)$$

O cálculo da média temporal da equação 2.122 se resume a encontrar $\langle \vec{I}_S(0, t) \rangle$. Usando a equação 2.120 na equação 2.122 encontra-se:

$$\langle \vec{I}_S(y, t) \rangle \propto \langle \vec{I}_S(0, t) \rangle = \frac{\hbar}{4\pi} \tilde{G}_r \left\langle \hat{m} \times \frac{d\hat{m}}{dt} \right\rangle = -\frac{\hbar\omega\tilde{G}_r}{4\pi} Im \left[\frac{m_x^* m_y}{M_S^2} \right] \hat{z}. \quad (2.123)$$

As equações 2.122 e 2.123 mostram que a corrente de spin possui direção no sentido $(-\hat{y})$ e polarização de spin no sentido $\hat{z}$, o que é uma característica tensorial de uma entidade física. Como esperado a corrente de spin possui polarização no mesmo sentido da magnetização de equilíbrio. Considerando o sentido $-\hat{y}$ para a corrente de spin e as equações 2.120 e 2.123 na equação 2.122 escreve-se

$$\vec{J}_S(y) = \frac{\hbar\omega\tilde{G}_r}{4\pi A_{int}} Im \left[\frac{m_x^* m_y}{M_S^2} \right] \frac{\sinh[(t_{MN} + y)/\lambda_{SD}]}{\sinh[t_{MN}/\lambda_{SD}]} (-\hat{y}). \quad (2.124)$$

A relação entre a densidade de corrente de carga e a densidade de corrente de spin é escrita como

$$\vec{J}_C(y) = \left(\frac{2e}{\hbar} \right) \theta_{SH} \left[\hat{\sigma} \times \vec{J}_S(y) \right], \quad (2.125)$$

onde θ_H é o ângulo Hall de spin e $\hat{\sigma}$ é a polarização de spin, que neste caso, está na direção $\hat{z}$ ($\hat{\sigma} = \hat{z}$). A tensão DC devido ao spin pumping (V_{SPE}) é resultado da densidade de corrente de cargas $[\vec{J}_C(y)]$ acumulada nas extremidades da amostra. Essa tensão é obtida integrando a densidade de corrente sobre a área transversal a direção de medida ($\hat{x}$), isto é,

$$V_{SPE} = R_x \int \vec{J}_C(y) \cdot d\vec{A}_{tra}, \quad (2.126)$$

onde

$$R_x = \frac{l_{FM}}{(\sigma w t_{FM})} \quad (2.127)$$

é a resistência elétrica no metal normal e $d\vec{A} = -dzdy\hat{x}$ é o elemento diferencial de área na direção $\hat{x}$. Tomando então, a equação 2.126, calcula-se:

$$V_{SPE} = R_x \int \vec{J}_C(y) \cdot d\vec{A}_{tra} = R_x \int_{-w/2}^{w/2} \int_0^{-t_{MN}} \left[\vec{J}_C(y) \cdot \hat{x} \right] dzdy. \quad (2.128)$$

Substituindo a equação 2.125 na equação 2.128, obtém-se:

$$V_{SPE} = -R_x \theta_{SH} \left(\frac{2e}{\hbar} \right) \int_{-w/2}^{w/2} \int_0^{-t_{MN}} J_S(y) [\hat{z} \times \hat{y}] \cdot \hat{x} dzdy, \quad (2.129)$$

$$V_{SPE} = -R_x \theta_{SH} \left(\frac{e\omega \tilde{G}_r}{2\pi A_{int}} \right) \text{Im} \left[\frac{m_x^* m_y}{M_S^2} \right] \int_{-w/2}^{w/2} \int_0^{-t_{MN}} \frac{\text{senh}[(t_{MN} + y)/\lambda_{SD}]}{\text{sen}[t_{MN}/\lambda_{SD}]} \cos(\phi) dz dy, \quad (2.130)$$

$$V_{SPE} = R_x \theta_{SH} w \lambda_{SD} \left(\frac{e\omega \tilde{G}_r}{2\pi A_{int}} \right) \text{Im} \left[\frac{m_x^* m_y}{M_S^2} \right] \tanh \left(\frac{t_{MN}}{2\lambda_{SD}} \right) \cos(\phi), \quad (2.131)$$

Da equação 2.124 sabe-se que

$$J_S(0) = \frac{\hbar\omega \tilde{G}_r}{4\pi A_{int}} \text{Im} \left[\frac{m_x^* m_y}{M_S^2} \right]. \quad (2.132)$$

Substituindo 2.132 em 2.131 encontra-se [44]:

$$V_{SPE} = R_x \theta_{SH} w \lambda_{SD} \left(\frac{2e}{\hbar} \right) \tanh \left(\frac{t_{MN}}{2\lambda_{SD}} \right) J_S(0) \cos(\phi). \quad (2.133)$$

Por outro lado, a equação 2.133 pode ser reescrita usando as equações

$$m_x = \left[\frac{M_S(H_R + 4\pi M_S)}{2H_R + 4\pi M_S} \right] \left[\frac{(H - H_R) + i(\Delta H)}{(H - H_R)^2 + (\Delta H)^2} \right] h \quad (2.134)$$

e

$$m_y = i \left[\frac{\omega M_S}{\gamma(2H_R + 4\pi M_S)} \right] \left[\frac{(H - H_R) + i(\Delta H)}{(H - H_R)^2 + (\Delta H)^2} \right] h, \quad (2.135)$$

como,

$$V_{SPE} = \frac{\gamma(H_R + 4\pi M_S)}{\alpha^2 \omega (2H_R + 4\pi M_S)^2} h^2 R_x \theta_{SH} w \lambda_{SD} \left(\frac{e\omega \tilde{G}_r}{2\pi A_{int}} \right) \tanh \left(\frac{t_{MN}}{2\lambda_{SD}} \right) L(H) \cos(\phi), \quad (2.136)$$

onde assumimos nas equações 2.134 e 2.135 que além do campo externo H , do campo de micro-ondas h , existe um campo dipolar h_{dip} na amostra criado pela micro-ondas. Definindo $g_{ef}^{\uparrow\downarrow} = \tilde{G}_r/A_{int}$ e considerando a relação aproximada $\Delta H = \alpha\omega/\gamma$, reescreve-se a equação 2.136 como:

$$V_{SPE} = R_x w \lambda_{SD} \theta_{SH} p \left(\frac{e\omega g_{ef}^{\uparrow\downarrow}}{2\pi} \right) \tanh \left(\frac{t_{MN}}{2\lambda_{SD}} \right) \left(\frac{h}{\Delta H} \right)^2 L(H) \cos(\phi), \quad (2.137)$$

onde o fator de precessão elíptica da magnetização é dado por:

$$p = \frac{\omega(H_R + 4\pi M_S)}{\gamma(2H_R + 4\pi M_S)^2}. \quad (2.138)$$

Normalmente a tensão DC observada nos experimentos de spin pumping pode ser definida como a soma da tensão devido a efeitos galvanomagnéticos V_{GM} e ao spin pumping V_{SPE} . Desse modo, é possível escrever uma expressão geral para a tensão medida,

$$V_{med} = [V_{GM}^{Sim} L(H) + V_{GM}^{Anti-Sim} L'(H)] \text{sen}(2\phi) \text{sen}(\phi) + V_{SPE} L(H) \cos(\phi). \quad (2.139)$$

2.3 Resultados: Medidas de FMR de banda larga com micro-ondas em linha de fita

Para as medidas de ressonância ferromagnética realizadas nesta tese, construímos um espectrômetro de ressonância ferromagnética de banda larga utilizando linha de fita para condução da radiação de micro-ondas. Esse espectrômetro na configuração usada, utiliza micro-ondas até acima da banda larga (1 - 10 GHz).

2.3.1 Descrição da montagem

Nos mais diversos experimentos feitos nesta tese variamos a frequência desde 1 GHz até 10 GHz. Esta é uma das principais vantagens deste tipo de espectrômetro de FMR. Na **Figura 7** apresentamos um diagrama de blocos do equipamento montado. Nesta montagem experimental, o primeiro componente a ser descrito é o de micro-ondas, composto pelo gerador de micro-ondas e pela linha de fita. O segundo componente é composto pelo eletroímã que gera o campo externo estático e é alimentado com uma fonte de corrente DC que é controlada por GPIB via o computador. A modulação em campo por sua vez, é feita por um par de bobinas de Helmholtz que é um dos componentes de um circuito RLC com ressonância 8,7 kHz, alimentado por um gerador de funções. O terceiro componente é formado por um diodo detector, por um amplificador seletivo (lock-in), por um computador e por um sistema de interfaces GPIB que permite o controle digital do sinal de FMR.

É possível descrever uma medida típica com o espectrômetro montado da seguinte forma: a radiação de micro-ondas do gerador é transmitida por um cabo coaxial à linha de fita, que gera o campo magnético de rf; parte da radiação na linha de fita é absorvida pela amostra na condição de ressonância e a parte transmitida chega ao diodo detector, onde é transformada em um sinal de tensão. Esse sinal é então medido pelo amplificador lock-in, cuja saída é conectada a uma placa GPIB no computador. Concomitantemente ao fluxo de micro-ondas, o campo magnético externo é modulado por um campo de baixa frequência produzido por um par de bobinas de Helmholtz. O gerador de funções que alimenta o circuito RLC e conseqüentemente o par de bobinas também é interligado ao lock-in na entrada de seus sinais de referência. Assim, o sinal enviado pelo diodo detector ao lock-in é travado em fase com o sinal de modulação. O resultado é digitalizado em forma de dados e visualizado no computador. Os dados dão a amplitude da derivada da absorção de FMR em relação ao campo.

O gerador de micro-ondas, o lock-in, o computador, o diodo detector, o gerador de função e o eletroímã são componentes comerciais. O programa em código Labiew usado

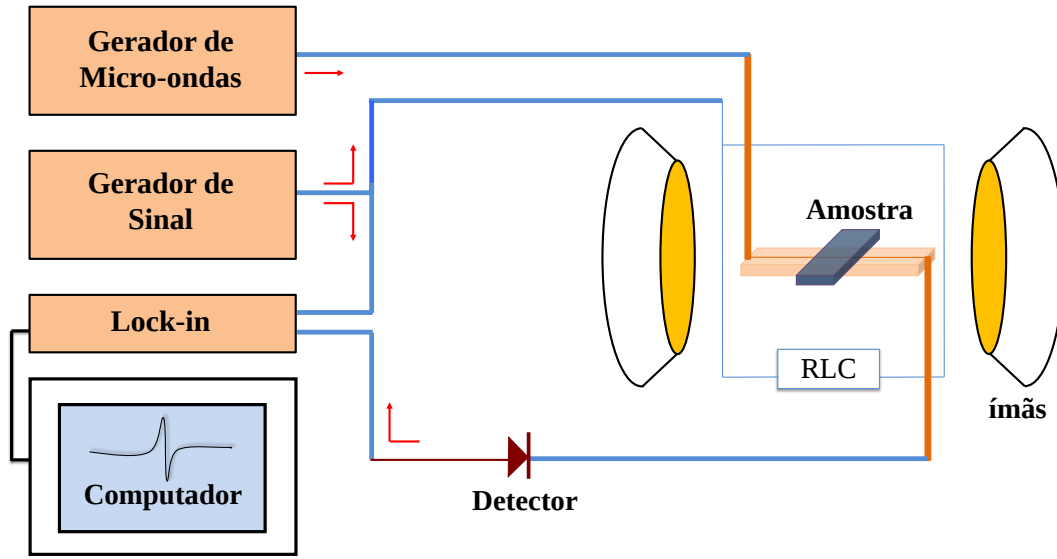


Figura 7 – Diagrama de bloco simplificado da montagem de ressonância ferromagnética de banda larga.

para controle do FMR de banda larga já existia no grupo de magnetismo do DF-UFPE. Assim, descreveremos nas próximas seções apenas a montagem do circuito RLC e da linha de fita, que são os principais componentes do espectrômetro de FMR de banda larga montado.

2.3.2 Modulação de campo por bobinas

A modulação do campo magnético foi feita usando um circuito RLC. Este tipo de circuito é formado por três componentes: um resistor (R), um indutor (L) e um capacitor (C). Na **Figura 8** mostramos um esquema do circuito RLC com fonte alternada. Pela lei de Kirchhoff, escreve-se:

$$V_{Fonte} = V_R + V_L + V_C. \quad (2.140)$$

Contudo, sabe-se que

$$V_R = RI, \quad V_L = L \frac{dI}{dt}, \quad V_C = \int \frac{I}{C} dt. \quad (2.141)$$

Considerando a fonte alternada na forma, $V_{Fonte} = V_p \exp(i\omega t)$, onde V_p é a tensão de pico, sabe-se que $I \propto \exp(i\omega t)$, desse modo,

$$V_p e^{i\omega t} = RI + \left(i\omega L - \frac{i}{\omega C} \right) I, \quad (2.142)$$

$$I = \left(\frac{V_p e^{i\omega t}}{R + i\omega L - i/\omega C} \right). \quad (2.143)$$

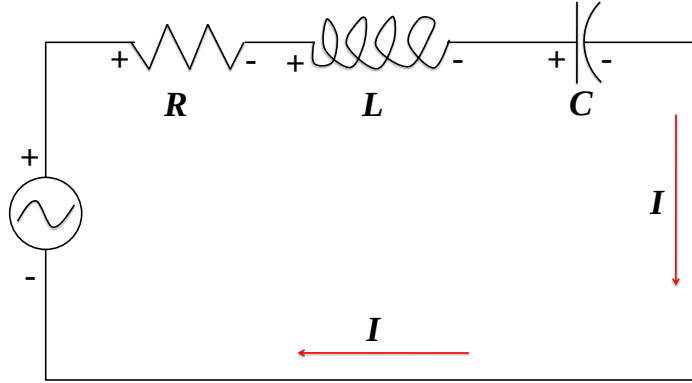


Figura 8 – Esquema do circuito RLC com fonte alternada.

Por outro lado, pode-se escrever a corrente como,

$$I = I_p e^{i(\omega t - \varphi)}. \quad (2.144)$$

onde I_p é a amplitude da corrente e φ é uma fase. Utilizando a expressão 2.143 na 2.144, obtém-se

$$\cos \varphi = \left[\frac{R^2}{R^2 + (1/\omega C - \omega L)^2} \right], \quad (2.145)$$

$$\sin \varphi = \left[\frac{(1/\omega C - \omega L)R}{R^2 + (1/\omega C - \omega L)^2} \right] \quad (2.146)$$

e

$$\varphi = \arctang \left(\frac{1/\omega C - \omega L}{R} \right). \quad (2.147)$$

Agora considerando as expressões 2.143 e $(I)(I^*) = |I|^2$ obtém-se em módulo,

$$I_p = \frac{V_p}{\sqrt{R^2 + (1/\omega C - \omega L)^2}}, \quad (2.148)$$

mas no resistor, $V_R = RI_p$, logo,

$$\frac{V_R}{V_p} = \frac{R}{\sqrt{R^2 + (1/\omega C - \omega L)^2}}. \quad (2.149)$$

Na ressonância do circuito V_R é máximo, logo

$$\frac{1}{\omega_R C} = \omega_R L \longrightarrow f_R = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{LC}}, \quad (2.150)$$

onde f_R é a frequência de ressonância. Agora discutiremos os componentes usados no nosso circuito.

- Resistor

Em nosso circuito usamos uma resistência de $1\ \Omega$. Essa resistência ajuda a visualizar a corrente no circuito e com uma calibração entre corrente e campo sabe-se qual a amplitude do campo de modulação que estamos usando.

- Indutor

Nosso indutor é um par de bobinas de Helmholtz que construímos no DF-UFPE. Podemos determinar a indutância (L) do par de bobinas usando o fluxo magnético, para isso, consideramos o campo magnético no centro da bobina, que é dado por,

$$h_{bf} = \frac{8}{5\sqrt{5}} \frac{I_p N_{esp}}{R}, \quad (2.151)$$

onde, R é o raio interno da bobina, N_{esp} é o número de espiras de uma bobina e I_p é a corrente. Considerando uma corrente AC com frequência 8,7 kHz com amplitude de $I_p = 300\text{ mA}$, um número de espiras de $N_{esp} = 65$ espiras e um raio interno de $R = 28\text{ mm}$, encontramos um campo magnético de $h_{bf} = 5\text{ Oe}$.

Na **Figura 9** mostramos a curva de calibração da amplitude da corrente com frequência de 8,7 kHz em função da amplitude do campo magnético medido com a ponta do gaussímetro, a curva linear representa um ajuste com a curva $h_{bf} = 16,43\ I_p$. Cada ponto da curva de calibração representa a média de 5 medidas com a ponta do gaussímetro em posições centrais entre as bobinas.

- Capacitor

Escolhemos um capacitor ($C = 0,33\ \mu\text{F}$) de modo que a frequência de ressonância do circuito RLC fosse em torno de 8,7 kHz.

O circuito RLC montado é alimentado por um gerador de funções ajustado em uma frequência de 8,7 kHz e forma de onda senoidal. A amplitude da tensão AC de alimentação é monitorada usando um osciloscópio ligado nas extremidades da resistência de $1\ \Omega$. Com isso, sabemos qual a corrente no circuito e usando a calibração da **Figura 9** encontramos a amplitude do campo na amostra.

2.3.3 *Características da radiação de micro-ondas em linhas de fita (microstrips)*

Na montagem do espectrômetro de FMR de banda larga utilizamos como linha de transmissão de micro-ondas uma linha de fita do tipo microstrip [45]. Essa linha de fita é um dos tipos mais populares de linhas de transmissão planar, principalmente porque pode ser fabricada por processos fotolitográficos e facilmente miniaturizada e integrada

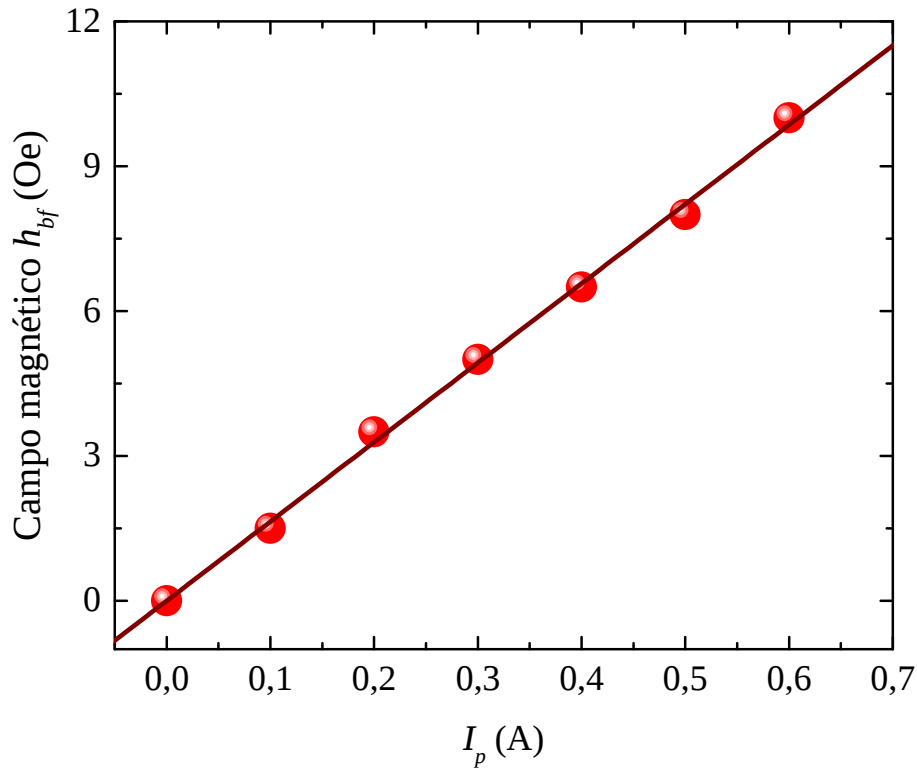


Figura 9 – Calibração da amplitude do campo de modulação em função da corrente pico-a-pico nas bobinas.

com dispositivos de micro-ondas passivos e ativos. A geometria de uma linha microstrip é mostrada na **Figura 10 (a)**. Um condutor de largura ω_{mic} é impresso em um substrato dielétrico fino aterrado de espessura d e permissividade relativa ε_r . Um esboço das linhas de campo é mostrado na **Figura 10 (b)**.

Se o substrato dielétrico não estivesse presente ($\varepsilon_r = 1$), teríamos uma linha de dois fios consistindo de uma tira plana condutora sobre um plano terra, incorporado em um meio homogêneo (ar). Isso constituiria uma linha de transmissão TEM (transverse electromagnetic) simples com velocidade de fase (v_p) igual a velocidade da luz ($v_p = c$). A presença do dielétrico, particularmente o fato do dielétrico não preencher a região acima da faixa ($y > d$), complica o comportamento e a análise da linha de fita.

A linha de fita não pode suportar uma onda TEM pura, uma vez que a velocidade de fase dos campos TEM na região dielétrica seria $c/\sqrt{\varepsilon_r}$, enquanto que a velocidade de fase dos campos TEM na região do ar seria c , de modo que uma condição de correspondência de fase na interface dielétrica-ar seria impossível de aplicar. Na verdade, os campos exatos de uma linha de fita constituem uma onda TM (transverse magnetic) - TE (transverse

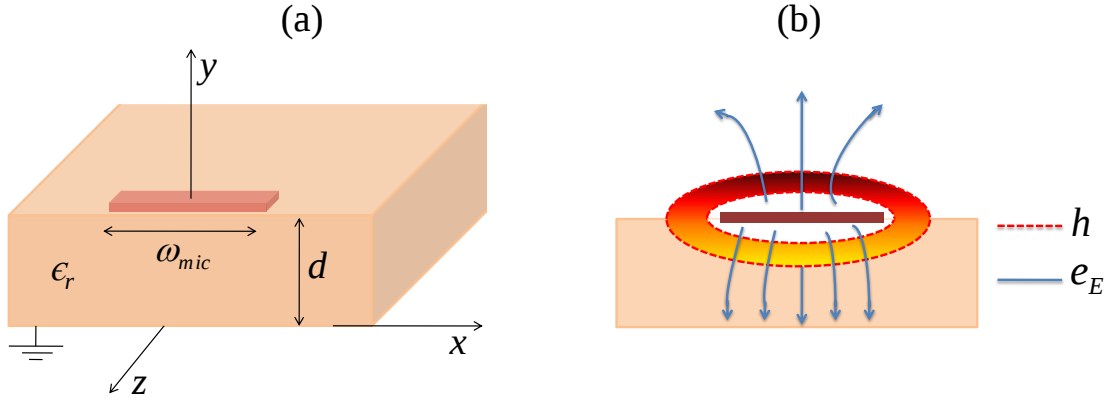


Figura 10 – Linha de transmissão microstrip: (a) Geometria. (b) Linhas de campos magnético e elétrico.

electric) híbrida. A seguir apresentamos uma descrição dos modos envolvidos na linha de fita baseada na referência [45]. Inicialmente consideremos as equações de Maxwell na forma diferencial

$$\nabla \times \vec{e}_E = -\frac{\partial \vec{b}_B}{\partial t}, \quad \nabla \times \vec{h} = \frac{\partial \vec{d}_D}{\partial t} + \vec{J}, \quad (2.152)$$

$$\nabla \cdot \vec{d}_D = \rho_q, \quad \nabla \cdot \vec{b}_B = 0. \quad (2.153)$$

onde $\vec{J}$ é a densidade de corrente elétrica e ρ_q é a densidade de corrente de carga. No vácuo $\vec{b}_B = \mu_0 \vec{h}$ e $\vec{d}_D = \varepsilon_0 \vec{e}_E$, com $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ Henry/m (permeabilidade magnética no vácuo) e $\varepsilon_0 = 8,854 \times 10^{-12}$ Farad/m (permissividade do vácuo). Sabe-se que em um meio linear, ε e μ , não depende de $\vec{e}_E$ ou $\vec{h}$. Então, supondo que a linha de fita seja livre de fontes, reescrevemos as equações de Maxwell como,

$$\nabla \times \vec{e}_E = i\omega\mu\vec{h}, \quad \nabla \times \vec{h} = -i\omega\varepsilon\vec{e}_E, \quad (2.154)$$

$$\nabla \cdot \vec{d}_D = 0, \quad \nabla \cdot \vec{b}_B = 0. \quad (2.155)$$

onde assumimos uma dependência temporal harmônica nos campos do tipo $\exp(-i\omega t)$. Sendo que no meio com $\varepsilon \neq \varepsilon_0$ e $\mu \neq \mu_0$, tem-se $\vec{d}_D = \varepsilon \vec{e}_E$ e $\vec{b}_B = \mu \vec{h}$. Usando as equações acima e lembrando da identidade vetorial $\nabla \times \nabla \times \vec{A} = \nabla(\nabla \cdot \vec{A}) - \nabla^2 \vec{A}$, escrevemos para os campos $\vec{e}_E$ e $\vec{h}$,

$$(\nabla^2 + \mu\varepsilon\omega^2) \begin{Bmatrix} \vec{e}_E \\ \vec{h} \end{Bmatrix} = 0. \quad (2.156)$$

Como discutido anteriormente as linhas de fita do tipo microstrip estão relacionadas a meios dielétricos não uniformes que estão associadas a modos de propagação complexos. Como representado na **Figura 10 (b)** a interface abrupta substrato-ar produz compo-

nentes longitudinais dos campos.

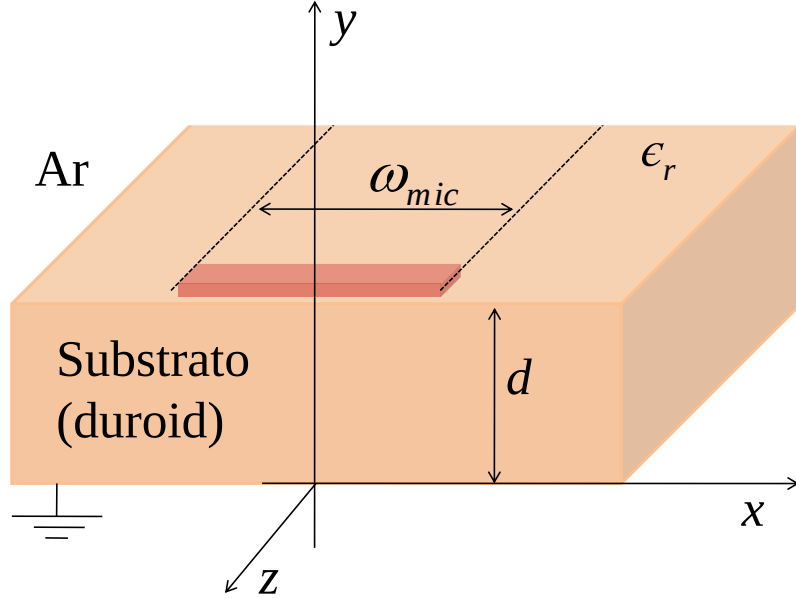


Figura 11 – Esquema da microstrip para analisar os campos.

A comprovação da existência das componentes longitudinais pode ser feita, partindo da existência dos campos transversais e considerando as equações de Maxwell juntamente com as condições de contorno dos campos $\vec{e}_E$ e $\vec{h}$ na interface substrato-ar. Pela **Figura 11** pode-se escrever as condições de contorno

$$\hat{y} \times (\vec{e}_{Sub} - \vec{e}_{Ar}) = 0, \quad (2.157)$$

$$\hat{y} \cdot (\vec{h}_{Sub} - \vec{h}_{Ar}) = 0. \quad (2.158)$$

Assim, pode-se escrever as seguintes relações,

$$\vec{e}_x|_{Sub} = \vec{e}_x|_{Ar}, \quad (2.159)$$

$$\vec{e}_z|_{Sub} = \vec{e}_z|_{Ar}, \quad (2.160)$$

$$\vec{h}_y|_{Sub} = \vec{h}_y|_{Ar}, \quad (2.161)$$

usando 2.154 e considerando a componente de $\vec{e}_E$ no eixo x , escreve-se

$$\vec{e}_x|_{Sub} = \left[\frac{-1}{i\omega\epsilon} (\nabla \times \vec{h}) \right]_x \Big|_{Sub}, \quad (2.162)$$

$$\vec{e}_x|_{Ar} = \left[\frac{-1}{i\omega\epsilon_0} (\nabla \times \vec{h}) \right]_x \Big|_{Ar}. \quad (2.163)$$

Com 2.159 e usando 2.162 e 2.163, encontra-se

$$\left(\nabla \times \vec{h} \right)_x \Big|_{Sub} = \frac{\epsilon}{\epsilon_0} \left(\nabla \times \vec{h} \right)_x \Big|_{Ar} = \epsilon_r \left(\nabla \times \vec{h} \right)_x \Big|_{Ar}, \quad (2.164)$$

ou

$$\left(\frac{\partial h_z}{\partial y} - \frac{\partial h_y}{\partial z} \right)_x \Big|_{Sub} = \epsilon_r \left(\frac{\partial h_z}{\partial y} - \frac{\partial h_y}{\partial z} \right)_x \Big|_{Ar}, \quad (2.165)$$

utilizando 2.161 obtém-se

$$\epsilon_r \frac{\partial h_z}{\partial y} \Big|_{Ar} - \frac{\partial h_z}{\partial y} \Big|_{Sub} = (\epsilon_r - 1) \frac{\partial h_y}{\partial z} \Big|_{Ar}. \quad (2.166)$$

Nota-se que a equação 2.166 mostra a existência da componente longitudinal h_z , quando ϵ_r é diferente da unidade e existe uma componente transversal do tipo $h_y(z)$. Similarmente mostra-se a existência de e_z . Na maioria das aplicações práticas o substrato dielétrico é “eletricamente muito fino” ($d \ll \lambda$) e, portanto, os campos comportam ondas TEM. Neste caso, considerando a geometria da linha de fita segundo a **Figura 11** é útil isolar a variação espacial dos campos na direção z , logo admite-se que

$$\left. \begin{array}{l} \vec{e}_E(x, y, z, t) \\ \vec{h}(x, y, z, t) \end{array} \right\} = \left\{ \begin{array}{l} \vec{e}_E(x, y) e^{\pm ikz - i\omega t} \\ \vec{h}(x, y) e^{\pm ikz - i\omega t} \end{array} \right. \quad (2.167)$$

Com a dependência hipotética em z para os campos, a equação 2.156 se reduz à forma bidimensional

$$[\nabla_t^2 + (\mu\epsilon\omega^2 - k^2)] \left\{ \begin{array}{l} \vec{e}_E \\ \vec{h} \end{array} \right\} = 0, \quad (2.168)$$

onde ∇_t^2 é a parte transversal do operador laplaciano $\nabla_t^2 = \nabla^2 - \partial^2/\partial z^2$. É conveniente separar os campos nas componentes paralela e transversal ao eixo z ,

$$\vec{e}_E = \vec{e}_t + e_z \hat{z}, \quad (2.169)$$

onde

$$\vec{e}_z = e_z \hat{z}, \quad \vec{e}_t = (\hat{z} \times \vec{e}) \times \hat{z}, \quad (2.170)$$

e $\hat{z}$ um vetor unitário na direção z . Para o campo magnético $\vec{h}$, valem definições análogas. As equações de Maxwell podem ser escritas em termos das componentes transversais e paralelas como

$$\frac{\partial \vec{e}_t}{\partial z} + i\mu\omega \hat{z} \times \vec{h}_t = \nabla_t e_z, \quad \hat{z} \cdot (\nabla_t \times \vec{e}_t) = i\omega b_z, \quad (2.171)$$

$$\frac{\partial \vec{h}_t}{\partial z} - i\varepsilon\omega\hat{z} \times \vec{e}_t = \nabla_t h_z, \quad \hat{z} \cdot (\nabla_t \times \vec{h}_t) = -i\varepsilon\omega e_z, \quad (2.172)$$

$$\nabla_t \cdot \vec{e}_t = -\frac{\partial e_z}{\partial z}, \quad \nabla_t \cdot \vec{h}_t = -\frac{\partial h_z}{\partial z}. \quad (2.173)$$

Nota-se que uma vez conhecendo e_z e h_z , as componentes transversais de $\vec{e}_E$ e de $\vec{h}$ estão determinadas, admitindo válida a dependência em relação a z do tipo acima citado. Contudo, a onda TEM só possui componentes transversais em seus campos, ($e_z = 0$ e $h_z = 0$), logo as equações 2.171, 2.172 e 2.173 dão,

$$\nabla_t \times \vec{e}_{TEM} = 0, \quad \nabla_t \cdot \vec{e}_{TEM} = 0. \quad (2.174)$$

Isso quer dizer que $\vec{e}_{TEM}$ é uma solução de um problema eletrostático em duas dimensões. Daí se conclui duas consequências importantes. A primeira é a de que o número de onda é dado pelo valor num meio infinito $k = k_0 = \omega\sqrt{\mu\varepsilon}$, como mostra a equação 2.156. A segunda consequência é a de que o campo magnético, obtido da primeira equação em 2.171 é

$$\vec{h}_{TEM} = \pm \frac{1}{Z_{TEM}} (\hat{z} \times \vec{e}_{TEM}), \quad (2.175)$$

onde $Z_{TEM} = \sqrt{\mu/\varepsilon}$ é a impedância da onda. A relação entre $\vec{h}_{TEM}$ e $\vec{e}_{TEM}$ é exatamente a mesma que existe para as ondas planas em um meio infinito. Uma importante propriedade do modo TEM é a ausência de uma frequência de corte, isto é, ela suporta ondas com qualquer frequência. Esta é sua grande vantagem em relação aos guias de onda vazios, que só propagam ondas com frequência acima da frequência de corte. Além disso, o número de onda obtido é real para todos os ω . É possível determinar com boa aproximação a relação entre o campo magnético da radiação ($\vec{h}$) e sua potência. Para uma microstrip de largura w_{mic} , impedância característica (Z) e com uma corrente (I_{rf}) gerada pela radiação, pode-se escrever usando a lei de Ampère:

$$\oint \vec{h} \cdot d\vec{l} = I_{rf}. \quad (2.176)$$

Considerando, $h_x = h \neq 0$ e $h_y = 0$ obtém-se:

$$h = \frac{I_{rf}}{2w_{mic}}. \quad (2.177)$$

Por outro lado, a relação entre a potência da radiação e a corrente gerada é dada por:

$$P_{rf} = \frac{1}{2} Z I_{rf}^2. \quad (2.178)$$

Substituindo 2.178 em 2.177 encontra-se:

$$h = \left(\frac{1}{\sqrt{2}w_{mic}Z} \right) \sqrt{P_{rf}}. \quad (2.179)$$

Fabricamos uma linha de fita tipo microstrip em uma placa do isolante duroid, com espessura $T = 0,7$ mm, tendo ambos os lados revestidos com uma folha de cobre de $0,12$ mm. O valor da constante de permissividade relativa do duroid usado foi de $\varepsilon = 12$. É desejável que a impedância da microstrip tenha o valor de $Z = 50 \Omega$, isso por que esta é a impedância típica dos cabos de rf. Com uma largura para a microstrip de $w_{mic} = 0,5$ mm, encontramos a impedância desejada $Z = 50 \Omega$. Substituindo esses valores na equação 2.179, encontra-se $h(Oe) \approx 2,5[P(W)]^{1/2}$. Antes de imprimir a microstrip com estas características simulamos usando o programa RF SIM 99 as condições ideais da microstrip. Para isso, adotamos os parâmetros do duroid, como permissividade relativa e variamos a largura da microstrip até encontrar a condição para a impedância desejada ($Z = 50 \Omega$). Para determinar a espessura do duroid (T) usamos a espessura da placa completa $U = 0,94$ mm e a espessura do cobre $\beta = 0,12$ mm, de modo que pela **Figura 11**, obtemos $T = U - 2\beta = 0,7$ mm. Na **Figura 12** apresentamos a curva de calibração da

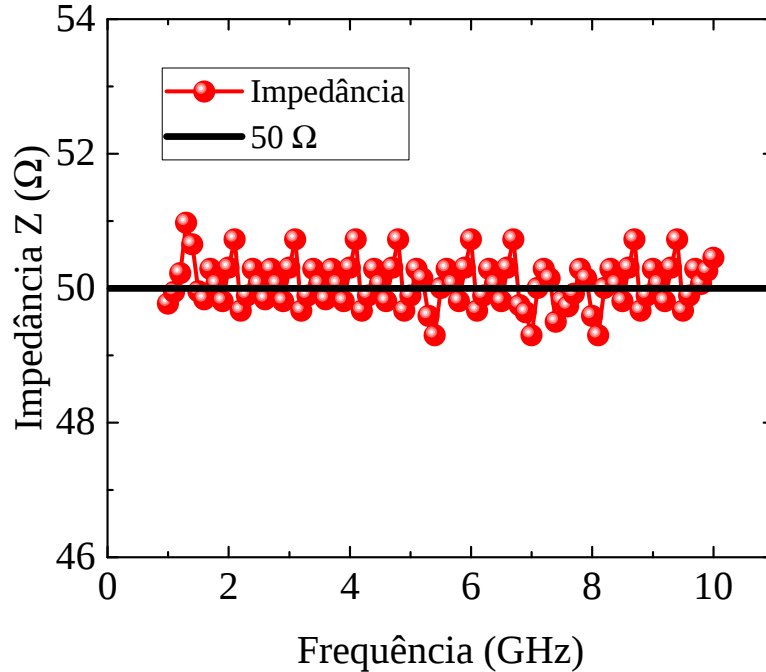


Figura 12 – Calibração da linha de fita usando o Vector Network Analyzer (VNA).

impedância da linha de fita usando o modo reflexão do Vector Network Analyzer (canal S22 Reverse reflection). Percebe-se que a impedância permanece em torno de $Z = 50 \Omega$.

Para medir a impedância por reflexão uma carga casada de $50\ \Omega$ foi colocada em uma das extremidades da linha de fita.

2.3.4 Medidas de FMR em filmes magnéticos

Fizemos medidas no espectrômetro de FMR de banda larga variando a frequência de micro-ondas em diferentes materiais ferri/ferromagnéticos: YIG, Py, etc. Na **Figura 13** mostramos um arranjo da amostra sobre a linha de fita. As granadas de ferro são compostos isolantes ferrimagnéticos de estrutura cúbica com a fórmula geral $Z_3Fe_5O_{12}$, onde Z é um íon metálico trivalente e Fe é o íon férrico (Fe^{3+} , $S = 5/2$, $L = 0$). A granada de ítrio e ferro ($Y_3Fe_5O_{12}$) é um exemplo deste tipo de material. O íon Y^{3+} é diamagnético, de modo que a magnetização do YIG é resultado da diferença entre as duas redes de Fe^{3+} com magnetizações opostas. No zero absoluto, cada íon férrico contribui com $5\mu_B$ para a magnetização, mas em cada unidade de fórmula os três íons Fe^{3+} situados em sítios cristalinos conhecidos como sítios d estão magnetizados em um sentido e os íons Fe^{3+} situados em sítios conhecidos como sítios a estão magnetizados no sentido oposto, o que resulta em uma magnetização de $5\mu_B$ por unidade de fórmula [46]. A temperatura de Curie do YIG, 559 K, está associada à interação $a - d$. Os únicos íons magnéticos do YIG são os íons férricos. Os nossos filmes monocristalinos da granada de ítrio e ferro $Y_3Fe_5O_{12}$ -(111) foram crescidos por epitaxia em fase líquida em substratos de $Gd_3Ga_5O_{12}$ (GGG) com orientação cristalográfica [111]. Eles foram produzidos a temperatura constante, em soluções supersaturadas usando fluxo baseado em $PbO-B_2O_3$ pela técnica de imersão horizontal. A temperatura de crescimento variou entre 1000 e 1050 °C, utilizando ΔT de super-resfriamento entre 5 e 50 °C. Os substratos foram imersos no material fundido durante um tempo típico de 3 minutos e rodados continuamente a uma taxa de 100 rpm enquanto ocorria o crescimento do filme.

Inicialmente fizemos medidas em um filme de YIG de 50 nm de espessura que foi colocado na parte superior da linha de fita separada por uma folha de Mylar de 60 μm de espessura. Essa separação entre a amostra e a linha de fita é feita para garantir a uniformidade do campo de rf criado na amostra pela micro-ondas. A amostra é excitada pelo campo magnético de rf na direção perpendicular ao campo estático H aplicado no plano do filme. Neste tipo de medida fixamos a frequência de micro-ondas e variamos o campo magnético estático. Observamos que apesar do circuito de micro-ondas ser de banda larga, a transmissão global exibe variações de até 30 % na faixa de frequência de 1-10 GHz. Isso se deve as reflexões geradas devido as conexões existentes no circuito de micro-ondas até o diodo detector. O campo magnético aplicado é modulado com frequência de 8,7 kHz e amplitude de 0,2 Oe, de modo a permitir a detecção do sinal de

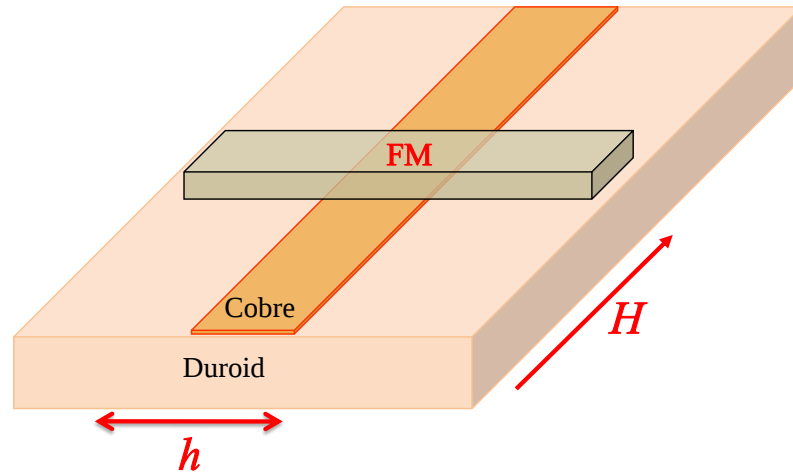


Figura 13 – Ilustração da linha de fita usada nas medidas do espectrômetro de FMR. Sobre a linha de fita é colocada a amostra do material ferromagnético.

FMR em função do campo magnético.

Na **Figura 14** mostramos os sinais de FMR modulados, para a amostra de 50 nm de espessura de YIG. Os sinais estão em função do campo magnético H para várias frequências, mantendo constante a potência incidente de 5 mW na linha de fita. Duas diferenças importantes são observadas em relação ao espectro de filmes de YIG com espessura na faixa de μm [47]. Primeiro, em cada frequência há apenas uma linha, enquanto que nos filmes espessos existem várias linhas correspondentes aos modos magnetostáticos de spin. A segunda diferença é que aqui a amplitude da absorção da potência não varia muito com a frequência, enquanto que nos filmes grossos a amplitude cai abruptamente à medida que a frequência diminui abaixo de 3 GHz. A razão é que no filme fino o processo não-linear de três mágnons não tem a coincidência em frequência e ocorre em níveis de potência muito superiores a 5 mW [48].

A **Figura 15 (a)** mostra a frequência em função do campo de ressonância e a curva sólida obtida a partir do ajuste com a equação de Kittel 2.43, dada neste caso, pela relação $f_0 = \omega_0/2\pi = \gamma\sqrt{[(H_R + H_A)(H_A + H_R + 4\pi M_{ef})]}$, onde H_A é o campo de anisotropia no plano e $4\pi M_{ef} = 4\pi M_S - H_{SA}$ é a magnetização de saturação efetiva devido ao efeito do campo de anisotropia de superfície H_{AS} . O ajuste na **Figura 15 (a)** foi obtido com $H_A = 12,7$ Oe e $4\pi M_{ef} = 1140$ G, correspondendo a um campo de anisotropia de superfície de 0,62 kOe. O bom ajuste dos dados experimentais apresentados na **Figura 15 (a)** e

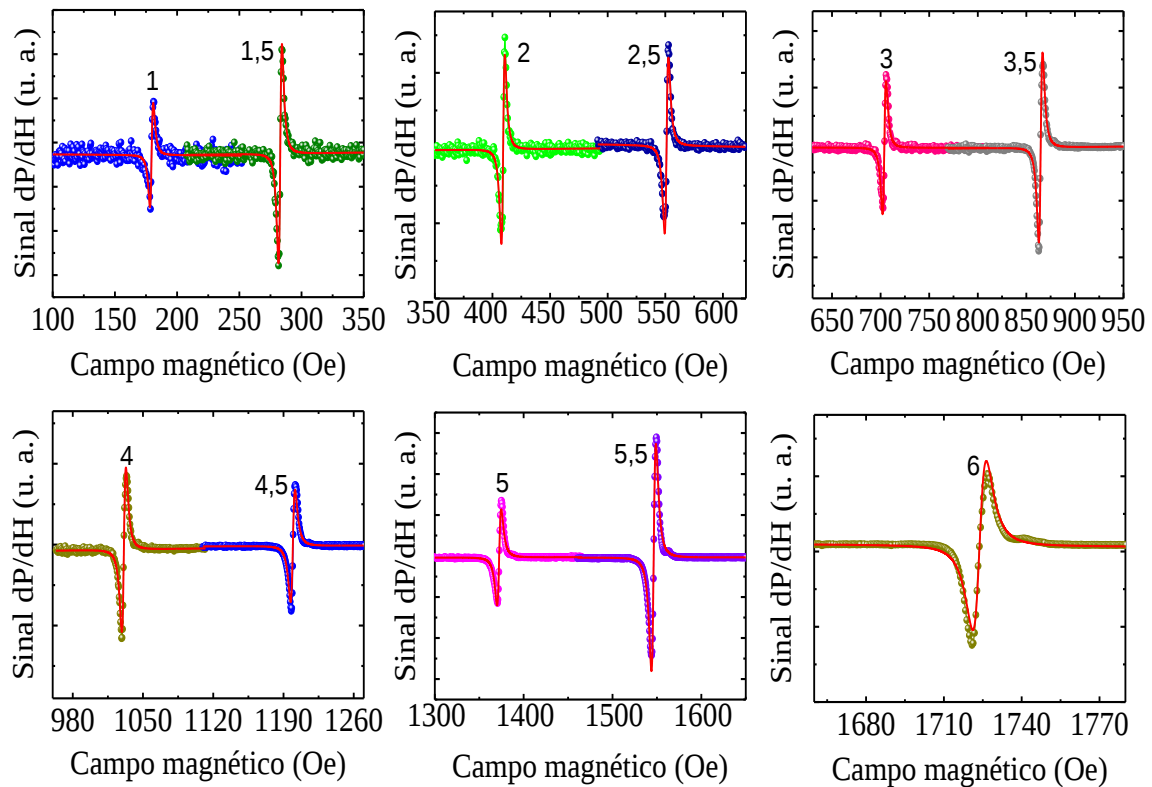


Figura 14 – Características da ressonância ferromagnética (FMR) de um filme YIG de 50 nm de espessura. Sinais de derivadas da absorção de FMR em função do campo magnético H medidos nas frequências indicadas pelos números em GHz e potência constante de 5 mW.

a curva de Kittel mostram que os sinais da derivada da absorção obtidos na **Figura 14** caracterizam bem a ressonância ferromagnética.

A **Figura 15 (b)** mostra a dependência da largura de linha em função da frequência. Usando a equação 2.36 obtém-se $\Delta H_0 = 3,8$ Oe e uma constante de amortecimento de $\alpha = 0,0013$. O valor $\Delta H_0 = 3,8$ Oe está entre os menores observados em filmes de YIG de 50 nm [49-53]. O bom ajuste dos dados da **Figura 15 (b)** com a expressão 2.36 evidencia a importância da técnica de FMR para a análise dos processos de relaxação da magnetização. Além disso, os sinais de FMR para diferentes frequências confirmam a alta qualidade do filme de YIG e indicam que ele é homogêaneamente crescido sobre o substrato GGG [49-53]. Isso mostra que a técnica de FMR por linha de fita pode ser utilizada para caracterização de filmes ultra finos de materiais magnéticos.

A **Figura 16** mostra espectros obtidos por FMR sem modulação em campo em um filme de YIG de 2 μm com potência de 5 mW. Essa é outra forma de se medir o espectro de ressonância ferromagnética do material usando a detecção via um nanovoltímetro ao

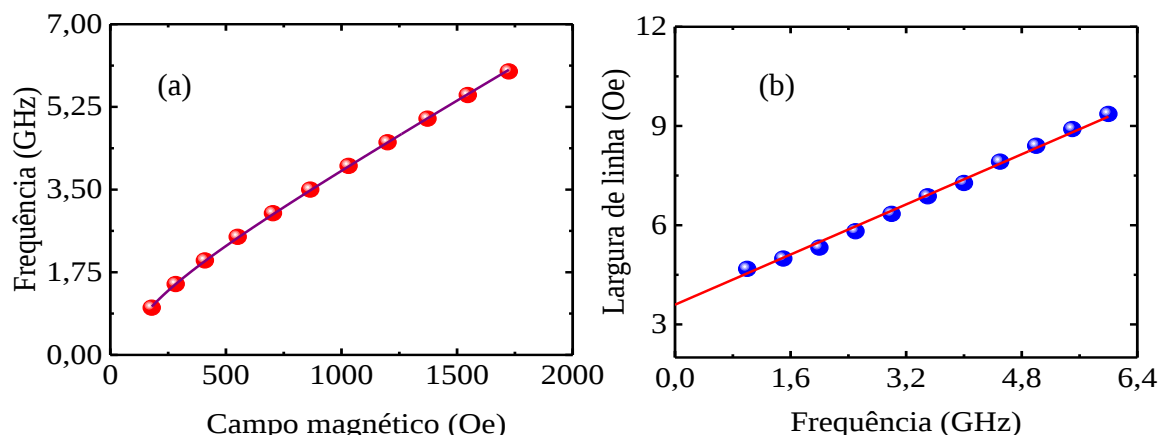


Figura 15 – Dados das medidas de FMR de um filme de YIG de 50 nm. (a) Dependência da frequência de FMR em função do campo de ressonância e ajuste com a equação de Kittel; (b) Dependência da frequência da largura de linha.

invés de um amplificador lock-in. Nota-se que os espectros obtidos possuem linhas de base que diferem um pouco do comportamento de uma função lorentziana, que é o esperado neste tipo de medida. Essa distorção se deve ao fato de que na medida sem modulação em campo, os efeitos gerados pela micro-ondas na linha de fita são também observados. Mesmo usando um sistema bem calibrado como mostra a **Figura 12**, a resposta da linha de fita e da amostra em si pode gerar esse tipo de distorção. Uma comparação entre a **Figura 14** e a **Figura 16** mostra o efeito da coincidência em frequência de três mágnons obtidos para filmes com espessura da ordem de μm . Notamos que para uma frequência menor que 3 GHz a intensidade do sinal de FMR (V_d) cai abruptamente.

Na **Figura 17** apresentamos os espectros de FMR similares aos apresentados na **Figura 16** com modulação em campo magnético. Observa-se que para frequências menores que 3 GHz os espectros desaparecem como discutido antes. Nesta figura, em particular, nos zoom (a) e (b) fica claro a quantidade de modos magnetostáticos observados em YIG quando a amostra possui uma espessura da ordem de μm . As medidas da **Figura 17** foram feitas com os mesmos parâmetros adotados para se fazer as medidas da **Figura 16**.

Nota-se que este tipo de FMR é uma técnica versátil e poderosa no estudo de materiais magnéticos, em especial filmes finos [47-54]. Medidas de FMR em filmes ferromagnéticos isolantes como YIG são sempre mais fáceis de se obter já que as perdas magnéticas deste tipo de amostra são sempre baixas. Contudo, em filmes ferromagnéticos metálicos como o Permalloy (Py), onde as perdas magnéticas são bem maiores do que no YIG, o sinal de FMR é sempre mais difícil de ser detectado. Isso ocorre devido aos processos de relaxação da magnetização.

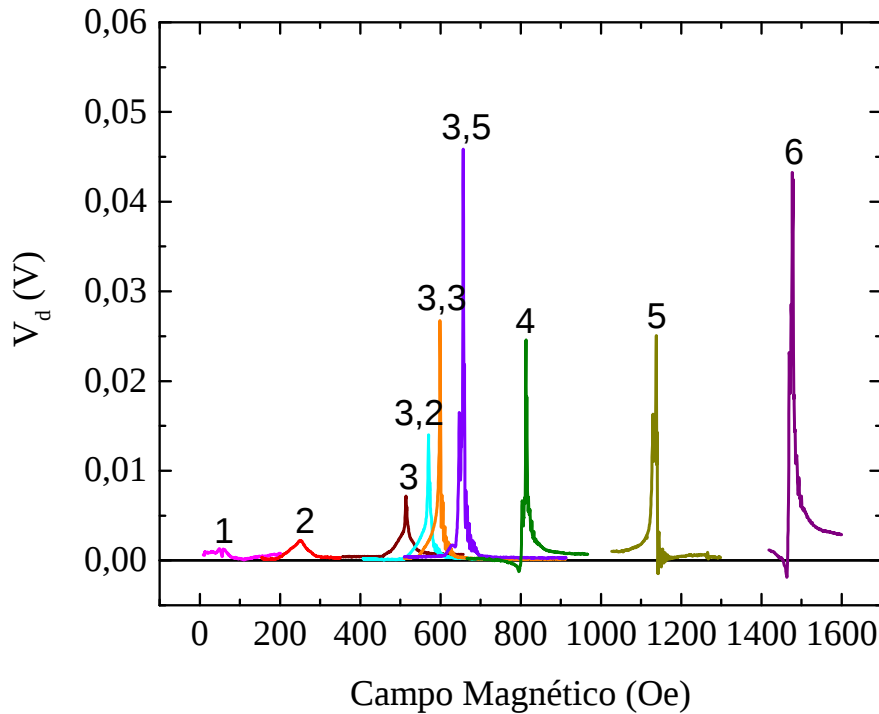


Figura 16 – Dados das medidas de FMR de um filme de YIG de $2\ \mu\text{m}$ sem modulação em campo magnético medida via nanovoltímetro.

É bem compreendido na literatura que os principais mecanismos intrínsecos de relaxação magnética em metais são: o acoplamento mágnon-fônon [55], as correntes de Foucault [56] e os espalhamento por elétrons itinerantes (elétrons de condução) [57, 58]. Existem também em regimes de excitação não-linear de ondas de spin, os processos de decaimento de três e quatro mágnons. Por outro lado, os metais também apresentam mecanismos extrínsecos, os principais podem ser divididos em locais e não-locais. Como locais podemos citar: espalhamento de dois mágnons [59], gerado por defeitos existentes nas superfícies e interfaces. Já como não-locais podemos citar, a transferência de momento angular através de interfaces, também conhecido como spin pumping [20, 21]. Todos esses mecanismos contribuem para dificultar a detecção do sinal de FMR. A solução é produzir um FMR bem calibrado e procurar as melhores condições de medidas.

Na **Figura 18** apresentamos medidas de FMR com linha de fita para uma amostra de 10 nm de Py. A largura de linha encontrada usando a equação 2.61 foi de $\Delta H = 33$ Oe para 8 GHz. O campo de ressonância encontrado foi de $H_R = 740$ Oe. O Py é um material ferromagnético metálico e é exatamente este tipo de material o responsável por diferentes efeitos relacionados aos processos de relaxação da magnetização. Vale ressaltar

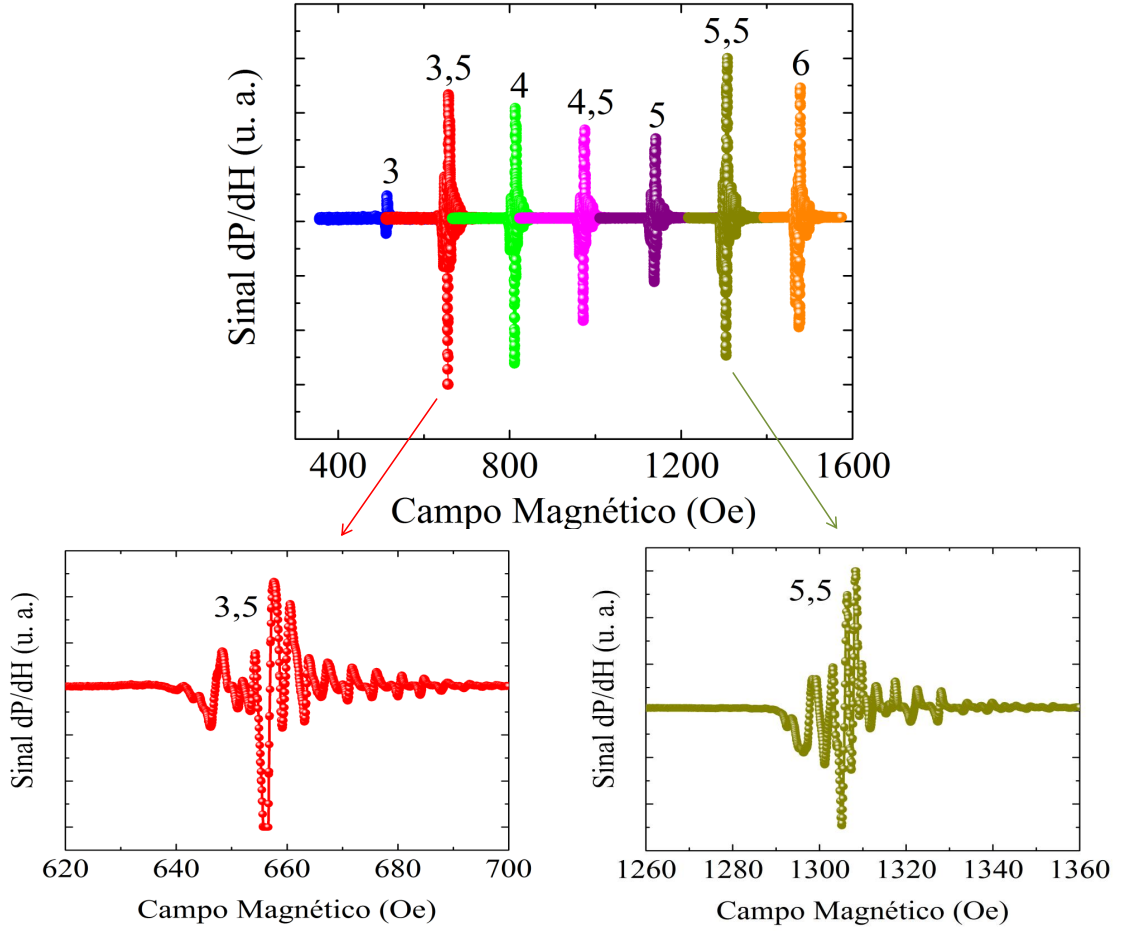


Figura 17 – Dados das medidas de FMR de um filme de YIG de $2\ \mu\text{m}$ com modulação em campo magnético medida via lock-in.

que as medidas de ressonância ferromagnéticas em filmes metálicos não são triviais em sistemas abertos como em um FMR de banda larga com linha de fita. Efeitos como as correntes de Foucault são induzidas pela precessão da magnetização com dissipação de energia devido à condutividade do material. Em amostras, tipo filmes finos, o campo de rf penetra totalmente no filme, de modo que o efeito das correntes de Foucault são desprezíveis. Contudo, as correntes de Foucault são relevantes para filmes ferromagnéticos metálicos espessos (da ordem de μm).

O espalhamento direto mágnon-fônon é outra característica responsável pela dissipação de energia magnética. Este mecanismo foi estudado por Suhl [55] em sistemas com dimensões reduzidas, onde a magnetização e a tensão da rede são homogêneos. Em experimentos de transmissão de micro-ondas Heinrich [60] determinou o valor desta constante de amortecimento para o Ni, $\alpha_{Fonon} \approx 1 \times 10^{-3}$. O valor obtido por Heinrich para α_{Fonon} é 6 vezes menor que o valor do Py. É nítido que o espalhamento direto mágnon-

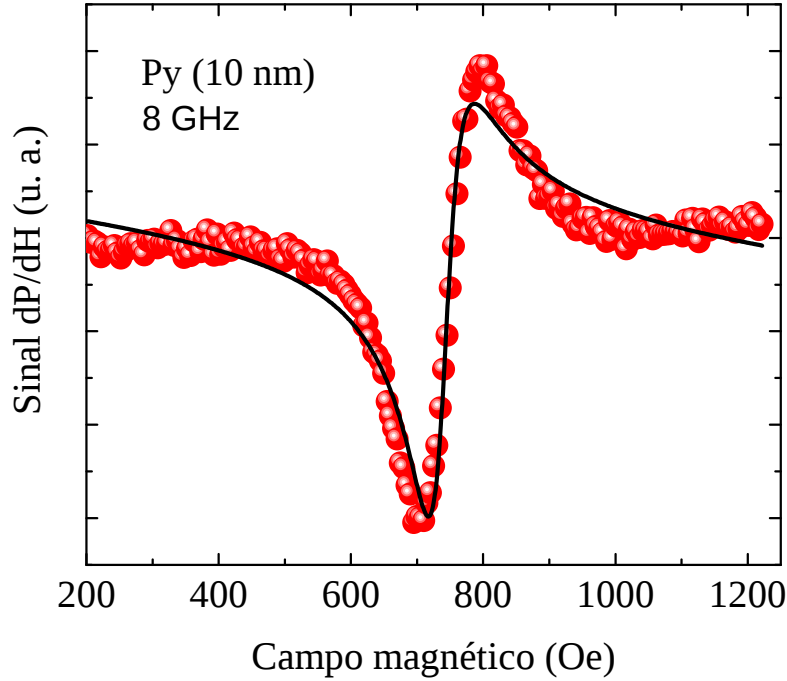


Figura 18 – Sinal de ressonância ferromagnética (FMR) de um filme de Py de 10 nm de espessura.

fônon não é relevante para amostras com dimensões reduzidas [61]. Por outro lado, o espalhamento por elétrons de condução representa o mecanismo dominante para o processo de dissipação de energia magnética. Esse mecanismo de espalhamento é baseado na interação s-d (espalhamento com spin-flip) e na interação spin-órbita (espalhamento sem spin-flip). A interação por elétrons de condução com espalhamento spin-flip foi proposta originalmente por Heinrich et al. [57, 58]. Segundo ele este tipo de interação fundamenta-se na interação de elétrons itinerantes, ligados a banda s-p com spins localizados na banda d. A interação de troca que ocorre é do tipo s-d. Esse tipo de dissipação influencia principalmente o processo de ressonância ferromagnética de materiais ferromagnéticos metálicos. Isso é observado na maioria das vezes pela distorção do sinal da derivada da absorção. Outros mecanismos como o spin pumping estudado em bicamadas FM/MN também influenciam na dissipação de energia magnética.

2.4 Resultados: Spin pumping

O efeito spin pumping em interfaces FM/MN foi proposto por Brataas et al. [20, 21]. Este efeito gera um amortecimento interfacial devido a uma densidade de corrente de spin $\vec{J}_S$ que flui da camada ferromagnética (FM) para uma camada de metal normal

(MN) adjacente. A precessão dos spins da camada FM gera a corrente de spin calculada quantitativamente com o formalismo de matriz de espalhamento dependente do tempo [20, 21]. O efeito devido a corrente de spin pode ser entendido como um torque sofrido pela magnetização do FM. Em metais normais com interação spin orbita fraca a acumulação de spin nestes gera a corrente de volta que cancela a corrente de spin vinda do FM, como enfatizado na **Figura 6**. Quando o metal possui um forte espalhamento spin-órbita, o spin-flip gera uma acumulação de spin no MN e com isso um fluxo de spins do FM é injetado na camada MN como mostram as equações 2.91 e 2.120. Em outras palavras, o efeito spin pumping ocorre quando excitamos um material ferromagnético e esse material gera uma corrente de spin que é injetada no material adjacente. A origem da tensão DC é associada à conversão da corrente de spin em corrente de carga na camada de NM por meio do efeito Hall de spin inverso (ISHE). Realizamos medidas de spin pumping em bicamadas FM/MN, o material ferromagnético típico usado foi o YIG. O objetivo foi mostrar a versatilidade da estrutura montada.

Como conversores de corrente de spin em corrente de carga usamos os metais normais: Pt, IrMN e Ta. As medidas de spin pumping (SPE) em bicamadas, onde o YIG foi usado para gerar a corrente de spin, percebe-se que as medidas apresentam pouca assimetria, de modo que os sinais podem ser descritos pela expressão 2.137. Isso se deve ao fato do YIG ser um material isolante com baixíssimas perdas magnéticas, onde os efeitos intrínsecos e extrínsecos locais são desprezíveis. A configuração usada nas medidas de spin pumping é idêntica a apresentada na **Figura 7**. A única observação a ser feita é que a detecção da tensão no metal não magnético é feita via nanovoltímetro, já que medirmos apenas o spin pumping DC. A potência usada nos experimentos foi de 20 mW. Na **Tabela 1** apresentamos as resistências típicas medidas nas extremidades do metal normal após a bicamada ter sido preparada e os contatos terem sido feitos em suas extremidades.

Metal normal	YIG/Pt (4 nm)	YIG/IrMn (4 nm)	YIG/Ta (2 nm)
Resistência entre contatos	235 Ω	3, 16k Ω	2,2 k Ω

Tabela 1 – Tabela mostrando as resistências das bicamadas: YIG(6 μm)/Pt (4 nm), YIG(6 μm)/IrMn (4 nm) e YIG(6 μm)/Ta (2 nm).

As amostras em formas de bicamadas foram preparadas por deposição no filme de YIG dos metais normais por meio da técnica de pulverização catódica DC (Sputtering). O sinal de micro-ondas usado nas medidas de SPE foi fornecido por um gerador que apresenta um intervalo em frequência de 1 a 32 GHz com potência de até 100 mW. Devido ao nosso sistema de eletroímãs apresentar campo máximo de 1,7 kG, restringimos

as medidas nas amostras de YIG a um intervalo de 1-6 GHz. Na **Figura 19** mostramos medidas de spin pumping obtidas em uma bicamada YIG(6 μm)/Pt(4 nm). Os sinais

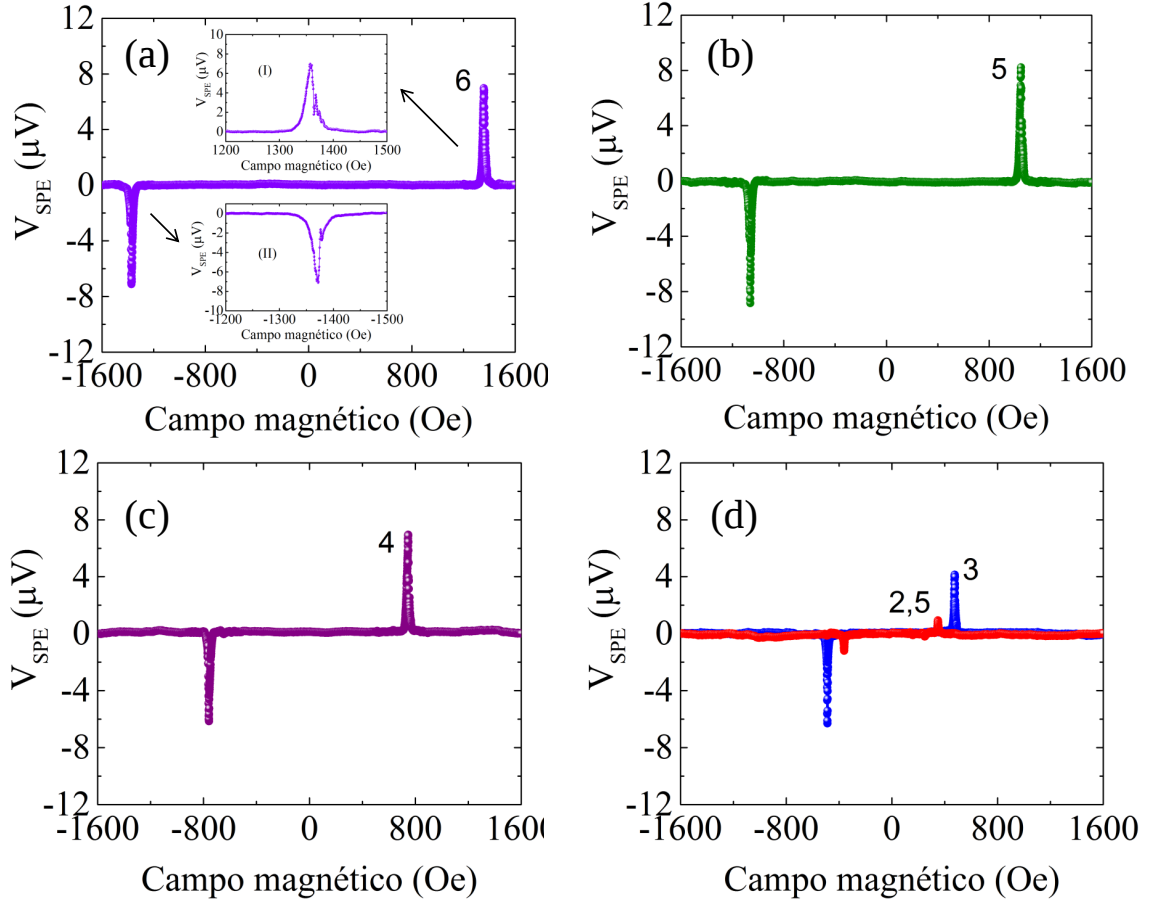


Figura 19 – Medidas de spin pumping na bicamada YIG(6 μm)/Pt(4 nm), mostrando que o spin pumping desaparece para frequências inferiores a 3 GHz.

de tensão desta figura mostram que o sinal de spin pumping também tende a desaparecer devido ao processo de três mágnons com coincidência em frequência. As figuras (I) e (II) inseridas na **Figura 19 (a)** mostram um zoom dos sinais de spin pumping medidos para a frequência de 6 GHz. A curva sólida nestes gráficos ($V_{SPE} > 0$ para $\phi = 0^\circ$ e $V_{SPE} < 0$ para $\phi = 180^\circ$) representa o ajuste feito com a equação 2.137 considerando a variação em campo da função $L(H)$.

Na **Figura 20** mostramos medidas de spin pumping para outros dois metais normais com o YIG sendo o injetor de corrente de spin: amostras YIG(6 μm)/IrMn (4 nm) e YIG(6 μm)/Ta (2 nm). Como era de se esperar o spin pumping do IrMn possui o mesmo comportamento da platina, já que para $H > 0$ a tensão é positiva e para $H < 0$ a tensão é negativa. Esse fato caracteriza a Pt e o IrMn como materiais com um ângulo Hall de spin positivo. Por outro lado, o Ta apresenta um comportamento inverso ao da Pt (como

mostra a **Figura 20 (b)**), a explicação para isso vem do fato do Ta apresentar um ângulo Hall de spin negativo.

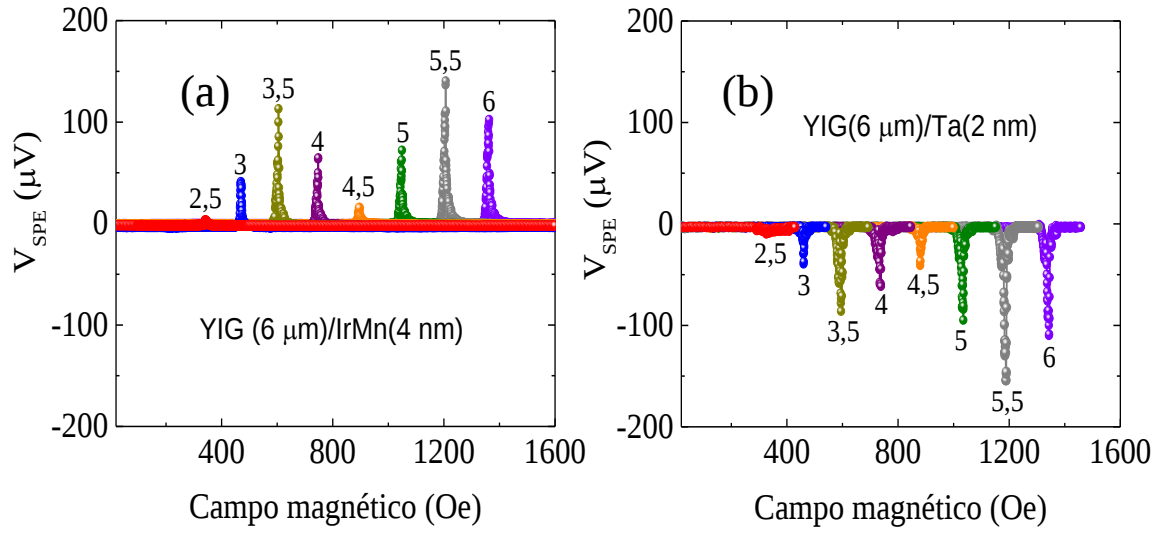


Figura 20 – Medidas de spin pumping nas bicamadas: (a) em YIG(6 μm)/IrMn(4 nm) e (b) em YIG(6 μm)/Ta(2 nm). Essas medidas mostram que o spin pumping desaparece para frequências inferiores a 3 GHz.

REFERÊNCIAS

- [1] E. K. Zavoisky, Spin magnetic resonance in the decimetre-wave region, *J. Phys. USSR* **10**, 197 (1946).
- [2] J. H. E. Griffiths, Anomalous high-frequency resistance of ferromagnetic metal, *Nature*. **158**, 670 (1946).
- [3] C. Kittel, Interpretation of anomalous larmor frequencies in ferromagnetic resonance experiment, *Phys. Rev.*, **71**, 270 (1947).
- [4] C. Kittel, On the theory of ferromagnetic resonance absorption, *Phys. Rev.*, **73**, 155 (1948).
- [5] L. Landau, E. Lifshitz, On the Theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies, *Phys. Z. Sowjetunion*. **8**, 153 (1935).
- [6] B. D. Cullity, C. D. Graham, Introduction to magnetic materials, *Wiley-IEEE Press* (2008).
- [7] T. L. Gilbert, A lagrangian formulation of the gyromagnetic equation of the magnetization field, *Phys. Rev.* **100**, 1243 (1955).
- [8] J. Mallinson, On damped gyromagnetic precession, *J. IEEE Trans. Magn.* **23**, 2003 (1987).
- [9] A. Hamadeh, O. d'Allivy Kelly, C. Hahn, H. Meley, R. Bernard, A. H. Molpeceres, V. V. Naletov, M. Viret, A. Anane, V. Cros, S. O. Demokritov, J. L. Prieto, M. Muñoz, G. de Loubens, and O. Klein, Full control of the spin-wave damping in a magnetic insulator using spin-orbit torque, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 197203 (2014).
- [10] N. Mecking, Y. S. Gui, C. -M. Hu, Microwave photovoltage and photoresistance effects in ferromagnetic microstrips, *Phys. Rev. B* **76**, 224430 (2007).
- [11] Y. Guan, W. E. Bailey, E. Vescovo, C. -C. Kao, D. A. Arena, Phase and amplitude of element-specific moment precession in $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$, *J. Mag. Mag. Mat.* **312**, 374 (2007).
- [12] A. M. Portis, Electronic structure of f centers: saturation of the electron spin resonance, *Phys. Rev.* **91**, 1071 (1953).
- [13] M. Weger, Passage effects in paramagnetic resonance experiments, *Bell Sys. Tech. J.* **39**, 1013 (1960).
- [14] J. C. Slonczewski, Current-driven excitation of magnetic multilayers, *J. Magn. Magn. Mater.* **159**, L1 (1996); Excitation of spin waves by an electric current, *J. Magn. Magn. Mater.* **195**, L261 (1999).
- [15] L. Berger, Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current, *Phys. Rev. B* **54**, 9353 (1996).

- [16] S. I. Kiselev, J. C. Sankey, I. N. Krivorotov, N. C. Emley, R. J. Schoelkopf, R. A. Buhrman and D. C. Ralph, Microwave oscillations of a nanomagnet driven by a spin-polarized current, *Nature (London)* **425**, 380 (2003).
- [17] W. H. Rippard, M. R. Pufall, S. Kaka, S. E. Russek, and T. J. Silva, Direct-current induced dynamics in $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ point contacts, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 027201 (2004).
- [18] S. M. Rezende, F. M. de Aguiar, and A. Azevedo, Spin-wave theory for the dynamics induced by direct currents in magnetic multilayers, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 037202 (2005).
- [19] A. Slavin and V. Tiberkevich, Nonlinear auto-oscillator theory of microwave generation by spin-polarized current, *IEEE Trans. Magn.* **45**, 1875 (2009).
- [20] Y. Tserkovnyak, A. Brataas, and G. E. W. Bauer, Enhanced gilbert damping in thin ferromagnetic films, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 117601 (2002).
- [21] A. Brataas, Y. Tserkovnyak, G. E. W. Bauer, and B. I. Halperin, Spin battery operated by ferromagnetic resonance, *Phys. Rev. B* **66**, 060404(R) (2002).
- [22] E. Saitoh, M. Ueda, H. Miyajima, and G. Tatara, Conversion of spin current into charge current at room temperature: Inverse spin-Hall effect, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 182509 (2006).
- [23] A. Azevedo, L. H. Vilela Leão, R. L. Rodríguez-Suárez, A. B. Oliveira, and S. M. Rezende, DC effect in ferromagnetic resonance: Evidence of the spin-pumping effect?, *J. Appl. Phys.* **97**, 10C715 (2005).
- [24] A. Azevedo, L. H. Vilela-Leão, R. L. Rodríguez-Suárez, A. F. Lacerda Santos, and S. M. Rezende, Spin pumping and anisotropic magnetoresistance voltages in magnetic bilayers: Theory and experiment, *Phys. Rev. B* **83**, 144402 (2011).
- [25] J. H. Juretschke, Electromagnetic theory of dc effects in ferromagnetic resonance, *J. Appl. Phys.* **31(8)**, 1401 (1960).
- [26] G. W. Egan, H. J. Juretschke, DC detection of ferromagnetic resonance in thin nickel films, *J. Appl. Phys.* **34(5)**, 1477 (1963).
- [27] M. H. Seavey, Galvanomagnetic effects in ferromagnetic resonance, *J. Appl. Phys.* **31(5)**, S216 (1960).
- [28] J. -P. Jan, Galvanomagnetic and thermomagnetic effects in metals, in Solid State Physics, F. Seitz and D. Turnbull (eds.), Vol. 5, *Academic Press, New York* (1957).
- [29] P. W. Brouwer, Scattering approach to parametric pumping, *Phys. Rev. B* **58**, R10135 (1998).
- [30] A. Brataas, Y. V. Nazarov, and G. E. W. Bauer, Finite-element theory of transport in ferromagnet–normal metal systems, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 2481 (2000).
- [31] Y. Tserkovnyak, A. Brataas, G. E. W. Bauer, and B. I. Halperin, Nonlocal magnetization dynamics in ferromagnetic heterostructures, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 1375 (2005).

- [32] Y. Tserknovnyak, A. Brataas, G. E. W. Bauer, Spin pumping and magnetization dynamics in metallic multilayers, *Phys. Rev. B* **66**, 224403 (2002).
- [33] M. Büttiker, Scattering theory of current and intensity noise correlations in conductors and wave guides, *Phys. Rev. B* **46**, 12485 (1992).
- [34] M. Büttiker, Dynamic conductance and the scattering matrix of small conductors, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 4114 (1993).
- [35] M. D. Stiles, A. Zangwill, Anatomy of spin-transfer torque, *Phys. Rev. B* **66**, 014407 (2002).
- [36] M. Johnson, R. H. Slisbee, Coupling of electronic charge and spin at a ferromagnetic-paramagnetic metal interface, *Phys. Rev. B* **37**, 5312 (1988).
- [37] A. Brataas, Y. V. Nazarov, G. E. W. Bauer, Spin-transport in multi-terminal normal metal-ferromagnet systems with non-collinear magnetizations, *Eur. Phys. J. B* **22**, 99 (2001).
- [38] R. Meservey, P. M. Tedrow, Surface relaxation times of conduction-electron spins in superconductors and normal metals, *Phys. Rev. Lett.* **41**, 805 (1978).
- [39] A. A. Abrikosov, L. P. Gor'kov, Spin-orbit interaction and the knight shift in superconductors, *Sov. Phys. JETP* **15**, 752 (1962).
- [40] J. E. Wegrowe, Thermokinetic approach of the generalized Landau-Lifshitz-Gilbert equation with spin-polarized current, *Phys. Rev. B* **62**, 1067 (2000).
- [41] G. Bergmann, Inelastic life-time of the conduction electrons in some noble metal films, *Z. Phys. B - Condens. Matter* **48**, 5 (1982).
- [42] M. Johnson, Spin accumulation in gold films, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2142 (1993).
- [43] Q. Yang, P. Holody, S. -F. Lee, L. L. Henry, R. Loloee, P. A. Schroeder, W. P. Pratt, J. Bass, Spin flip diffusion length and giant magnetoresistance at low temperatures, *Phys. Rev. Lett.* **72** (20), 3274 (1994).
- [44] J. Holanda, O. Alves Santos, R. L. Rodríguez-Suárez, A. Azevedo, and S. M. Rezende, Simultaneous spin pumping and spin Seebeck experiments with thermal control of the magnetic damping in bilayers of yttrium iron garnet and heavy metals: YIG/Pt and YIG/IrMn, *Phys. Rev. B* **95**, 134432 (2017).
- [45] D. M. Pozar. Microwave Engineering. 4th Edition. *Wiley* (2011).
- [46] S. Geller, G. P. Espinosa, P. B. Crandall, High-pressure experiments on Yttrium Iron Garnet, *J. American Ceramic Society* **53**, 352 (1970).
- [47] R. O. Cunha, J. Holanda, L. H. Vilela-Leão, A. Azevedo, R. L. Rodríguez-Suárez, and S. M. Rezende, Nonlinear dynamics of three-magnon process driven by ferromagnetic resonance in yttrium iron garnet, *Appl. Phys. Lett.* **106**, 192403 (2015).
- [48] O. Dzyapko, H. Kurebayashi, V. E. Demidov, M. Evelt, A. J. Ferguson, and S. O. Demokritov, Effect of the magnetic film thickness on the enhancement of the spin current by multi-magnon processes, *Appl. Phys. Lett.* **102**, 252409 (2013).

- [49] H. Chang, P. Li, W. Zhang, T. Liu, A. Hoffmann, L. Deng, and M. Wu, Nanometer-thick yttrium iron garnet films with extremely low damping, *IEEE Magn. Lett.* **5**, 6700204 (2014).
- [50] J. Lustikova, Y. Shiomi, Z. Qiu, T. Kikkawa, R. Iguchi, K. Uchida, and E. Saitoh, Spin current generation from sputtered $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ films, *J. Appl. Phys.* **116**, 153902 (2014).
- [51] H. Yu, O. d'Allivy Kelly, V. Cros, R. Bernard, P. Bortolotti, A. Anane, F. Brandl, R. Huber, I. Stasinopoulos and D. Grundler, Magnetic thin-film insulator with ultra-low spin wave damping for coherent nanomagnonics, *Sci. Rep.* **4**, 6848 (2014).
- [52] T. Liu, H. Chang, V. Vlaminck, Y. Sun, M. Kabatek, A. Hoffmann, L. Deng, and M. Wu, Ferromagnetic resonance of sputtered yttrium iron garnet nanometer films, *J. Appl. Phys.* **115**, 17A501 (2014).
- [53] C. Hauser, T. Richter, N. Homonnay, C. Eisenschmidt, M. Qaid, H. Deniz, D. Hesse, M. Sawicki, S. G. Ebbinghaus and G. Schmidt, Yttrium iron garnet thin films with very low damping obtained by recrystallization of amorphous material, *Sci. Rep.* **6**, 20827 (2016).
- [54] R. Vidyasagar, O. Alves Santos, J. Holanda, R. O. Cunha, F. L. A. Machado, P. R. T. Ribeiro, A. R. Rodrigues, J. B. S. Mendes, A. Azevedo, and S. M. Rezende, Giant Zeeman shifts in the optical transitions of yttrium iron garnet thin films, *Appl. Phys. Lett.* **109**, 122402 (2016).
- [55] H. Suhl, Theory of the magnetic damping constant, *IEEE Tran. on Magnetism.* **34**, 1834 (1998).
- [56] B. Heinrich, R. Urban, G. Woltersdorf, Magnetic relaxation in metallic films: Single and multilayer structures, *J. Appl. Phys.* **91**, 7523 (2002).
- [57] B. Heinrich, D. Fraitová, V. Kamberský, The influence of s-d exchange on relaxation of magnons in metals, *Phys. Stat. Sol.* **23**, 501 (1967).
- [58] B. Heinrich. Temperature dependence of FMR linewidth of iron (in Czech), Phd dissertation. [S.1.]: Czechoslovak. *Academy of Sciences* (1967).
- [59] R. Arias, D. L. Mills, Extrinsic contributions to the ferromagnetic resonance response of ultrathin films, *Phys. Rev. B* **60**, 7395 (1999).
- [60] B. Heinrich, J. F. Cochran, K. Myrtle, The exchange splitting of phonon assisted microwave transmission at 9.5 GHz, *J. Appl. Phys.* **53**, 2092 (1982).
- [61] B. Heinrich. Ultrathin Magnetic Structures, Fundamentals of Nanomagnetism. *Berlin Heidelberg: Springer-Verlag*. Vol. 3 (2005).

3 CALORITRÔNICA DE SPIN

Neste capítulo descreveremos as contribuições desta tese na área da caloritrônica de spin. Iniciaremos apresentando uma breve introdução sobre esta nova área da física. Depois mostraremos uma visão geral do efeito spin Seebeck. Falaremos dos modelos aplicados a materiais ferri/ferromagnéticos isolantes que usam ondas de spin para descrever a corrente de spin gerada por um gradiente térmico. Apresentaremos estudos do efeito spin Seebeck longitudinal (em inglês Longitudinal Spin Seebeck Effect - LSSE) em diferentes tipos de materiais. Discutiremos a relação entre a corrente de spin gerada pelo LSSE e a gerada pelo efeito de bombeamento de spin (em inglês Spin Pumping Effect - SPE). Apresentaremos o efeito Nernst anômalo (em inglês Anomalous Nernst Effect - ANE), um efeito clássico semelhante ao efeito LSSE, contudo evidenciado em materiais ferromagnéticos metálicos. Apresentaremos um modelo que descreve a geração de uma corrente de spin por um gradiente térmico em um material ferromagnético metálico. Este modelo foi proposto para interpretar o primeiro experimento que separa o LSSE do ANE em um material ferromagnético metálico. Em seguida discutiremos a primeira medida da geração de corrente de spin por um material antiferromagnético isolante à temperatura ambiente.

3.1 Breve introdução

Em matéria condensada o acoplamento entre o spin e o transporte de carga tem sido estudado no campo promissor da spintrônica. As correntes de calor são acopladas às correntes de carga e de spin [1, 2]. A caloritrônica de spin ou “spin caloritronics” em inglês é o campo que combina fenômenos termoelétricos com spintrônica e nanomagnetismo [3]. O termo “caloritronics” foi introduzido para descrever o esforço para controlar o transporte de calor em escalas de micro e nanômetro. Também foram sugeridas expressões alternativas como “termodinâmica mesoscópica” ou “transporte calórico”. Especificamente, a caloritrônica de spin está preocupada com a nova física relacionada ao transporte de spin, carga e entropia/energia em materiais e dispositivos nanoestruturados. Exemplos de fenômenos spin caloritrônicos são: a dependência de spin da condutância térmica, os efeitos de spin Seebeck e spin Peltier, os efeitos da corrente de calor no torque de transferência de spin, efeito Hall anômalo, etc. Os efeitos de calor e de spin também são acoplados pela dissipação e ruído associados à dinâmica da magnetização.

A caloritronica de spin é tão antiga quanto a eletrônica de spin, começando no final da década de 1980 com as ideias teóricas de M. Johnson e R. H. Silsbee [1] sobre a termodinâmica de equilíbrio de spin, carga e calor em heteroestruturas metálicas com configurações de magnetização colinear. O campo permaneceu latente por muitos anos, exceto por alguns estudos experimentais sobre as propriedades termoelétricas das multicamadas magnéticas na configuração de correntes no plano da interface [4] na sequência da descoberta da magnetorresistência gigante [5]. Várias descobertas novas e parcialmente inéditas no campo da caloritronica de spin estimularam a comunidade científica, como o efeito spin Seebeck [6], entre outros.

3.2 Efeito spin Seebeck

A geração de força eletromotriz por um gradiente de temperatura tem sido conhecida por muitos anos como efeito Seebeck termoelétrico [7] pelo qual uma corrente de carga é criada por um gradiente de temperatura. Nos últimos anos, um análogo do efeito Seebeck foi observado, dando início ao fenômeno spin Seebeck [6]. O efeito spin Seebeck (em inglês Spin Seebeck Effect - SSE) refere-se à geração de uma corrente de spin em materiais ferri/ferromagnéticos (FM) por um gradiente de temperatura. Descoberto em 2008 por Uchida e colegas de trabalho [6], o SSE logo foi observado em uma variedade de materiais e estruturas [6, 8-18], dando origem a caloritronica de spin. O SSE geralmente é detectado pela tensão criada em uma camada metálica (metal layer - ML) anexada à camada FM como resultado da conversão da corrente de spin em uma corrente de carga por meio do efeito Hall de spin inverso (em inglês inverse spin Hall effect - ISHE). O material FM pode ser um metal, um semiconductor ou um isolante, enquanto a ML é um material metálico paramagnético com forte acoplamento spin-órbita, como Pt ou Ta [6, 8-15, 19-23], ou um material FM, como permalloy [22, 24, 25], ou um metal antiferromagnético como IrMn [21, 23, 26, 27]. Outras formas de observar o SSE envolvem a ação de torques criados por correntes de spin na dinâmica de spin [28-31].

Atualmente, há um intenso esforço para entender detalhadamente as origens do SSE e encontrar novos materiais e estruturas para possíveis aplicações. Dependendo do arranjo experimental, a corrente de spin gerada pelo SSE pode ser perpendicular ou paralela ao gradiente de temperatura, caracterizando as chamadas configurações transversal ou longitudinal, respectivamente [8-11]. Enquanto o SSE transversal pode ser observado tanto em materiais metálicos como isolantes, o efeito spin Seebeck longitudinal ou simplesmente LSSE é observado inequivocamente apenas em isolantes porque são livres do efeito Nernst anômalo [8-11, 14, 15, 32, 33]. A configuração longitudinal provou ser mais interessante para a pesquisa científica e para aplicações, e a maioria dos experimentos sobre LSSE

foram feitos na granada de ferro e ítrio ($\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ - YIG), que é um material isolante ferrimagnético (do inglês ferrimagnetic insulator - FMI) com baixas perdas magnéticas, e tem sido o material protótipo para o estudo de uma variedade de fenômenos magnéticos lineares [34] e não-lineares [35].

Existe consenso de que o LSSE consiste em duas etapas: (i) uma corrente de spin criada pela ação de um gradiente térmico na estrutura FMI/ML é bombeada para o ML; (ii) a corrente de spin no ML é convertida em uma corrente de carga por meio do ISHE [36-39] produzindo a tensão elétrica. No entanto, a origem da corrente de spin é controversa. Alguns autores argumentam que a corrente de spin resulta da diferença de temperatura entre o FMI e a camada metálica que produz um spin pumping térmico interfacial [8, 9, 40-45]. Esta proposta é muito simplificada do ponto de vista físico, já que não apresenta uma descrição em termos de características físicas do material (espessura, largura, comprimento, etc). Como o efeito spin Seebeck é um fenômeno relativístico, já que seu principal gerador de informação é o spin, é fundamental que a teoria proposta para tal fenômeno obedeça a descrição de Bose-Einstein para bósons ou de Fermi-Dirac para férmions. Um modelo que possui estas características foi proposto por Rezende e colegas em 2014 [46, 47], que argumentam que o efeito spin Seebeck em um FMI se origina no fluxo térmico de mágnons no bulk através da espessura do filme FMI criado pelo gradiente de temperatura. Este mecanismo depende da corrente de spin de mágnons gerada na maior parte do filme FMI, não na interface, mas requer o contato com um ML para fornecer continuidade para o fluxo de spin. Devido aos fatos descritos acima vamos apresentar uma descrição geral deste modelo na configuração mais usual que é a longitudinal.

3.2.1 *Modelo de corrente de spin de mágnons no bulk para o LSSE*

O modelo de corrente de spin de mágnons no bulk para o LSSE [46, 47] é baseado na corrente de spin criada pelo gradiente de temperatura em toda a espessura da bicamada FMI/ML, conforme mostrado na **Figura 21 (a)**. A corrente de spin no FMI é transportada pelas ondas de spin, ou mágnons, com vetor de onda $\vec{k}$ e energia $\varepsilon_k = \hbar\omega_k$ [48-54]. Na interface FMI/ML, os mágnons térmicos em excesso de equilíbrio térmico bombeiam uma corrente de spin para o ML por meio do processo de spin pumping [55, 56]. A distribuição de mágnons em toda a espessura pode ser calculada usando as equações de movimento sujeitas às condições de contorno, determinadas pela continuidade da corrente de spin nas interfaces.

Escolhemos um sistema de coordenadas com o eixo z paralelo ao campo magnético H aplicado no plano e o eixo y perpendicular ao plano, como mostrado na **Figura 21**

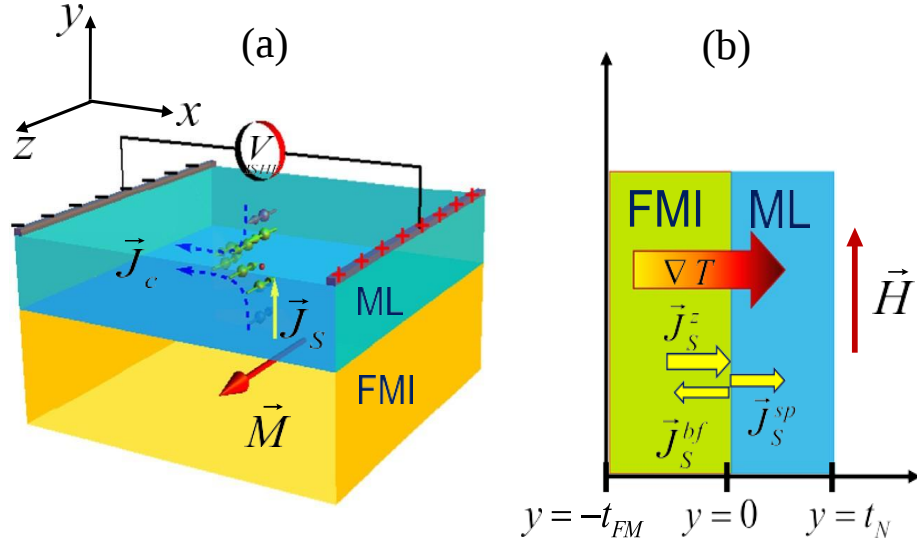


Figura 21 – Esquema para ilustrar uma bicamada isolante ferromagnética(FMI)/camada metálica (ML) usada para investigar o efeito spin Seebeck longitudinal. **(a)** Ilustra a conversão de corrente de spin em corrente de carga pelo efeito spin Hall inverso na ML. **(b)** Eixos das coordenadas usados para calcular as correntes de spin geradas por um gradiente de temperatura perpendicular ao plano da bicamada [47].

(b). Definimos por n_k o número de mágnons com número de onda k em todo o volume V da camada FMI, n_k^0 o número de mágnons em equilíbrio térmico, dado pela distribuição de Bose-Einstein,

$$n_k^0 = \frac{1}{e^{(\varepsilon_k/K_B T)} - 1}, \quad (3.1)$$

e $\delta n_k(\vec{r}) = n_k(\vec{r}) - n_k^0$ o número de mágnons em excesso de equilíbrio. A acumulação de mágnons $\delta n_m(\vec{r})$ é definida como a integral da densidade de mágnons em excesso de equilíbrio [53, 54]

$$\delta n_m(\vec{r}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3k [n_k(\vec{r}) - n_k^0], \quad (3.2)$$

e a densidade de corrente de spin de mágnons no bulk com polarização z é [52-54]

$$\vec{J}_S^z = \frac{\hbar}{(2\pi)^3} \int d^3k \vec{v}_k [n_k(\vec{r}) - n_k^0], \quad (3.3)$$

onde $\vec{v}_k$ é a velocidade do mágnon k . A distribuição do número de mágnons sob a influência de um gradiente térmico pode ser calculada com a equação de transporte de Boltzmann [57]. Na ausência de forças externas e na aproximação da relaxação, a equação de Boltzmann no regime estável fica

$$n_k(\vec{r}) - n_k^0 = -\tau_k \vec{v}_k \cdot \nabla n_k(\vec{r}), \quad (3.4)$$

onde τ_k é o tempo de relaxação do magnon k . Usando a equação 3.4 na equação 3.3 pode-se mostrar que a corrente de spin é a soma de duas partes,

$$\vec{J}_S^z = \vec{J}_{S\nabla T}^z + \vec{J}_{S\delta n}^z, \quad (3.5)$$

onde

$$\vec{J}_{S\nabla T}^z = -\frac{\hbar}{(2\pi)^3} \int d^3k \left(\frac{\partial n_k^0}{\partial T} \right) (\vec{v}_k \cdot \nabla T) \tau_k \vec{v}_k, \quad (3.6)$$

é a contribuição do fluxo (convecção) dos mágnons devido ao gradiente de temperatura e

$$\vec{J}_{S\delta n}^z = -\frac{\hbar}{(2\pi)^3} \int d^3k [\vec{v}_k \cdot \nabla \delta n_k(\vec{r})] \tau_k \vec{v}_k, \quad (3.7)$$

é devido à variação espacial da acumulação de mágnons. Com o gradiente de temperatura normal ao plano, a equação 3.6 dá a corrente de spin na direção y

$$J_S^z = -C_S^z \nabla T, \quad (3.8)$$

$$C_S^z = \frac{\hbar}{(2\pi)^3 T} \int d^3k \left[\frac{e^x x}{(e^x - 1)^2} \right] \tau_k v_{ky}^2, \quad (3.9)$$

onde T é a temperatura média e $x = \varepsilon_k / K_B T$ é a energia do magnon normalizada. Consideramos os sistemas de mágnons e fônons tendo a mesma temperatura T , como demonstrado experimentalmente [58]. Para calcular a corrente de spin devido ao gradiente de acumulação de mágnons, é necessário relacionar a integral na equação 3.7 com a expressão da equação 3.2. Para isso, é necessário usar uma solução aproximada da equação de Boltzmann no espírito da teoria da resposta linear e escrever o excesso de mágnons como a soma da distribuição de equilíbrio mais um pequeno desvio. Dito isso, consideremos para o número de mágnons um pequeno desvio da distribuição de equilíbrio na forma [57]

$$n_k(\vec{r}) = n_k^0 + n_k^0 [1 + \lambda_k g(\vec{r})], \quad (3.10)$$

de modo que λ_k na menor ordem de energia é escolhido para eliminar a singularidade em $\varepsilon_k = 0$. Isto é

$$n_k(\vec{r}) = n_k^0 + n_k^0 \varepsilon_k g(y), \quad (3.11)$$

onde $g(y)$ é uma distribuição espacial a ser determinada pela solução do problema considerando os limites. Substituindo a equação 3.11 na equação 3.2 encontramos

$$\delta n_m(y) = I_0 g(y), \quad (3.12)$$

onde,

$$I_0 = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3k \varepsilon_k n_k^0. \quad (3.13)$$

Observa-se que em contraste com a integral I_0 nas referências [45, 51, 53], a equação 3.13 não diverge para uma dispersão de mágnons menor [47]. Usando as equações 3.11 e 3.12 na 3.7 encontramos uma corrente de difusão de mágnons

$$J_{S\delta n}^z(y) = -\hbar D_m \frac{\partial \delta n_m(y)}{\partial y}, \quad (3.14)$$

onde

$$D_m = \frac{1}{(2\pi)^3 I_0} \int d^3k \tau_k v_{ky}^2 \varepsilon_k n_k^0, \quad (3.15)$$

é o coeficiente de difusão de mágnons. Considerando que a acumulação de mágnons relaxa na rede com um tempo de relaxação mágnon-fônon τ_{mf} , a conservação do momento angular implica que

$$\frac{\partial J_S^z}{\partial y} = -\hbar \frac{\delta n_m}{\tau_{mf}}. \quad (3.16)$$

Usando essa relação na equação 3.14, obtemos uma equação de difusão para a acumulação de mágnons,

$$\frac{\partial^2 \delta n_m(y)}{\partial y^2} = \frac{\delta n_m(y)}{l_m^2}, \quad (3.17)$$

onde $l_m = (D_m \tau_{mf})^{1/2}$ é o comprimento de difusão do mágnon. A solução da equação 3.17 dá para a variação espacial do acúmulo de mágnons a seguinte expressão

$$\delta n_m(y) = A e^{y/l_m} + B e^{-y/l_m}, \quad (3.18)$$

onde A e B são coeficientes a serem determinados pelas condições de contorno. Usando a equação 3.18 na 3.14, obtém-se a componente y total da densidade de corrente de spin de mágnons polarizada na direção z no FMI

$$J_S^z(y) = -C_S^z \nabla_y T - \hbar \frac{D_m}{l_m} (A e^{y/l_m} - B e^{-y/l_m}). \quad (3.19)$$

Em seguida, consideramos a camada FMI em contato atômico com uma camada ML com um forte espalhamento spin-órbita. Como é sabido, a precessão dos spins associados ao acúmulo de mágnons na interface FMI/ML gera uma corrente de spin na ML dada por [53, 54]

$$\vec{J}_S^{SP}(0^+) = \frac{\hbar g_r^{\uparrow\downarrow}}{4\pi M_S^2} \left(\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right), \quad (3.20)$$

onde $\vec{M}$ é a magnetização do FMI na interface e $g_r^{\uparrow\downarrow}$ é a parte real da condutância mista de spin. A corrente de spin na ML é transportada pelos elétrons de condução e pode ser expressa em termos da acumulação de spin. A acumulação de spin de não equilíbrio acumula-se na ML, resultando em uma corrente de spin backflow J_S^{bf} (de volta) para o FMI. A acumulação de spin é regida por uma equação de difusão que pode ser facilmente

resolvida para calcular J_S^{bf} considerando a reflexão na superfície em $y = t_N$. Como discutido no capítulo anterior a soma das componentes y das correntes de spin: spin pumping com polarização z e backflow (de volta) na interface FMI/ML são

$$J_S^z(0^+) = -\frac{\hbar g_{ef}^{\uparrow\downarrow}}{4\pi M_S^2} \sum_k \omega_k (m_k^+ m_k^-), \quad (3.21)$$

onde m_k^+ e m_k^- são as componentes transversais da polarização circular da magnetização associadas com o mágnon k e $g_{ef}^{\uparrow\downarrow}$ é a parte real da condutância mista de spin efetiva que leva em consideração as correntes de spin backflow e de spin-pumped. Usando a aproximação linear

$$m_k^+ m_k^- \approx \frac{2M_S \gamma \hbar}{V} \delta n_k \quad (3.22)$$

e a equação 3.12 pode-se escrever a corrente de spin na interface da ML como

$$J_S^z(0^+) = -\frac{\gamma \hbar^2 g_{ef}^{\uparrow\downarrow}}{2\pi M_S} \left(\frac{\delta n_m(0)}{I_0} \right) \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3k \omega_k n_k^0. \quad (3.23)$$

Para calcular os coeficientes A e B na equação 3.19 e a acumulação de mágnon $\delta n_m(0)$ na interface FMI/ML em termos do gradiente de temperatura ∇T , usamos as condições de contorno em $y = -t_{FM}$ e $y = 0$. Eles são determinados pela conservação do fluxo de momento angular que requer continuidade das correntes de spin nas interfaces [52-56, 59]. Assim, considerando na interface do substrato/FMI, $J_S^z(-t_{FM}) = 0$ e na interface FMI/ML, $J_S^z(0^-) = J_S^z(0^+)$, obtemos com as equações 3.19 e 3.23 a acumulação de mágnons na interface FMI/ML criada pelo gradiente de temperatura ∇T na direção y

$$\delta n_m(0) = \left[\frac{1 - \cosh^{-1}(t_{FM}/l_m)}{A' \tanh(t_{FM}/l_m) + B' g_{ef}^{\uparrow\downarrow}} \right] C_S^z \nabla T, \quad (3.24)$$

onde,

$$A' = \frac{\hbar D_m}{l_m}, \quad B' = \frac{\gamma \hbar^2}{2\pi M_S I_0} \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3k \omega_k n_k^0. \quad (3.25)$$

Pode-se mostrar que em bicamadas FMI/ML como YIG/Pt, $A' \gg B' g_{ef}^{\uparrow\downarrow}$, de modo que a densidade de corrente de spin na interface seja calculada com as equações 3.23, 3.24 e 3.25. Isso permite escrever a densidade de corrente de forma aproximada

$$J_S^z(0) = -\frac{B' g_{ef}^{\uparrow\downarrow} \rho}{A'} S_S^z \nabla T, \quad (3.26)$$

onde ρ é um fator que representa o efeito da espessura finita da camada FMI dada por

$$\rho = \frac{\cosh(t_{FM}/l_m) - 1}{\sinh(t_{FM}/l_m)}, \quad (3.27)$$

de modo que $\rho \approx 1$ para $t_{FM} \gg l_m$ e $\rho \approx 0$ para $t_{FM} \ll l_m$. A equação 3.26 mostra que a corrente de spin de mágnons na interface FMI/ML gerada por um gradiente térmico perpendicular ao plano da bicamada é proporcional ao gradiente de temperatura e à condutância mista de spin na interface. Isso significa que a camada ML em contato com o filme FMI, usada para detectar a tensão ISHE é essencial para a existência da corrente de spin. Para calcular as integrais nas equações 3.9, 3.13, 3.15 e 3.25, é necessário a relação de dispersão que expressa a frequência angular da onda de spin ω_k em termos do número de onda k . Uma vez que o ramo óptico mais baixo do mágnon fica acima do valor limite da zona, o cálculo das propriedades térmicas na presença de um campo aplicado H a temperaturas até 300 K pode ser feito considerando apenas o ramo acústico, com a relação de dispersão de mágnons dada por [60]

$$\omega_k = \gamma H + \omega_{lz} \left[1 - \cos \left(\frac{\pi k}{2k_m} \right) \right], \quad (3.28)$$

onde $\gamma = g\mu_B/\hbar$ é o fator giromagnético, g é o fator de divisão espectroscópica, μ_B o magneto de Bohr, $\hbar$ a constante reduzida de Planck, ω_{lz} a frequência do limite da zona e k_m é o valor máximo do número de onda assumindo a zona esférica de Brillouin. Da equação 3.28 temos para a velocidade de grupo do mágnon

$$v_k = \omega_{lz} \left(\frac{\pi}{2k_m} \right) \sin \left(\frac{\pi k}{2k_m} \right). \quad (3.29)$$

Então, a densidade de corrente de spin na interface FMI/ML torna-se

$$J_S^z(0) = -S_{FMI} \nabla T, \quad (3.30)$$

onde o coeficiente spin Seebeck definido em analogia ao coeficiente Seebeck termoelétrico ($J_C = -S_{Te} \nabla T$), é dado por

$$S_{FMI} = F \left[\frac{B_1 B_S}{(B_0 B_2)^{1/2}} \right] \rho g_{ef}^{\uparrow\downarrow}, \quad (3.31)$$

sendo que o fator F depende de parâmetros do material e de constantes universais

$$F = \frac{\gamma \hbar K_B (\tau_{mf})^{1/2} (\tau_0)^{1/2} (k_m)^2 \omega_{lz}}{8\sqrt{3}\pi^2 M_S}, \quad (3.32)$$

e os parâmetros B na equação 3.31 são dados pelas integrais

$$B_S = \int_0^1 dq q^2 \sin^2 \left(\frac{\pi q}{2} \right) \left[\frac{e^x x}{n_q (e^x - 1)^2} \right], \quad (3.33)$$

$$B_0 = \int_0^1 dq q^2 \left(\frac{x}{e^x - 1} \right), \quad (3.34)$$

$$B_1 = \int_0^1 dq q^2 \left(\frac{x^2}{e^x - 1} \right), \quad (3.35)$$

$$B_2 = \int_0^1 dq q^2 \sin^2 \left(\frac{\pi q}{2} \right) \left[\frac{x}{n_q(e^x - 1)} \right]. \quad (3.36)$$

Nas equações 3.33 - 3.36, $q = k/k_m$ é um número de onda normalizado e $n_q = n_k/n_0$ é uma taxa de relaxação adimensional, relacionada ao tempo de vida do mágnon por $n_q = \tau_0/\tau_k$, onde τ_0 é o tempo de vida dos mágnons perto do centro da zona ($k \approx 0$). Nos experimentos com o LSSE aplica-se uma diferença de temperatura entre os dois lados de uma bicamada FMI/ML para criar uma corrente de spin através da estrutura usando o arranjo ilustrado na **Figura 21 (a)-(b)**. Devido ao efeito Hall de spin inverso, a densidade de corrente de spin $\vec{J}_S^z$ fluindo no ML gera uma densidade de corrente de carga dada por

$$\vec{J}_C = \theta_{SH} \left(\frac{2e}{\hbar} \right) \vec{J}_S^z \times \hat{\sigma}, \quad (3.37)$$

onde θ_{SH} é o ângulo Hall de spin e $\hat{\sigma}$ é a polarização de spin [36, 39]. Se o campo magnético é aplicado no plano e transversal à direção longa da ML, a corrente de carga resultante flui ao longo da direção longa e produz uma corrente contínua (direct current - DC) por meio do ISHE resultando em uma tensão LSSE nas extremidades da ML. Uma vez que a corrente de spin na interface FMI/ML se difunde para a ML [55, 56] com o comprimento de difusão λ_N , para calcular a tensão nas extremidades da camada ML, é necessário integrar a densidade de corrente de carga ao longo de x e y segundo a **Figura 21 (a)-(b)**, de modo que a tensão LSSE se torna [39, 46]

$$V_{LSSE} = R_N w \lambda_N \theta_{SH} \left(\frac{2e}{\hbar} \right) \tanh \left(\frac{t_N}{2\lambda_N} \right) J_S^z(0), \quad (3.38)$$

onde R_N , t_N e w são, respectivamente, a resistência, a espessura e a largura da camada metálica (ML). Assim, com as equações 3.30, 3.31 e 3.38 temos para a tensão spin Seebeck

$$V_{LSSE} = R_N w \lambda_N \theta_{SH} \left(\frac{2e}{\hbar} \right) \tanh \left(\frac{t_N}{2\lambda_N} \right) \frac{B_1 B_S}{(B_0 B_2)^{1/2}} F \rho g_{ef}^{\uparrow\downarrow} \nabla T, \quad (3.39)$$

onde os parâmetros ρ , F e as integrais B são dados pelas equações 3.27, 3.32 - 3.36. O modelo de corrente de spin de mágnons no bulk para o LSSE expresso pela equação 3.39 explica muito bem as dependências da tensão LSSE em função da temperatura na amostra, espessura e campo magnético, medidas em bicamadas FMI/ML por diferentes

grupos [9, 18, 21, 43, 46, 47, 61-63], o que consolida o modelo e nos deixa confortáveis em usá-lo.

3.3 Resultados: experimento simultâneo de spin pumping e spin Seebeck com controle térmico do amortecimento

O efeito spin pumping (SPE) e o efeito spin Seebeck (SSE) são os dois métodos mais notáveis para gerar correntes de spin em bicamadas feitas de um isolante ferrimagnético (FMI) e uma camada metálica (ML). Como discutido no capítulo 2, no SPE, um campo magnético estático e um campo alternado de micro-ondas aplicado perpendicularmente ao estático, aciona a ressonância ferromagnética (FMR) no FMI para que a precessão dos spins produza uma corrente de spin através da interface FMI/ML [36-39, 55, 56, 64-74]. No SSE, comumente, a corrente de spin é gerada por um gradiente térmico aplicado em toda a espessura da bicamada na chamada configuração longitudinal [8-10, 13, 19, 20, 61, 62, 75-78]. As correntes de spin produzidas em ambos os efeitos têm duas manifestações. A mais estudada é através da sua conversão em uma corrente de carga na camada metálica por meio do efeito Hall de spin inverso, que permite a detecção direta por um sinal de tensão elétrica [8-10, 13, 19, 20, 36-39, 55, 56, 61, 62, 64-80]. A outra é a mudança no amortecimento magnético da camada FMI. O amortecimento adicional devido ao processo de spin pumping foi medido em muitos sistemas, e sua origem é bem compreendida. Resulta do fluxo de momento angular fora da camada FMI, transportado pela corrente de spin através da interface [36-39, 55, 56, 64, 65]. No caso do efeito spin Seebeck, também há evidências experimentais inequívocas de que o amortecimento magnético da camada FMI pode ser aumentado ou diminuído aplicando um gradiente de temperatura em uma direção da bicamada FMI/ML ou na direção oposta [20, 28-31, 81, 82]. No entanto, o mecanismo por trás da mudança no amortecimento devido ao SSE ainda é controverso.

Os efeitos de spin pumping e spin Seebeck geralmente são estudados experimentalmente com configurações diferentes, e as tensões criadas pelas correntes de spin são observadas separadamente. Aqui, relatamos a observação simultânea dos dois efeitos nas bicamadas feitas na granada de ítrio e ferro ($\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ - YIG) e uma camada ML feita de Pt ou $\text{Ir}_{20}\text{Mn}_{80}$ (IrMn). O YIG como dito antes, é um material que tem desempenhado um papel importante no campo da caloritrônica de spin. Isso porque esse material apresenta propriedades magnéticas únicas, como baixas perdas magnéticas e um campo coercivo muito baixo [83]. Usando uma configuração que permite a aplicação de um campo alternado de micro-ondas e uma diferença de temperatura na bicamada FMI/ML, fomos capazes de medir a tensão ISHE resultante da conversão das correntes de spin geradas pelos dois efeitos, bem como os espectros de absorção de FMR na faixa de 2-6 GHz. A

tensão de spin pumping e os espectros FMR mostram que o amortecimento magnético no YIG pode ser controlado por correntes de spin geradas pelo gradiente térmico em toda a espessura da bicamada. As medidas simultâneas permitem a determinação da corrente de spin gerada pelo SSE e uma comparação quantitativa dos modelos propostos para o controle térmico do amortecimento magnético com dados experimentais.

Em outras palavras, aqui discutiremos experimentos sobre a geração de correntes de spin pelo efeito spin pumping e pelo efeito spin Seebeck longitudinal simultaneamente em bicamadas FMI/ML como, YIG/Pt ou YIG/IrMn. Os experimentos são realizados com ressonância ferromagnética (FMR) em YIG excitado por radiação de micro-ondas na faixa de 2-6 GHz e sujeito a um gradiente de temperatura perpendicular ao plano da amostra. As medições da largura de linha por FMR mostram que o amortecimento magnético no YIG pode ser controlado por correntes de spin geradas pelo gradiente térmico em toda a espessura da bicamada. As medidas simultâneas permitem a determinação da corrente de spin gerada pelo LSSE e uma comparação quantitativa dos modelos propostos para controle térmico do amortecimento magnético com dados experimentais. Mostramos que o modelo baseado no fluxo de momento angular dentro ou fora do filme de YIG transportado pela parte coerente da corrente de spin influenciada pelo gradiente de temperatura [46, 47] é o que melhor explica a alteração observada no amortecimento [21].

3.3.1 *Efeitos spin pumping e spin Seebeck*

Como descrito no Capítulo 2, no processo de spin pumping a precessão da magnetização $\vec{M}$ na camada FMI gera uma densidade de corrente de spin na interface FMI/ML dada por

$$\vec{J}_S = \frac{\hbar g_{ef}^{\uparrow\downarrow}}{4\pi M^2} \left(\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right), \quad (3.40)$$

onde $g_{ef}^{\uparrow\downarrow}$ é a parte real da condutância mista de spin na interface que leva em consideração as correntes de spin pumping e backflow [39, 55, 56, 72]. A precessão da magnetização pode ser bombeada por um campo magnético de micro-ondas $\vec{h} \exp(i\omega t)$ aplicado perpendicularmente ao campo estático $\vec{H}$ na configuração FMR como mostram as **Figuras 22 (a) e (b)**. A componente DC da densidade de corrente de spin com polarização -z na direção y na interface FMI/ML ($y = 0$) torna-se,

$$J_{Sy}^z(0) = \frac{\hbar \omega g_{ef}^{\uparrow\downarrow} I m(m_x^* m_y)}{4\pi M^2}, \quad (3.41)$$

onde m_x e m_y são as componentes transversais da magnetização. Com a equação de movimento de Landau-Lifshitz-Gilbert pode-se expressar m_x e m_y em termos do campo

de micro-ondas excitado e a densidade de corrente de spin pode ser escrita como [37, 38, 39]

$$J_{Sy}^z(0) = \frac{\hbar \omega p g_{ef}^{\uparrow\downarrow}}{4\pi} \left(\frac{h_{rf}}{\Delta H} \right)^2 L(H), \quad (3.42)$$

onde ΔH e H_R , são respectivamente, a largura de linha e o campo de ressonância da bicamada FMI/ML, $L(H)$ é a forma de linha Lorentziana da absorção FMR [$L(0) = 1$] e p é o fator que descreve a precessão elíptica.

No efeito spin Seebeck com a configuração longitudinal, o gradiente de temperatura ∇T aplicado perpendicularmente ao plano da bicamada (direção y , segundo as **Figuras 22 (a) e (c)**) cria uma densidade de corrente de spin que flui na interface FMI/ML. Criteriosos mecanismos têm sido propostos para explicar estes efeitos [8, 9, 44-47]. Nós consideramos aqui o modelo de corrente de spin de mágnons no Bulk proposto por Rezende e colaboradores [46] porque é o que explica quantitativamente os dados experimentais sobre as dependências do LSSE com temperatura, campo magnético e espessura do filme de YIG. Como descrito na seção 3.2 com a equação de transporte de Boltzmann e a equação de difusão para a acumulação de mágnons, encontramos a densidade de corrente de spin na interface FMI/ML criada por um gradiente de temperatura ∇T [46, 47]

$$J_{Sy}^z(0) = -C_S \rho g_{ef}^{\uparrow\downarrow} \nabla T, \quad (3.43)$$

onde C_S é um coeficiente que depende dos parâmetros do material, temperatura e intensidade do campo aplicado e ρ é um fator que representa o efeito da espessura finita da camada FMI, dado pela equação 3.27, a saber,

$$\rho = \frac{\cosh(t_{FM}/l_m) - 1}{\sinh(t_{FM}/l_m)}, \quad (3.44)$$

onde t_{FM} e l_m , respectivamente, são a espessura e o comprimento de difusão dos mágnons da camada FMI. Os fatores de espessura são tais que $\rho \approx 1$ para $t_{FM} \gg l_m$ e $\rho \approx 0$ para $t_{FM} \ll l_m$. Observe que, enquanto no SPE a corrente de spin sempre flui do FMI para a ML (direção y segundo a **Figura 22 (a) e (b)**), no LSSE a direção depende dos sinais do gradiente e do coeficiente C_S . Para YIG/Pt, $C_S > 0$ de modo que para $\Delta T > 0$ (o FMI mais frio do que o ML), a corrente flui da camada ML para o FMI, que é a direção oposta à SPE. Por outro lado, para $\Delta T < 0$ (o ML mais frio do que o FMI), a corrente flui do FMI para o ML.

Tanto no SPE quanto no LSSE, a corrente de spin que flui através da interface FMI/ML produz uma corrente pura de spin na camada ML, formada por elétrons com spins opostos movendo-se em direções opostas. O acúmulo de spin difunde-se com um comprimento característico dado pelo comprimento de difusão spin-flip, que é da ordem de

alguns nanômetros em metais com grande espalhamento spin-órbita. Então, como ilustrado nas **Figura 22 (b) e (c)**, uma fração dos elétrons sofre espalhamento spin-órbita gerando um movimento de carga transversal que tem uma densidade de corrente $\vec{J}_C$ definida pela equação 2.125, a saber

$$\vec{J}_C = \theta_{SH} \left(\frac{2e}{\hbar} \right) \vec{J}_S \times \hat{\sigma}, \quad (3.45)$$

onde θ_{SH} é o ângulo Hall de spin e $\hat{\sigma}$ é a polarização de spin. Isso produz uma tensão medida nas extremidades da ML. A integração da densidade de corrente de carga ao longo de x e y dá a tensão nas extremidades da ML [37, 38, 39],

$$V = F_S R_N w \lambda_N \left(\frac{2e}{\hbar} \right) \theta_{SH} \tanh \left(\frac{t_N}{2\lambda_N} \right) J_{Sy}^z(0) \cos \phi, \quad (3.46)$$

onde λ_N , R_N , t_N e w , são respectivamente, o comprimento de difusão do spin, a resistência, a espessura e a largura do filme ML. E ϕ é o ângulo que o campo magnético aplicado H faz com a direção z , transversal à dimensão maior do filme FMI. A equação 3.46 é idêntica a equação 2.133. Contudo, na equação 3.46 foi introduzido o fator F_S que representa a fração do comprimento do filme ML através do qual a corrente de spin flui. A equação 3.46, válida tanto para o SPE quanto para o LSSE, também permite o cálculo da densidade de corrente de spin na interface FMI/ML a partir das medidas de tensão.

3.3.2 Experimentos de SPE e LSSE

A **Figura 22 (a)** ilustra a montagem utilizada para as medidas de ressonância ferromagnética, do spin pumping e do spin Seebeck longitudinal. Os experimentos foram realizados com amostras feitas a partir de um filme de YIG monocristalino de 6 μm de espessura produzido por epitaxia em fase líquida em um substrato $Gd_3Ga_5O_{12}$ (GGG) orientado na direção [111], com 0,5 mm de espessura, cortado em forma retangular com dimensões de 10,0 $\times$ 2,0 mm².

As amostras em forma de bicamadas foram preparadas por deposição no filme de YIG, de camadas de Pt (4 nm) ou IrMn (3,5 nm) por meio de pulverização catódica DC (Sputtering). Para a medida de tensão foram depositadas duas tiras de prata de 200 μm de largura, separadas de 7,0 mm, nas camadas metálicas, nas quais, fios de cobre finos foram anexados com tinta de prata como ilustrado na **Figura 22 (a), (b) e (c)**. Os dois fios foram conectados a um nanovoltímetro DC para se medir diretamente a tensão. Aqui apresentaremos medidas em duas amostras (YIG/Pt e YIG/IrMn). As resistências medidas entre os contatos são 232 Ω para a amostra de YIG/Pt e 3,27 k Ω para a de YIG/IrMn.

O sinal de micro-ondas utilizado para as medidas de FMR e SPE foi fornecido por

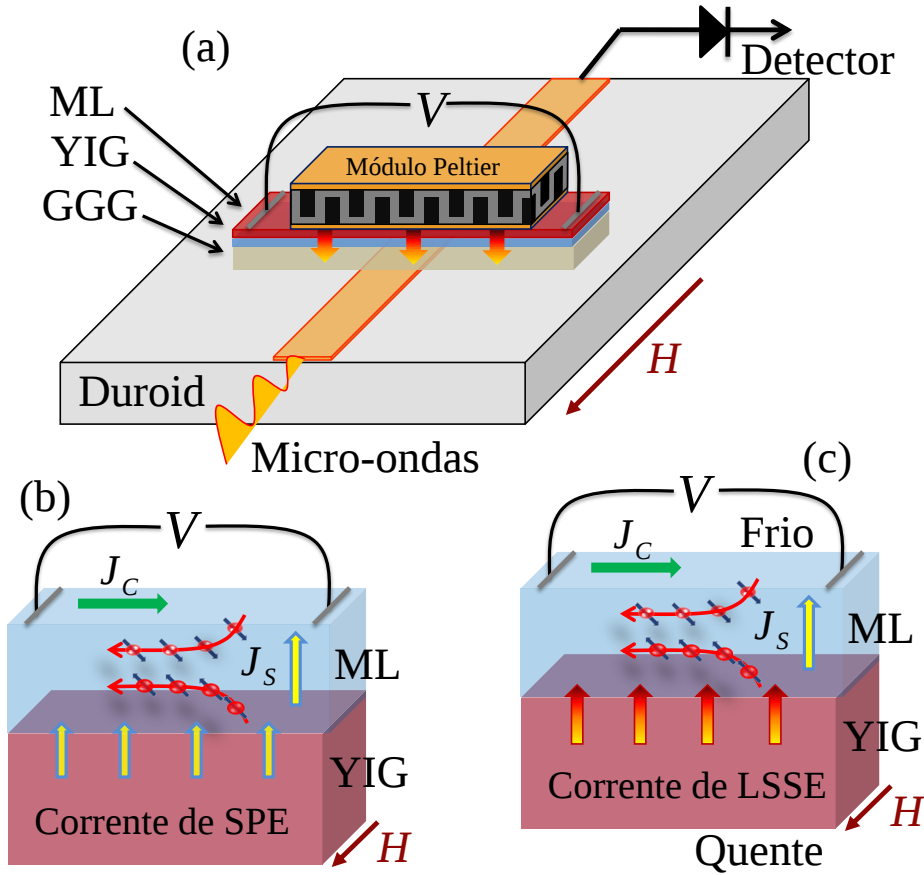


Figura 22 – (a) Um esboço da configuração experimental e posição da amostra, usada nas medidas simultâneas do SPE e do SSE em bicamadas FMI/ML, como YIG/Pt e YIG/IrMn. (b) e (c) Esboços mostrando as estruturas YIG/ML e os eletrodos utilizados para medir a tensão DC devido à corrente de carga na camada metálica resultante da conversão pelo ISHE das correntes de spin geradas pelo spin pumping e por um gradiente térmico na camada FMI.

um gerador com uma frequência ajustável na faixa de 1-10 GHz com potência até 100 mW. O sinal alimenta uma linha de fita (microstrip) com impedância característica de $Z = 50 \, \Omega$, feita em uma placa Duroid com uma linha de cobre de 0,5 mm de largura e um plano aterrado. O filme de YIG é colocado em cima da linha de fita, separado por uma folha Mylar de $60 \, \mu\text{m}$ de espessura e excitado pelo campo magnético de rf (h) perpendicular ao campo estático H aplicado no plano do filme. Com este arranjo, apenas 0,5/7,0 do comprimento do filme de YIG entre os eletrodos é excitado pelo campo de micro-ondas. Com uma frequência fixa e o campo estático variando, podemos obter os espectros de absorção de FMR pela variação da potência transmitida detectada por um diodo Schottky e medida com um nanovoltímetro. Alternativamente, modulando H com um campo AC de amplitude 0,2 Oe e uma frequência de 8,7 kHz criada por um par de bobinas Helmholtz e usando a detecção lock-in, obtemos espectros de varredura em

campo da derivada da absorção de micro-ondas em relação ao campo magnético (dP/dH). Um módulo Peltier comercial de largura 4 mm é usado para aquecer ou esfriar o lado da camada metálica enquanto o substrato GGG é mantido em contato térmico com a linha de fita de cobre e a placa Duroid. A diferença de temperatura ΔT através da amostra GGG/YIG/ML é calibrada como uma função da corrente no módulo Peltier por meio de um termopar diferencial, onde as duas junções são interligadas por uma fina tira de cobre, uma dessas junções é colocada entre o módulo Peltier e a estrutura da amostra e a outra é ligada à linha de fita de cobre. Após a calibração, a fina tira de cobre e o termopar foram removidos de modo a não interferir nas medidas de SPE e de LSSE.

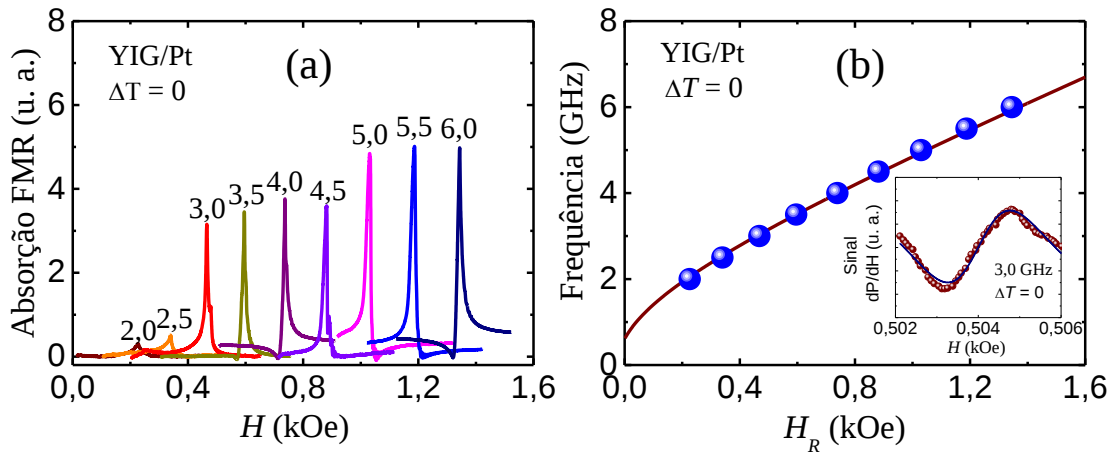


Figura 23 – (a) A absorção de FMR da bicamada YIG/Pt representada pela tensão do detector em relação ao campo magnético H , medida nas frequências indicadas em GHz e potência incidente constante de 20 mW. (b) Os símbolos representam a frequência de micro-ondas medida em relação ao valor do campo no pico do sinal FMR. A linha sólida é um ajuste da equação de Kittel para a frequência FMR. O gráfico inserido mostra a derivada da absorção de um modo magnetostático medido a 3,0 GHz em $\Delta T = 0$. O ajuste foi feito usando a equação 2.61.

A **Figura 23 (a)** mostra a potência absorvida medida com a varredura do campo magnético H para várias frequências, mantendo constante a potência incidente na linha de fita $P_i = 20$ mW. As várias linhas em cada frequência correspondem a modos magnetostáticos de ondas de spin estacionárias que possuem número de onda quantizado no plano devido às condições de contorno nas extremidades do filme. A linha mais forte corresponde ao modo de onda de spin com número de onda $k = 0$, denominado precessão uniforme (PU) ou modo FMR. A **Figura 23 (b)** mostra a frequência em função do campo de ressonância (H_R). A curva sólida foi obtida a partir da equação de Kittel [50]

(expressão 2.43) introduzindo o campo de anisotropia

$$f_0 = \omega_0/2\pi = \gamma\sqrt{(H_R + H_A)(H_R + H_A + 4\pi M_S)}, \quad (3.47)$$

onde, o fator giromagnético (γ) e a magnetização de saturação ($4\pi M_S$) do YIG são respectivamente, $\gamma = 2,8$ GHz/kOe e $4\pi M_S = 1,76$ kG. O campo de anisotropia (H_A) obtido pelo melhor ajuste foi de $H_A = 15$ Oe. O acordo entre teoria e dados confirma que os picos na **Figura 23 (a)** correspondem à absorção FMR.

O gráfico inserido na **Figura 23 (b)** mostra a derivada da absorção de um modo magnetostático medido em 3,0 GHz e $\Delta T = 0$. Linhas deste tipo foram usadas para medir a largura de linha até a absorção da linha do modo uniforme ser distorcida devido à sobreposição com outros modos magnetostáticos. Conforme explicado nas referências [84, 85], a potência absorvida cai abruptamente em frequências inferiores a 3 GHz devido à coincidência de processos de instabilidade Suhl de três e quatro mágnons, o que diminui a potência limite para níveis de microwatt. Isso ocorre apenas para filmes de YIG com espessuras maiores que $1 \mu m$. Como trabalhamos com um filme de $6 \mu m$ de espessura e níveis de potência de miliwatts, restringimos as medidas aqui a frequências acima de 3 GHz para estarmos no regime linear, como discutido no capítulo 2.

A **Figura 24 (a)** mostra os espectros $V_{SPE}(H)$ da tensão de spin pumping para várias frequências, medido com varredura de campo H , potência de micro-ondas na linha de fita de $P_{rf} = 20$ mW e $\Delta T = 0$. Não é observado nenhum aquecimento mensurável devido a micro-ondas. O gráfico inserido na **Figura 24 (a)** mostra a tensão de pico medida em 3,5 GHz para vários valores da potência de micro-ondas, exibindo a característica de dependência linear da tensão de spin pumping conforme previsto pelas equações 3.42 e 3.46. A **Figura 24 (b)** mostra a tensão de spin Seebeck $V_{LSSE}(H)$ medida com varredura em campo H sem excitação de micro-ondas para dois valores da diferença de temperatura ΔT em toda a amostra $+4$ e $+10$ K (do lado da camada ML para a linha de fita de cobre). ΔT positivo corresponde a $\Delta T > 0$ de modo que os sinais opostos de $V_{SPE}(H)$ e $V_{LSSE}(H)$ observados nas **Figura 24 (a)** e **(b)** são consistentes com os sinais das correntes de spin nas equações 3.42 e 3.43 como na referência [86]. O gráfico inserido na **Figura 24 (b)** mostra os valores de $V_{LSSE}(H)$ medidos em $H = \pm 1,0$ kOe para várias diferenças de temperatura, exibindo a característica de dependência linear do efeito spin Seebeck longitudinal conforme previsto pelas equações 3.43 e 3.46.

As **Figura 24 (a)** e **(b)** mostram as medidas da tensão $V = V_{SPE} + V_{LSSE}$ em função do campo na amostra de YIG/Pt. Essas tensões são produzidas por correntes de spin geradas simultaneamente pelo SPE e pelo LSSE com excitação de micro-ondas de 20 mW para várias frequências e $\Delta T = \pm 4$ K. Embora as correntes de spin nos dois

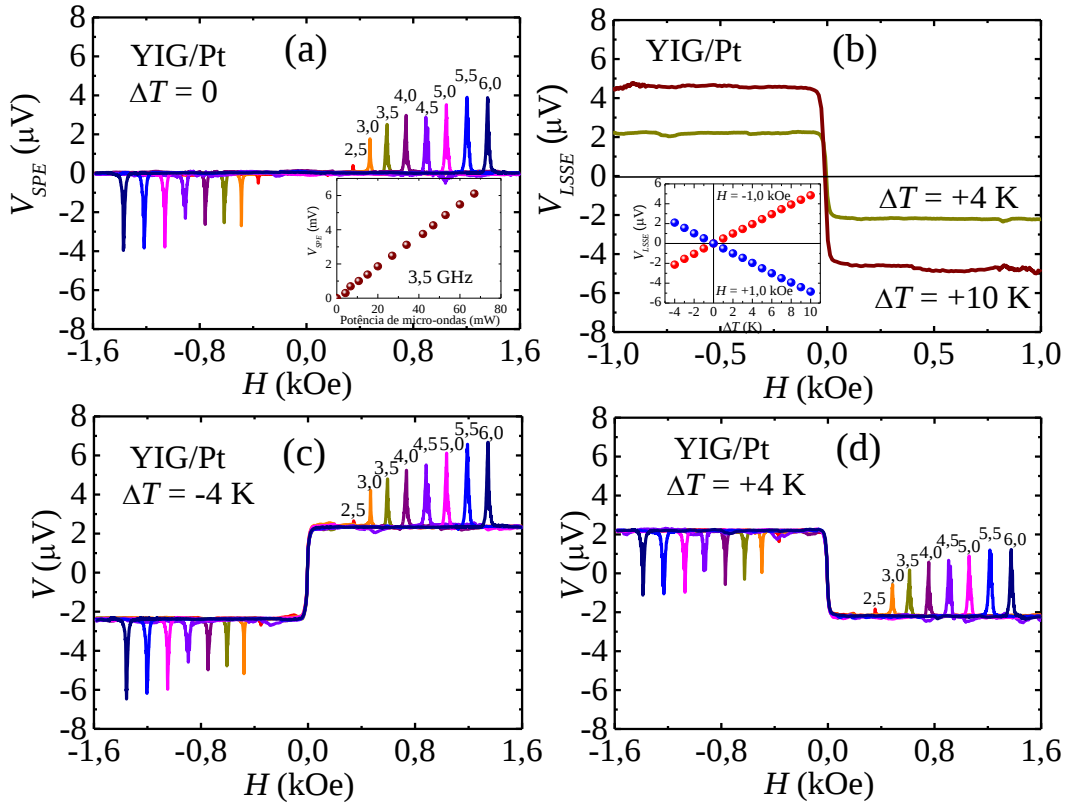


Figura 24 – (a) Tensão de spin pumping na bicamada YIG/Pt versus campo magnético H medido nas frequências indicadas em gigahertz com potência de micro-ondas de entrada de 20mW e $\Delta T = 0$. A inserção mostra a dependência linear da tensão de pico SPE (V_{SPE}) em função da potência medida em 3,5 GHz. (b) Tensão spin Seebeck longitudinal (V_{LSSE}) em função do campo magnético para $\Delta T = +4$ K e $\Delta T = +10$ K. A inserção mostra os valores de V_{LSSE} medidos em $H = \pm 1,0$ kOe para várias diferenças de temperatura. (c) e (d) Tensão $V = V_{SPE} + V_{LSSE}$ em função do campo magnético com potência de micro-ondas de 20 mW para várias frequências (indicadas em gigahertz), medidas com $\Delta T = -4$ K e $\Delta T = +4$ K.

processos tenham naturezas diferentes, no SPE é gerada por excitações de spin coerentes, e na LSSE é gerada por mágnons térmicos incoerentes, as tensões resultantes se sobrepõem porque ambas tem características DC. Para $\Delta T = -4$ K, as tensões se adicionam e para $\Delta T = +4$ K elas se subtraem como discutido anteriormente. As tensões medidas nos experimentos SPE e LSSE podem ser bem contabilizadas quantitativamente com as equações 3.42-3.46. Nas experiências de SPE, o campo de micro-ondas excitado na amostra pode ser calculado com $h = P_{rf}^{1/2}/(2w_{mic}Z_0^{1/2})$ (equação 2.179), onde P_{rf} é a potência incidente de rf, $w_{mic} = 0,5$ mm e $Z = 50 \Omega$, são respectivamente, a largura e a impedância característica da linha de fita. Com esta expressão, obtemos $h = 0,25$ Oe para $P_{rf} = 20$ mW. Usando este valor ($h = 0,25$ Oe) e os seguintes parâmetros para a amostra de YIG/Pt: frequência de micro-ondas em 4 GHz, condutância mista de spin $g_{ef}^{\uparrow\downarrow} = 10^{14}$ cm², largura de linha FMR $\Delta H = 2,3$ Oe e o fator de elipticidade do modo uniforme (1,1)

no YIG, $p_{1,1} = 0,31$; obtemos da equação 3.42 o valor de pico da densidade de corrente de spin $J_{Sy}^z(0) = 7,4 \times 10^{-7}$ erg/cm² ($= 2,3 \times 10^2$ A/m²). Usando os parâmetros, $F_S = 0,5/7,0$, $R_N = 232 \Omega$, $w = 0,2$ cm, $\theta_{SH} = 0,05$ e $\lambda_N = 3,7$ nm, obtemos com a equação 3.46 o valor de pico da tensão SPE em 4 GHz, $V_{SPE}^{pico} = 6,8 \mu V$, o que está de acordo com o valor medido na **Figura 24 (a)-(b)**.

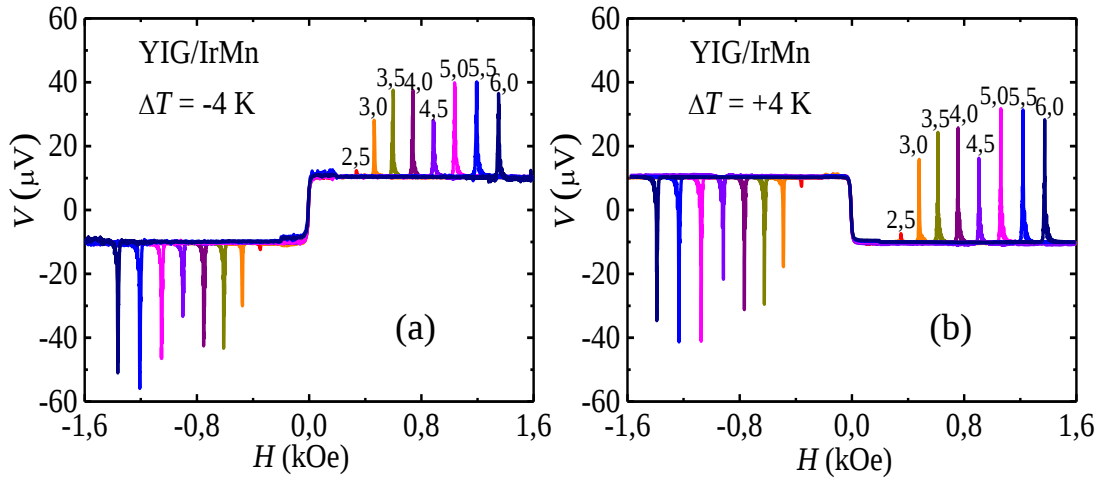


Figura 25 – Dependências de campo das tensões da bicamada YIG/IrMn produzidas simultaneamente pelos efeitos spin pumping e spin Seebeck com potência de micro-ondas de 20 mW nas frequências indicadas em gigahertz e (a) $\Delta T = -4$ K e (b) $\Delta T = +4$ K.

No experimento de spin Seebeck longitudinal, a corrente de spin é calculada com a equação 3.43. Para uma diferença de temperatura de +10 K na amostra em forma de bicamada com 0,5 mm de espessura total, o gradiente de temperatura é $\nabla T = 200$ K/cm. Usando para o parâmetro C_S o valor da referência [47], $C_S = 3 \times 10^{-24}$ erg/(K cm), obtemos da equação 3.43, $J_{Sy}^z(0) = -6 \times 10^{-8}$ erg/cm². Usando para o LSSE, $F_S = 4,0/7,0$, $R_N = 232 \Omega$, $w = 0,2$ cm, $\theta_{SH} = 0,05$ e $\lambda_N = 3,7$ nm, obtemos com a equação 3.46 a tensão LSSE para $\Delta T = +10$ K que é $V_{LSSE} = 4,6 \mu V$. O que também está de acordo com o valor medido na **Figura 24 (a)-(b)**.

Resultados muito semelhantes com os efeitos simultâneos de spin pumping e spin Seebeck foram obtidos em experimentos com a amostra de YIG/IrMn como mostrado na **Figura 25 (a)-(b)**. As principais diferenças para os dados mostrados nas **Figuras 25 (a)-(b)** para YIG/IrMn e os das **Figuras 24 (c)-(d)** para YIG/Pt, estão nos valores de tensão relativa. Para $\Delta T = -4$ K, as tensões de spin Seebeck longitudinais são de 10,8 μV em YIG/IrMn e 2,1 μV em YIG/Pt. A razão de 5,14 entre os dois valores está em

concordância razoável com a previsão feita com as equações 3.42 e 3.46 considerando a relação das resistências $3270/232 = 14,1$ e o fato de que $g_{IrMn}^{\uparrow\downarrow} = 0,43 g_{Pt}^{\uparrow\downarrow}$ e $\theta_{SH-IrMn} \approx 0,8\theta_{SH-Pt}$, conforme determinado na referência [26]. No que se diz respeito as tensões de pico do spin pumping, a comparação das **Figuras 24 e 25** mostram que os valores para YIG/IrMn são relativamente duas vezes maiores do que aqueles para YIG/Pt. Isso é explicado pelo fato de que o spin pumping varia com o inverso do quadrado da largura de linha e como mostrado na **Figura 26**, a largura de linha em YIG/Pt é maior do que em YIG/IrMn por um fator de cerca de 1,5.

3.3.3 Efeito de um gradiente térmico sobre o amortecimento

Um fenômeno intrigante associado ao efeito spin Seebeck é a mudança no amortecimento magnético observado nas bicamadas YIG/Pt sob um gradiente térmico quer na atenuação da onda de spin ou na largura de linha FMR [20, 28-31, 81, 82]. Nas experiências descritas aqui, uma diminuição no amortecimento com um gradiente de temperatura crescente é visível de várias maneiras. Nos espectros da **Figura 25** para YIG/IrMn, os picos de spin pumping para $\Delta T = +4$ K são claramente superiores aos de $\Delta T = -4$ K. Isso se deve ao fato de que o V_{SPE} varia inversamente com o quadrado da largura de linha como na equação 4.46. Assim, ΔT maior causa uma diminuição no amortecimento e um aumento nas tensões de pico. A **Figura 26 (a)** mostra um efeito semelhante nos espectros de absorção de FMR medidos em YIG/Pt. Para $\Delta T = -4$ K, as linhas FMR medidas em várias frequências se deslocam para campos inferiores porque a magnetização aumenta e um campo menor é necessário para a ressonância, enquanto que para $\Delta T = +4$ K as linhas mudam para campos mais altos. No primeiro caso, as intensidades de todos os picos de FMR diminuem, enquanto que no último eles aumentam, indicando larguras de linhas maiores e menores, respectivamente.

A **Figura 26 (b)** mostra a tensão $V = V_{SPE} + V_{LSSE}$ medida em YIG/IrMn sem gradiente térmico e com dois valores de diferença de temperatura. Com o lado da camada ML mais frio do que o da FMI com $\Delta T = -4$ K, o sinal de tensão de spin pumping aumenta e diminui em amplitude em relação ao $\Delta T = 0$. Por outro lado, com o lado da camada FMI mais frio do que o da ML, a largura de linha diminui e a amplitude aumenta. O efeito sobre as linhas do modo magnetostático próximo ao modo uniforme é impressionante, suas amplitudes aumentam acentuadamente, em parte como resultado do amortecimento mais baixo.

Outra fonte para este efeito é o gradiente na magnetização do YIG produzido pelo gradiente térmico. Isso aumenta o caráter dos modos de superfície próximo ao modo uniforme, resultando em um processo de spin pumping maior [87, 88]. As **Figuras 26**

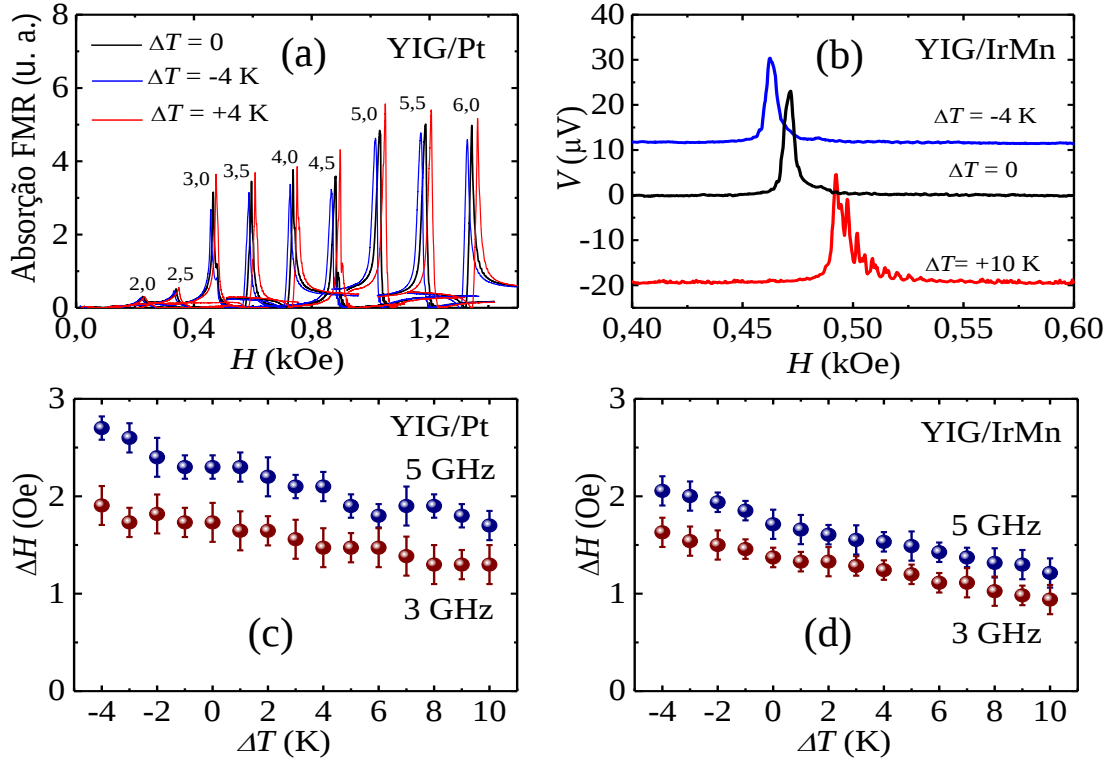


Figura 26 – (a) A absorção FMR da bicamada YIG/Pt expressa pela tensão do detector em relação ao campo magnético H medido nas frequências indicadas em gigahertz e potência de entrada constante de 20mW para $\Delta T = 0$ [curva preta, o mesmo que na **Figura 23** (a)], para $\Delta T = -4$ K (curva azul) e para $\Delta T = +4$ K (curva vermelha). (b) A tensão medida em YIG/IrMn do spin pumping com 3 GHz e 20 mW para $\Delta T = 0$, $\Delta T = -4$ e $\Delta T = +10$ K. (c) e (d) As largura de linha FMR versus diferença de temperatura medida em YIG/Pt e YIG/IrMn com 3 e 5 GHz.

(c) e (d) mostram a variação da largura de linha FMR [largura de linha a meia altura, ou no inglês, Half Width at Half Maximum (HWHM)] com a diferença de temperatura, medida em YIG/Pt e YIG/IrMn para 3 e 5 GHz. As larguras de linha foram medidas ajustando as derivadas da absorção à derivadas da Lorentziana para alguns sinais dos modos magnetostáticos. O gráfico inserido na **Figura 23** (b) mostra a linha dP/dH para um modo medido com 3 GHz e $\Delta T = 0$. O ajuste com uma derivada da Lorentziana mais uma variação linear (equação 2.61) dá uma largura de linha HWHM de 1,61 Oe. Em cada espectro, escolhemos três a cinco linhas relativamente limpas para calcular a largura de linha média e a barra de erro correspondente. Devido ao longo comprimento do filme de YIG e à excitação não uniforme de microondas, existem muitas linhas interligadas nos espectros dP/dH que causam distorção das linhas e uma variação da largura de linha de um modo para o outro. Os dados nas **Figuras 26** (c) e (d) mostram que tanto em YIG/Pt quanto em YIG/IrMn as largura de linha diminuem em 0,5-1 Oe para um

aumento em ΔT de 10 K.

O mecanismo por trás do controle térmico do amortecimento magnético permanece controverso [30, 89, 90, 91]. Aqui, comparamos nossos dados com três modelos teóricos propostos. Considere primeiro o mecanismo mais simples e talvez o mais óbvio, a saber, a mudança do amortecimento devido ao torque de transferência de spin (Spin Transfer Torque - STT) exercido sobre a magnetização FMI pela corrente de spin criada pelo efeito spin Seebeck. Apresentando na equação de Landau-Lifshitz-Gilbert para a magnetização, o STT na forma de Slonczewski [92, 93, 94] fica,

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma\vec{M} \times \vec{H} + \frac{\alpha}{M_S}\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} + \frac{\gamma J_{S_y}^z}{M_S^2 t_{FMI}}\vec{M} \times (\vec{M} \times \hat{z}), \quad (3.48)$$

onde α é o parâmetro de amortecimento de Gilbert devido a processos de excitação e o último termo representa o STT criado pela densidade de corrente de spin polarizada na direção z , $J_{S_y}^z$, que flui para fora da camada FMI com espessura t_{FMI} . Comparando o segundo e o terceiro termo no lado direito da equação 3.48 pode-se obter a mudança no parâmetro de Gilbert $\Delta\alpha$ devido ao efeito da corrente de spin e consequentemente a mudança correspondente na largura de linha FMR na frequência ω_0 ,

$$\Delta H = \frac{\omega_0 \Delta\alpha}{\gamma} = \frac{J_{S_y}^z}{M_S t_{FMI}}. \quad (3.49)$$

A equação 3.49 foi usada na referência [30] para calcular a corrente de spin necessária para explicar a alteração observada no amortecimento. Ao usar a corrente de spin medida na referência [29], os autores concluíram que seu valor deveria ser de uma a duas ordens de grandeza maior para explicar os dados experimentais. Aqui podemos testar o modelo com o valor da corrente de spin LSSE medida na mesma configuração usada para medir a variação da largura de linha. Considerando para YIG/Pt a tensão LSSE medida $V_{LSSE} = 4,9 \mu V$ para $\Delta T = 10$ K e usando os mesmos parâmetros para a camada Pt utilizada anteriormente, obtemos com a equação 3.46 a densidade de corrente de spin $J_{S_y}^z(0) = -6,4 \times 10^{-8}$ erg/cm². Com este valor na 3.49, usando para a magnetização do YIG, $M_S = 140$ G e considerando para a espessura do filme o valor de $t_{FMI} = 100$ nm devido à superfície característica da excitação de FMR em YIG/Pt [59], obtemos uma mudança na largura de linha para $\Delta T = 10$ K de apenas $\Delta H = -4,6 \times 10^{-5}$ Oe. Este valor é quatro a cinco ordens de grandeza menor do que os valores medidos, excluindo o STT de Slonczewski [92] devido à corrente de spin LSSE como o mecanismo responsável pela mudança térmica no amortecimento.

Outra teoria proposta [91] considera que uma diferença de temperatura δT entre a temperatura do elétron e a temperatura do mágnon na interface FMI/ML gera uma

corrente de spin no FMI, que é absorvida pelos mágnons criando um torque na magnetização. Em vez de usar a expressão simples na equação 3.48 para o STT, eles calculam o torque decorrente da interação de quatro mágnons e obtêm uma mudança no parâmetro de amortecimento de Gilbert dado por [91]

$$\Delta\alpha = -\eta \left(\frac{S_{FMI}}{G_d + G} \right) \frac{\delta T}{\hbar\omega_0}, \quad (3.50)$$

onde η representa uma integral envolvendo a interação de quatro mágnons, S_{FMI} é o coeficiente de spin Seebeck, enquanto que G e G_d são parâmetros do material proporcionais à condutância mista de spin da interface FMI/ML. Não podemos comparar quantitativamente a previsão da teoria com os nossos dados de largura de linha porque os parâmetros na equação 3.50 não são expressos em termos de parâmetros do material prontamente disponíveis, nem a relação entre as diferenças de temperatura δT e ΔT . No entanto, observamos que as **Figuras 26 (c) e (d)** mostram que a variação da largura de linha é maior para 5 GHz do que para 3 GHz, o que contradiz a predição da equação 3.50 de maior variação para menor frequência.

Finalmente consideramos o mecanismo proposto na referência [89] pelo qual a mudança no amortecimento se origina na corrente de spin de mágnons criada na maior parte do filme FMI pelo LSSE. Dependendo do sinal do gradiente de temperatura, o momento angular flui para dentro ou para fora do FMI através da interface, produzindo uma diminuição ou aumento na taxa de amortecimento. Conforme mostrado na referência [89], com a equação de transporte de Boltzmann linearizada, a densidade de corrente de spin na estrutura FMI/ML sob excitação de micro-ondas e gradiente térmico pode ser escrita como a soma de três partes

$$J_S = J_S^{Te} + J_S^{Co} + J_S^{Co\Delta T}, \quad (3.51)$$

onde o primeiro termo é devido a mágnons térmicos sob a ação do gradiente de temperatura. Este termo é gerado pelo fluxo de mágnons térmicos na maior parte do FMI e é completamente independente da corrente de spin devido a mágnons coerentes com micro-ondas, portanto não contribui para a sua relaxação. Usando a equação de difusão para mágnons e as condições de contorno nas duas interfaces, o primeiro termo dá a corrente de spin LSSE dada na equação 3.43. O segundo termo é devido a mágnons coerentes conduzidos pelo campo de micro-ondas, e o terceiro corresponde à mudança no segundo pelo gradiente térmico. A corrente de spin associada ao modo coerente excitado dá origem

a uma taxa de relaxação de mágnons dada por

$$\eta_{SP} = \frac{\gamma \hbar \omega_0 g_{ef}^{\uparrow\downarrow}}{4\pi M_S t_{FMI}}, \quad (3.52)$$

que é a expressão bem conhecida para o amortecimento da precessão da magnetização causada pelo spin pumping [55, 56]. Finalmente, o terceiro representa a mudança na corrente de spin de mágnons coerente devido ao gradiente de temperatura que produz uma mudança na taxa de relaxação do spin pumping. Conforme mostrado na referência [89], este termo leva a uma mudança na largura de linha devido a um gradiente de temperatura ∇T ,

$$\Delta H = -\frac{\xi_m C_T \hbar \omega_0 g_{ef}^{\uparrow\downarrow}}{4\pi M_S^2 t_{FMI}} \nabla T, \quad (3.53)$$

onde ξ_m é o comprimento de propagação do mágnon k_0 e $C_T = -\partial M/\partial T$. Observe que C_T é positivo porque a magnetização diminui com a temperatura. Assim, um gradiente de temperatura negativo, que corresponde aquecer o filme FMI mais do que a camada ML, aumenta o amortecimento porque aumenta a corrente de spin e, portanto, o fluxo de momento angular do FMI através da interface FMI/ML. Por outro lado, se a camada FMI for mais fria que a ML, o amortecimento diminui conforme observado em experimentos.

Considerando as incertezas em vários parâmetros, podemos na melhor das hipóteses, obter uma estimativa da mudança na largura de linha devido ao gradiente térmico. Para isso, usamos os parâmetros para o YIG como na referência [89]: $\xi_m = 5,5$ cm, $M_S = 140$ G, $C_T = -\partial M/\partial T = 3,6/4\pi$ G/K, $t_{FMI} = t_c \approx 100$ nm, $f_0 = \omega_0/2\pi = 5$ GHz e $g_{ef}^{\uparrow\downarrow} = 10^{14}$ cm⁻². Com a equação 4.53, obtemos para um gradiente de temperatura de $\nabla T = 200$ K/cm, correspondente a $\Delta T = +10$ K, um incremento na largura de linha de $\Delta H = -0,42$ Oe. Este valor está em ordem de magnitude de acordo com os dados experimentais das **Figuras 26 (c) e (d)**.

Nossos experimentos sobre a geração de correntes de spin por efeitos simultâneos de spin pumping e spin Seebeck longitudinal em bicamadas de FMI/ML, como YIG/Pt e YIG/IrMn fornecem informações importantes sobre esses efeitos, como demonstrado. As medidas da largura de linha do FMR mostram que o amortecimento magnético no YIG pode ser controlado por correntes de spin geradas por gradientes térmicos em toda a espessura da bicamada com o amortecimento aumentando ou diminuindo dependendo do sinal do gradiente. As medidas simultâneas permitem a determinação da corrente de spin gerada pelo LSSE e uma comparação quantitativa entre os modelos propostos para o controle térmico do amortecimento magnético e os dados experimentais [21]. Mostramos que o modelo baseado no fluxo de momento angular dentro ou fora do filme de YIG, transportado pela parte coerente da corrente de spin influenciada pelo gradiente de temperatura,

é aquele que melhor explica a mudança observada no amortecimento.

3.4 Medidas do efeito Nernst anômalo

Como discutido antes, a descoberta do efeito spin Seebeck em 2008 por Uchida e colaboradores [6] provocou intenso interesse em pesquisa envolvendo carga, correntes de spin e calor, o que levou ao surgimento do campo da caloritronica de spin [6, 8-10, 19]. Como consequência, a interação entre o calor e as correntes de spin revigorou o interesse no campo bem estabelecido dos fenômenos de transporte magnetotérmico, especialmente em nanoestruturas contendo condutores magnéticos. Entre os fenômenos clássicos mais interessantes na termoeletrica relacionada ao transporte magnetotérmico está o efeito Nernst anômalo (em inglês *anomalous Nernst effect* - ANE). Este efeito refere-se a geração de uma tensão pela aplicação de um gradiente de temperatura em condutores ferromagnéticos (FM) ou semicondutores [95-100], e pode ser considerado o equivalente termoeletrico do efeito Hall anômalo.

O ANE é observado quando o material ferromagnético metálico (FMM) é simultaneamente exposto a um gradiente de temperatura e a um campo magnético que é perpendicular ao gradiente, em uma configuração semelhante à do efeito spin Seebeck longitudinal [8-10, 13, 19, 20, 61, 62, 75-78]. Um gradiente de temperatura ∇T aplicado perpendicular ao plano do filme gera um campo elétrico no plano

$$\vec{E}_{ANE} \propto \vec{M} \times \nabla T, \quad (3.54)$$

que é proporcional à magnetização no plano $\vec{M}$. Quando um filme ferromagnético (FM) é produzido em contato atômico com uma camada antiferromagnética (AF), a interação de troca na interface entre elas induz uma anisotropia unidirecional no FM. Como consequência, a curva de histerese do material FM é deslocada por um valor denominado campo de exchange bias [101-103]. Aqui vamos discutir resultados de medidas em amostras AF/FMM. Em particular, vamos apresentar resultados de medidas de histereses e do efeito Nernst anômalo em uma amostra formada por um filme de Py sobre um substrato monocristalino de NiO (001). O fato de ter sido usado somente uma amostra é justificável considerando o grau de dificuldade para se obter cristais de NiO de boa qualidade. Aqui mostraremos que é possível usar o efeito Nernst anômalo para determinar o campo de exchange bias em amostras AF/FMM.

A amostra foi preparada depositando um filme de 5 nm de permalloy diretamente sobre o substrato de NiO por pulverização catódica DC em 2mTorr de Ar, com pressão de base típica de 10^{-8} Torr. O substrato foi cortado a partir de um disco comercial de NiO

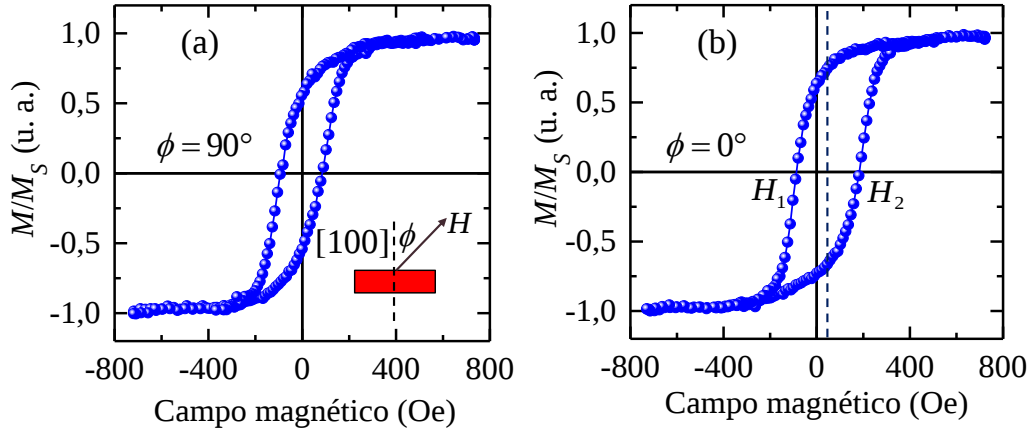


Figura 27 – Curvas de histereses de NiO/Py medida por MOKE. (a) Laço simétrico medido para $\phi = 90^\circ$; (b) Laço deslocado por $H_{EB} = 48,2$ Oe medido com $\phi = 0^\circ$.

(001) com diâmetro de 1 cm e tem dimensões $4,5 \times 1,5 \times 1,0$ mm³, com a dimensão longa normal a direção [100]. Imãs permanentes foram usados para aplicar um campo de 200 Oe ao longo da direção [100] durante a deposição por pulverização catódica DC. A direção [100] foi escolhida, pois estudos anteriores mostram que no plano (001) do NiO, o eixo de maior alinhamento dos momentos magnéticos está na direção [100] [104]. Nota-se que o plano (001) do NiO é uma interface compensada como nos óxidos antiferromagnéticos do tipo “pedra de sal”, que não podem induzir exchange bias [105, 106]. No entanto, a superfície da nossa amostra não é um plano atômico perfeito, pois foi polida opticamente após o corte do disco. Neste caso, a rugosidade superficial estabelece um contato atômico dos átomos de Py com átomos de Ni de diferentes planos, de modo que, se a camada de Py for depositada sob um campo magnético, um exchange bias é induzido como observado em [107]. Todas as medidas relatadas aqui foram realizadas à temperatura ambiente. As curvas de magnetização foram medidas utilizando a técnica de magnetometria de efeito Kerr magneto-óptico (do inglês magneto-optical Kerr effect - MOKE) na configuração longitudinal com o campo magnético H aplicado no plano do filme com um ângulo ϕ em relação ao eixo [100] (normal a dimensão longa), conforme ilustrado na figura inserida na **Figura 27 (a)**.

As **Figuras 27 (a)** e **(b)** mostram curvas de magnetização obtidas com o campo aplicado perpendicular ($\phi = 90^\circ$) e paralelo ($\phi = 0^\circ$) ao eixo [100], respectivamente. Enquanto a curva de histerese mostrada na **Figura 27 (a)** exibe uma curva simétrica em relação a $H = 0$, a curva mostrada na **Figura 27 (b)** exibe o deslocamento característico das bicamadas FM/AF com exchange bias, o que confirma que o eixo [100] é o eixo fácil do AFM. Ao medir os campos para os quais $M = 0$ na **Figura 27 (b)** obtivemos, H_1

$= -86,20$ Oe e $H_2 = 182,6$ Oe, a partir dos quais encontramos o campo de exchange bias $H_{EB} = (H_1 + H_2)/2 = 48,2$ Oe. Um valor mais preciso para H_{EB} é obtido medindo os laços de histereses com uma função do ângulo ϕ e ajustando os dados como uma função $\cos \phi$.

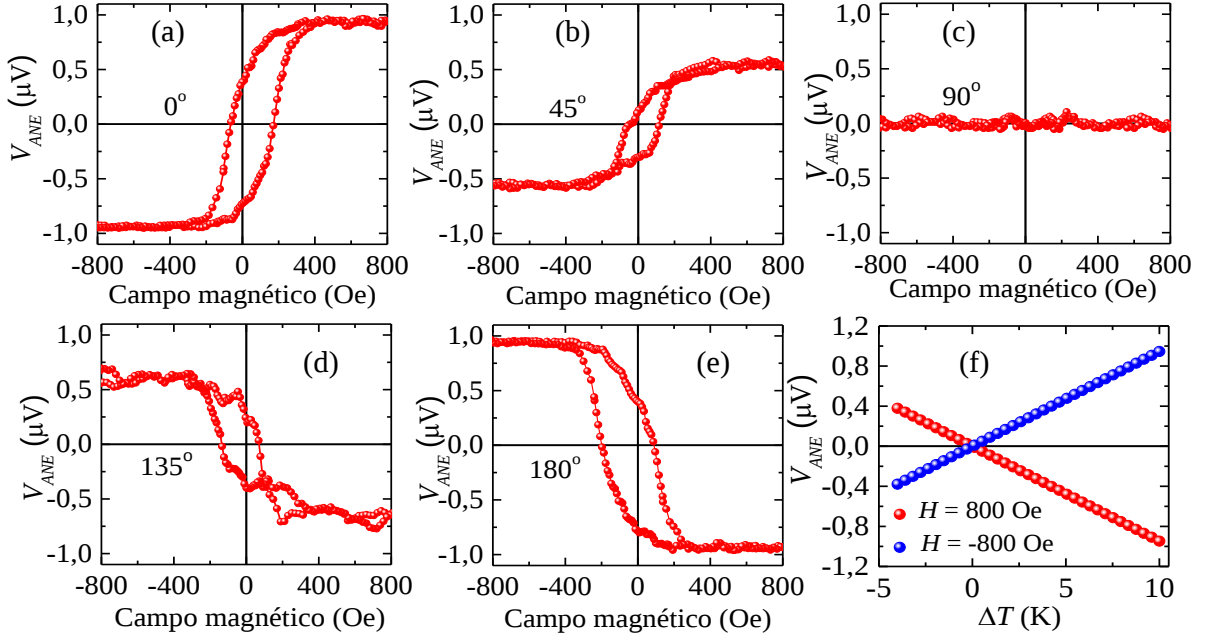


Figura 28 – (a)-(e) Tensão ANE como função do campo magnético com $\Delta T = 10$ K, para diferentes ângulos ϕ como indicado; (f) Tensão ANE como função da diferença de temperatura para o campo magnético fixo ($H = \pm 800$ Oe).

O efeito Nernst anômalo foi medido pela tensão V_{ANE} gerada entre dois eletrodos pela aplicação simultânea de um campo magnético no plano e um gradiente de temperatura perpendicular ao plano da amostra. Isto foi feito por meio de um módulos Peltier comercialmente disposto entre os dois eletrodos. As **Figura 28 (a)-(e)** mostram as tensões ANE versus laços de histereses para vários ângulos ϕ , medidos com uma diferença de temperatura fixa de $\Delta T = 10$ K. Como nas medidas anteriores, os laços de histerese do ANE exibem mudanças no campo devido à anisotropia de troca que varia com o ângulo entre o campo e o eixo [100]. O efeito ANE pode ser interpretado considerando o campo elétrico criado pelo gradiente de temperatura conforme dado por [95]

$$\vec{E}_{ANE} = -\alpha_N \hat{\sigma}_M \times \nabla T, \quad (3.55)$$

onde $\hat{\sigma}_M = \vec{M}/M$ é a polarização da magnetização, $\alpha_N = \chi S_{ord}$ é o coeficiente Nernst anômalo, S_{ord} é o coeficiente Seebeck ordinário e χ é um parâmetro que representa a força do efeito Nernst [95, 96]. A **Figura 27 (f)** mostra a tensão ANE medida como

uma função da diferença de temperatura ΔT com um campo magnético de $H = 800$ Oe suficiente para saturar a magnetização do NiO/Py. Como esperado da equação 3.55, a tensão varia linearmente com a temperatura e muda o sinal com a inversão do campo.

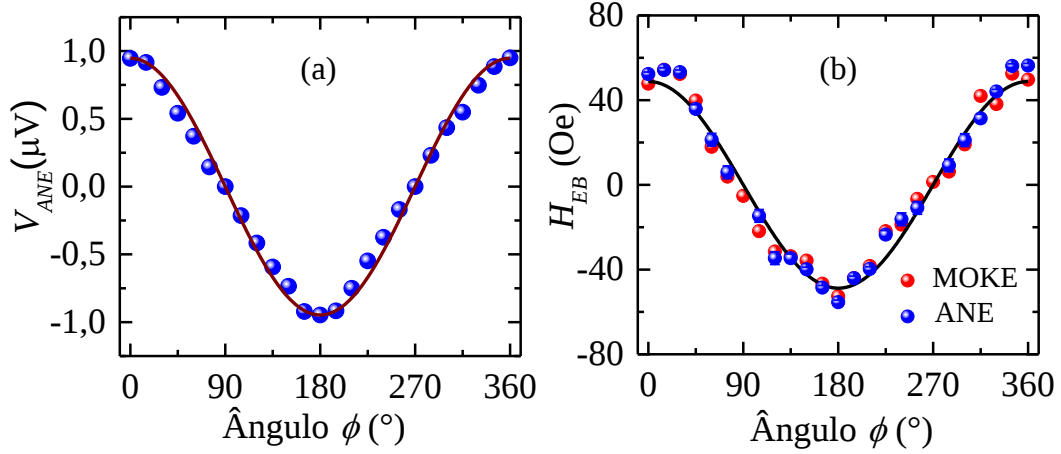


Figura 29 – (a) Tensão ANE como uma função do ângulo do campo aplicado para campo fixo de $H = 800$ Oe e uma diferença de temperatura de $\Delta T = 10$ K; (b) Campo de exchange bias na amostra de NiO/Py como uma função do ângulo ϕ , obtidos de medidas de curvas de histereses e ANE.

A dependência angular do deslocamento do laço de histerese no plano, dada pela tensão ANE (V_{ANE}) é mostrada na **Figura 29 (a)** onde o campo magnético e a diferença de temperatura são mantidos constantes em $H = 800$ Oe e $\Delta T = 10$ K, respectivamente. A linha contínua da **Figura 29 (a)** foi obtida ajustando os dados usando a expressão $V_{ANE}(\phi) = V_{ANE}(0)\cos\phi$, obtida da equação 3.55, com $V_{ANE}(0) = 0,947 \mu V$. Obtém-se resultados muito semelhantes a partir das medidas de tensão versus temperatura mostrada na **Figura 28 (f)**. Usando esse valor na equação 3.55 e considerando a distância entre os eletrodos de 3,5 mm e a espessura da bicamada de 1 mm, obtemos o coeficiente Nernst anômalo $\alpha_N = -27$ nV/K. Esse valor é semelhante ao obtido na referência [97] e três vezes maior do que o obtido a partir dos dados da referência [24], $\alpha_N = -9$ nV/K calculado com 0,5 mm de espessura, uma diferença de temperatura de 10 K e uma distância entre os contatos de 5 mm.

A **Figura 29 (b)** resume as medidas do deslocamento causado pelo exchange bias obtido por meio de curvas de histereses e ANE. A dependência angular de todos os dados para o campo de exchange bias foi ajustada numericamente com a mesma expressão $H_{EB}(\phi) = H_{EB}(0)\cos\phi$, que é uma assinatura da anisotropia de troca [101]. O ajuste aos dados, obtidos pelas duas técnicas, resultou em um campo de exchange bias de $H_{EB}(0) = 48,8$ Oe como mostrado na **Figura 29 (b)**. Como as duas técnicas experimentais são

baseadas em medidas quasi-estáticas e os intervalos de campo magnético são quase iguais, os valores de H_{EB} são muito semelhantes aos esperados. Nossas medidas do efeito Nernst anômalo em bicamadas NiO/Py acopladas por interação de troca mostram que o ANE pode ser usado como uma técnica confiável para medir propriedades quasi-estáticas de filmes magnéticos e multicamadas.

3.5 Medidas do efeito spin Seebeck em um material ferromagnético metálico

Os experimentos pioneiros da geração de uma corrente de spin por um gradiente térmico em um material magnético [6], foram fundamentados com base na aplicação de um gradiente térmico na chamada configuração transversal, aplicado ao longo de um filme de Permalloy ($\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$) que é um material ferromagnético metálico. O efeito foi detectado pelos sinais de tensão medidos ao longo de tiras finas de Pt depositadas nas extremidades do filme de Py, resultantes da conversão da corrente de spin em corrente de carga por meio do efeito Hall de spin inverso (ISHE) [8-10, 19, 20, 36-39, 55, 56, 61, 62, 64-80]. Logo após as experiências com Py, Uchida, Saitoh e colegas de trabalho demonstraram a existência do SSE na configuração longitudinal (LSSE) no YIG em contato com uma camada de Pt [13].

Como discutido antes, no LSSE considera-se uma bicamada feita de um isolante ferromagnético (FMI) com uma camada metálica (metallic layer - ML) adjacente. Um gradiente de temperatura ∇T aplicado perpendicularmente ao plano do FMI cria uma corrente de spin na mesma direção que flui para a ML onde é parcialmente convertida pelo ISHE em uma corrente de carga e detectada pela tensão associada [8-10, 13, 19, 20, 36-39, 55, 56, 61, 62, 64-80]. O campo elétrico na ML pode ser expresso em termos do gradiente de temperatura perpendicular na forma

$$\vec{E}_{LSSE} = -S_{FMI}\hat{\sigma} \times \nabla T, \quad (3.56)$$

onde S_{FMI} é o coeficiente spin Seebeck longitudinal para a bicamada FMI/ML e $\hat{\sigma}$ é a polarização de spin determinada pela direção do campo magnético aplicado. Em uma bicamada feita de um filme ferromagnético metálico (FMM) e uma camada de metal normal sob um gradiente térmico aplicado perpendicularmente ao plano, também se espera ter LSSE. No entanto, no filme FMM existe também um campo elétrico criado pelo efeito Nernst anômalo como mostrado pela equação 3.55, a saber,

$$\vec{E}_{ANE} = -\alpha_N\hat{\sigma}_M \times \nabla T. \quad (3.57)$$

A superposição das tensões criadas pelos dois efeitos (ANE e LSSE) impede a de-

tecção do LSSE separadamente, de modo que geralmente é aceita a suposição de que este efeito não pode ser observado em materiais ferromagnéticos metálicos, como permalloy [8-10, 13, 19, 20, 36-39, 55, 56, 61, 62, 64-80]. Aqui demonstraremos a existência do LSSE em um filme ferromagnético metálico de permalloy onde uma corrente de spin é criada por um gradiente térmico aplicado perpendicularmente ao plano do filme. Isso foi possível através da inserção de uma fina camada de NiO entre os filmes NM e Py. Como descobriu-se recentemente, o NiO é um material antiferromagnético isolante a temperatura ambiente que bloqueia o fluxo de corrente de carga, mas transporta as correntes de spin [108-112]. Assim, pode-se medir o LSSE por meio da tensão gerada na camada NM pela conversão ISHE e medir separadamente a tensão ANE induzida na camada de Py.

3.5.1 *Modelo termoelétrico de difusão da acumulação de spin para o LSSE em ferromagnéticos metálicos*

Agora vamos considerar uma bicamada simples feita de um metal ferromagnético (FM) em contato com um metal normal (MN), sob um gradiente de temperatura normal ao plano e com um campo magnético estático aplicado no plano, conforme ilustrado na **Figura 30**. Escolhemos um sistema de coordenadas com o eixo z paralelo ao campo magnético H aplicado no plano e o eixo y perpendicular ao plano, como mostrado na **Figura 30**. Nosso objetivo aqui é calcular a corrente de spin criada pelo gradiente térmico no FMM, que será injetada na camada MN. Como é bem conhecido, em um isolante magnético, como o YIG uma corrente de spin é transportada pelas excitações coletivas de spin, ondas de spin ou mágnons.

Em um material ferromagnético metálico (como o Py) a corrente de spin pode ser transportada pelos elétrons de condução (elétrons com spins opostos movendo-se em direções opostas) e também por mágnons. Conforme mostrado nas referências [46, 47], sob um gradiente térmico, a corrente de spin magnônica é proporcional ao tempo de vida. Uma vez que em Py, o tempo de vida do mágnon é tipicamente duas ordens de magnitude menor que no YIG, a contribuição magnônica para o LSSE em Py é pequena e consideramos aqui apenas o transporte eletrônico termoelétrico. Esta abordagem foi tratada em detalhes nas referências [116, 117], mas com condições de contorno que não são apropriadas para a estrutura da **Figura 30**. Por uma questão de completeza, apresentamos aqui a formulação da geração de corrente de spin termoelétrica. Para a camada FMM na **Figura 30**, consideramos um material ferromagnético metálico homogêneo no qual a corrente de spin é transportada por elétrons com spin designados por $\sigma = \pm 1$, energia ε_k^σ e momento $\hbar\vec{k}$. No equilíbrio termodinâmico a uma temperatura T os elétrons são distribuídos entre os

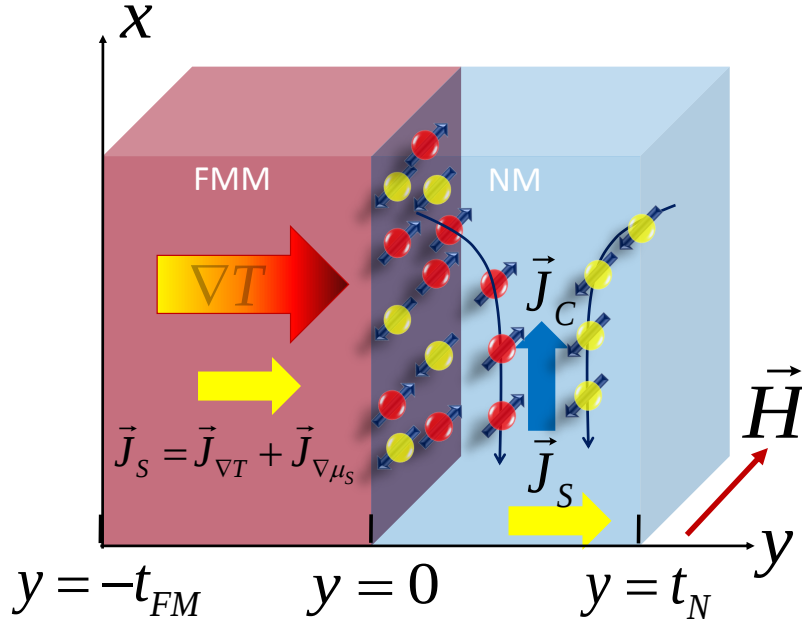


Figura 30 – Ilustração de um material ferromagnético metálico (FMM)/metal normal (MN) e os eixos das coordenadas utilizadas para formular o modelo teórico para o efeito spin Seebeck longitudinal [22].

estados disponíveis de acordo com a função de distribuição de Fermi-Dirac

$$f^\sigma(\vec{k}, \vec{r}) = \frac{1}{e^{(\varepsilon_k^\sigma - \mu^\sigma)/K_B T} + 1}, \quad (3.58)$$

onde μ^σ é o potencial químico dependente do spin. Na presença de campos externos, gradiente de temperatura e processos de espalhamento aleatório, a evolução de $f^\sigma(\vec{k}, \vec{r})$ em uma posição $\vec{r}$ é governada pela equação de transporte de Boltzmann (ETB). Em estados estáveis da ETB, escrevemos

$$\left(\vec{v}_k \cdot \nabla_r + \frac{\vec{F}^\sigma}{\hbar} \cdot \nabla_k \right) f^\sigma(\vec{k}, \vec{r}) = \left(\frac{\partial f^\sigma}{\partial t} \right)_{Esp.}, \quad (3.59)$$

onde $\vec{v}_k = (1/\hbar)\nabla_k \varepsilon_k$ é a velocidade do elétron e $\vec{F}^\sigma$ é a força externa nos elétrons. O termo de espalhamento do lado direito contém conservação de spin e espalhamento de impurezas por spin-flip que podem ser modelados na aproximação do tempo de relaxação, por [116]

$$\left(\frac{\partial f^\sigma}{\partial t} \right)_{Esp.} = - \frac{[f^\sigma(\vec{k}, \vec{r}) - f^\sigma(\varepsilon_k, \vec{r})]}{\tau^\sigma} - \frac{[f^\sigma(\varepsilon_k, \vec{r}) - f^{-\sigma}(\varepsilon_k, \vec{r})]}{\tau_{sf}}, \quad (3.60)$$

onde,

$$f^\sigma(\varepsilon_k, \vec{r}) = \frac{1}{4\pi} \int d\Omega_k f^\sigma(\vec{k}, \vec{r}), \quad (3.61)$$

é a distribuição média dos elétrons em momento, τ^σ é o tempo de relaxação do transporte e τ_{sf} é o tempo de relaxação spin-flip. Uma vez que $\tau^\sigma \ll \tau_{sf}$ a relaxação em momento ocorre primeiro seguida de uma lenta relaxação de spin. No espírito da teoria da resposta linear, assumimos que a função de distribuição pode ser escrita como

$$f^\sigma(\vec{k}, \vec{r}) \approx f_0(\varepsilon_k) + [g^\sigma(\vec{k}, \vec{r}) + \mu^\sigma(\vec{r})] \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon_k} \right)_{\varepsilon_F}, \quad (3.62)$$

com a introdução do fator $(-\partial f_0/\partial \varepsilon_k)_{\varepsilon_F}$ estamos reconhecendo explicitamente que o transporte envolve apenas elétrons com energia próxima da energia de Fermi ε_F . Escrevemos o campo elétrico efetivo dependente do spin como,

$$\vec{E}^\sigma = \vec{E} + \frac{\nabla_r \mu^\sigma(\vec{r})}{e}, \quad (3.63)$$

onde e é a carga do elétron. O campo elétrico está relacionado com a força nos elétrons por $\vec{F}^\sigma = e\vec{E}^\sigma$. Considera-se que $g^\sigma(\vec{k}, \vec{r})$ varia lentamente com o momento e no espaço, de modo que

$$\nabla_k g^\sigma(\vec{k}, \vec{r}) \approx 0, \quad \nabla_r g^\sigma(\vec{k}, \vec{r}) \approx 0. \quad (3.64)$$

Além disso, tomando $\tau^\sigma \ll \tau_{sf}$ e substituindo a equação 3.62 na equação 3.59 tem-se

$$g^\sigma(\vec{k}, \vec{r}) = \tau^\sigma \left(\frac{\partial \varepsilon_k}{\partial T} \right) \vec{v}_k \cdot \nabla_r T - \left(\frac{\hbar e \tau^\sigma}{m} \right) \vec{k} \cdot \vec{E}^\sigma. \quad (3.65)$$

Assim, a equação 3.62 leva a

$$f^\sigma(\vec{k}, \vec{r}) \approx f_0(\varepsilon_k) - \tau^\sigma \left(\frac{\partial f_0}{\partial T} \right) \vec{v}_k \cdot \nabla_r T + \frac{\hbar e \tau^\sigma}{m} \left(\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon_k} \right)_{\varepsilon_F} \vec{k} \cdot \vec{E}^\sigma - \mu^\sigma(\vec{r}) \left(\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon_k} \right)_{\varepsilon_F}. \quad (3.66)$$

Com a equação 3.66 que representa a função de distribuição podemos calcular várias quantidades de interesse. Consideramos os elétrons descritos por um modelo simples de Stoner para um metal ferromagnético com energias $\varepsilon_k^\sigma = \varepsilon_k + \sigma\Delta$, onde $\Delta(T)$ é a divisão de troca dependente da temperatura [116, 118]. A densidade de corrente de carga com polarização de spin σ é dada por

$$\vec{J}_C^\sigma = \frac{e}{V} \sum_k f^\sigma(\vec{k}, \vec{r}) \vec{v}_k. \quad (3.67)$$

A equação 3.67 foi obtida levando em consideração que

$$\sum_k f_0(\vec{k}, \vec{r}) \vec{v}_k = 0, \quad \sum_k \vec{v}_k = 0. \quad (3.68)$$

A densidade de corrente de carga total é

$$\vec{J}_C = \vec{J}_C^\sigma + \vec{J}_C^{-\sigma}, \quad (3.69)$$

enquanto a densidade de corrente de spin em unidades de momento angular é

$$\vec{J}_S = \left(\frac{\hbar}{2e} \right) (\vec{J}_C^\sigma - \vec{J}_C^{-\sigma}). \quad (3.70)$$

Usando a equação 3.66 na 3.67, considerando $\vec{E} = 0$ e $\vec{J}_C = 0$, pode-se mostrar que a densidade de corrente de spin com polarização na direção do campo é a soma de duas partes

$$\vec{J}_S = \vec{J}_{\nabla T} + \vec{J}_{\nabla \mu_s}, \quad (3.71)$$

onde,

$$\vec{J}_{\nabla T} = \frac{-\hbar}{(2\pi)^3} \int d^3k \left(\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon_k} \right)_{\varepsilon_F} \left(\frac{\partial \Delta}{\partial T} \right) \tau \vec{v}_k (\vec{v}_k \cdot \nabla_r T) \quad (3.72)$$

é a contribuição do acúmulo de elétrons induzido termicamente com a divisão de troca dependente da temperatura, e

$$\vec{J}_{\nabla \mu_s} = \frac{\hbar}{(2\pi)^3} \int d^3k \left(\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon_k} \right)_{\varepsilon_F} \left(\frac{\tau}{m} \right) \vec{v}_k (\vec{k} \cdot \nabla_r \mu_s) \quad (3.73)$$

é devido à variação espacial da acumulação de spin, definida por [55, 56]

$$\mu_s = \frac{(\mu^\uparrow - \mu^\downarrow)}{2}. \quad (3.74)$$

Nas equações 3.72 e 3.73, $\tau = (\tau^\uparrow + \tau^\downarrow)/2$ e m é a massa do elétron. Com o gradiente de temperatura normal ao plano, a equação 3.72 dá a corrente de spin na direção y ,

$$J_{\nabla T} = -S_{FMM} \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right), \quad (3.75)$$

onde,

$$S_{FMM} = \frac{\hbar}{(2\pi)^3} \int d^3k \left(\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon_k} \right)_{\varepsilon_F} \left(\frac{\partial \Delta}{\partial T} \right) \tau v_{k_y}^2. \quad (3.76)$$

é o coeficiente spin Seebeck longitudinal para a bicamada FMM/MN. A integral na equação 3.73 dá um fator proporcional ao coeficiente de difusão (D_e), de modo que, usando a relação de Einstein $\sigma_c = e^2 D_e N(\varepsilon_F)$, onde σ_c é a condutividade elétrica, D_e é o coeficiente de difusão de elétrons e $N(\varepsilon_F)$ a densidade de estados na energia de Fermi, a equação 3.73 torna-se

$$J_{\nabla \mu_s} = - \left(\frac{\hbar \sigma_c}{2e^2} \right) \frac{\partial \mu_s}{\partial y}. \quad (3.77)$$

A partir da equação de Boltzmann também pode-se mostrar [55, 56, 116, 117] que

a acumulação de spin obedece a uma equação de difusão

$$\frac{\partial^2 \mu_s(y)}{\partial y^2} = \frac{\mu_s(y)}{\lambda_{sf}^2}, \quad (3.78)$$

onde λ_{sf} é o comprimento de difusão spin-flip, relacionado ao coeficiente de difusão por $\lambda_{sf} = \sqrt{D_e \tau_{sf}}$. A solução geral da equação 3.78 para a camada FMM na geometria da **Figura 30** é do tipo

$$\mu_s(y) = A \cosh \left[\frac{(y + t_{FM})}{\lambda_{sf}} \right] + B \sinh \left[\frac{(y + t_{FM})}{\lambda_{sf}} \right], \quad (3.79)$$

onde A e B são coeficientes a serem determinados pelas condições de contorno. Usando a equação 3.79 na 3.77 obtém-se a componente y total da densidade de corrente de spin na camada FM

$$J_S(y) = -S_{FMM} \nabla_y T - \left(\frac{\hbar \sigma_c}{2e^2 \lambda_{sf}} \right) \left\{ A \sinh \left[\frac{(y + t_{FM})}{\lambda_{sf}} \right] + B \cosh \left[\frac{(y + t_{FM})}{\lambda_{sf}} \right] \right\}, \quad (3.80)$$

onde os coeficientes A e B são determinados pelas condições de contorno em $y = -t_{FM}$ e $y = 0$. As condições de contorno são definidas pela conservação do fluxo de momento angular que requer continuidade das correntes de spin nas interfaces. Usando a condição de contorno $J_S(y = -t_{FM}) = 0$ na interface substrato/FMM, obtemos com as equações 3.79 e 3.80:

$$J_S(0^-) = -S_{FMM} \nabla_y T \left[\frac{\cosh(t_{FM}/\lambda_{sf}) - 1}{\cosh(t_{FM}/\lambda_{sf})} \right] - \mu_s(0) \left(\frac{\hbar \sigma_c}{2e^2 \lambda_{sf}} \right) \tanh \left(\frac{t_{FM}}{\lambda_{sf}} \right). \quad (3.81)$$

A corrente de spin criada pelo gradiente térmico no FMM flui através da interface FMM/MN e produz na camada MN uma acumulação de spin, com uma corrente de spin associada, que em $y = 0^+$ é dada por [55, 56]

$$J_S(0^+) = \left(\frac{g_{ef}^{\uparrow\downarrow}}{4\pi} \right) \mu_s(0^-), \quad (3.82)$$

onde $g_{ef}^{\uparrow\downarrow}$ é a parte real da condutância mista de spin efetiva que leva em consideração as correntes de spin-pumped e backflow [55, 56]. Usando as equações 3.81 e 3.82 na condição de contorno na interface FMM/MN, $J_S(0^-) = J_S(0^+)$ e considerando $\hbar \sigma_c / 2e^2 \lambda_{sf} \gg g_{ef}^{\uparrow\downarrow} / 4\pi$, obtemos a corrente de spin no MN devido ao LSSE

$$J_S(0^+) = -C_{FMM} \rho \partial_y T, \quad (3.83)$$

onde ρ é um fator que representa o efeito da espessura finita da camada FMM, dada por

$$\rho = \frac{\cosh(t_{FMM}/\lambda_{sf}) - 1}{\sinh(t_{FMM}/\lambda_{sf})}, \quad (3.84)$$

e

$$C_{FMM} = \frac{S_{FMM} g_{ef}^{\uparrow\downarrow} e^2 \lambda_{sf}}{2\pi \hbar \sigma_c}. \quad (3.85)$$

Com algumas aproximações pode-se obter uma expressão simples para C_{FMM} . Considerando na equação 3.75 uma banda de energia parabólica para os elétrons, usando $(\partial f_0 / \partial \varepsilon_k)_{\varepsilon_F} \approx -\delta(\varepsilon - \varepsilon_F)$ e o modelo de Drude para a condutividade $\sigma_c = n_e e^2 \tau / m$, onde n_e é a concentração de elétrons, obtemos

$$C_{FMM} = \left(\frac{g_{ef}^{\uparrow\downarrow} \lambda_{sf}}{3\pi n_e} \right) \left(-\frac{\partial \Delta}{\partial T} \right) N(\varepsilon_F) \varepsilon_F. \quad (3.86)$$

Observe que as equações 3.83 e 3.84 têm a mesma forma que as do LSSE em uma bicamada FMI/MN [46, 47]. Isso ocorre porque no modelo termoelétrico a corrente de spin criada pelo gradiente térmico é transportada pela acumulação de spin, enquanto que no modelo de mágnons no bulk para o FMI é transportada pela acumulação de mágnons e, em ambos os casos, a evolução é governada pela equação de transporte de Boltzmann e pela equação de difusão, sujeita às mesmas condições de contorno. A acumulação de spin no MN obedece a uma equação de difusão como a equação 4.78 com um comprimento de difusão spin-flip λ_N [55, 56]. Com a condição de contorno na superfície da camada MN $J_S(y = t_N) = 0$, encontra-se a acumulação de spin e a corrente de spin para $0 \leq y \leq t_N$. A corrente de spin é dada por

$$J_S(y) = J_S(0^+) \left\{ \frac{\sinh[(t_N - y)/\lambda_N]}{\sinh(t_N/\lambda_N)} \right\}. \quad (3.87)$$

Devido ao efeito spin Hall inverso, a densidade de corrente de spin $\vec{J}_S$ que flui para a camada NM gera uma densidade de corrente de carga dada por

$$\vec{J}_C = \theta_{SH} \left(\frac{2e}{\hbar} \right) \vec{J}_S \times \hat{\sigma}, \quad (3.88)$$

onde θ_{SH} é o ângulo Hall de spin e $\hat{\sigma}$ é a polarização de spin. Com o campo magnético no plano e transversalmente à direção longa da camada MN, a corrente de carga resultante produz uma tensão ISHE DC nas extremidades da camada MN. Uma vez que a corrente de spin na interface FMM/MN difunde-se para a camada MN com o comprimento de difusão λ_N , para calcular a tensão nas extremidades da camada MN, é necessário integrar a densidade de corrente de carga ao longo de x e y de modo que a tensão LSSE-ISHE

torna-se

$$V_{LSSE} = R_N w \lambda_N \theta_{SH} \left(\frac{2e}{\hbar} \right) \tanh \left(\frac{t_N}{2\lambda_N} \right) J_S(0) \cos \phi, \quad (3.89)$$

onde R_N , t_N e w são a resistência, a espessura e a largura da camada MN, respectivamente, e ϕ é o ângulo da polarização de spin determinado pela direção do campo magnético como na **Figura 32 (a)**. Finalmente, com as equações 3.86 e 3.89 podemos escrever a corrente de carga $I_{LSSE} = V_{LSSE}/R_N$ produzida pelo gradiente de temperatura para $\phi = 0$, como

$$I_{LSSE} = -S_{FMM} \rho \partial_y T, \quad (3.90)$$

onde

$$S_{FMM} = \left(\frac{2g_{ef}^{\uparrow\downarrow} \lambda_{sf} w \lambda_N e \theta_{SH}}{3\pi n_e \hbar} \right) \tanh \left(\frac{t_N}{2\lambda_N} \right) \left(-\frac{\partial \Delta}{\partial T} \right) N(\varepsilon_F) \varepsilon_F \quad (3.91)$$

é o coeficiente de spin Seebeck longitudinal (LSSE) obtido explicitamente para um material ferromagnético metálico. Observe que muitas vezes o coeficiente de spin Seebeck é definido com referência à tensão medida na camada MN. Uma desvantagem de usar a tensão é que ela varia com a resistência, de modo que duas amostras feitas com o mesmo material, mas com diferentes espessuras da camada MN, teriam diferentes coeficientes de tensão spin Seebeck.

3.5.2 Experimentos

A tensão produzida pelo LSSE em uma bicamada de FMM/MN acrescenta-se a criada pelo efeito Nernst anômalo. Estudos anteriores do efeito spin Seebeck longitudinal em Py/MN não distinguem as tensões geradas pelos dois efeitos [119, 120]. Aqui, relatamos experimentos em que os dois efeitos são separados pelo uso de uma fina camada de NiO entre as camadas de Py e MN. As estruturas das amostras usadas para medir o LSSE e o ANE em Py são mostradas esquematicamente nas **Figuras 31 (a)** e **32 (a)**. As amostras consistem em uma camada de Py depositada por pulverização catódica DC em um substrato de Si (0,4 mm)/SiO(300 nm) com dimensões laterais de $9 \times 2,5 \text{ mm}^2$. Amostras com várias espessuras do filme de Py foram preparadas para medir as dependências com a espessura dos efeitos.

Para a medida inicial da tensão devido apenas ao ANE usamos um único filme de Py, sem camada adjacente, como na **Figura 31 (a)**. Para medir separadamente as tensões ANE e LSSE, usamos a estrutura da **Figura 32 (a)**, onde uma camada de NiO de 5 nm de espessura foi depositada na camada de Py por pulverização catódica de rf a 160°C deixando folgas de 0,5 mm nas extremidades para os eletrodos. Em seguida, um filme de Pt ou Ta, com espessura de 6 nm, foi depositado por pulverização catódica DC na parte

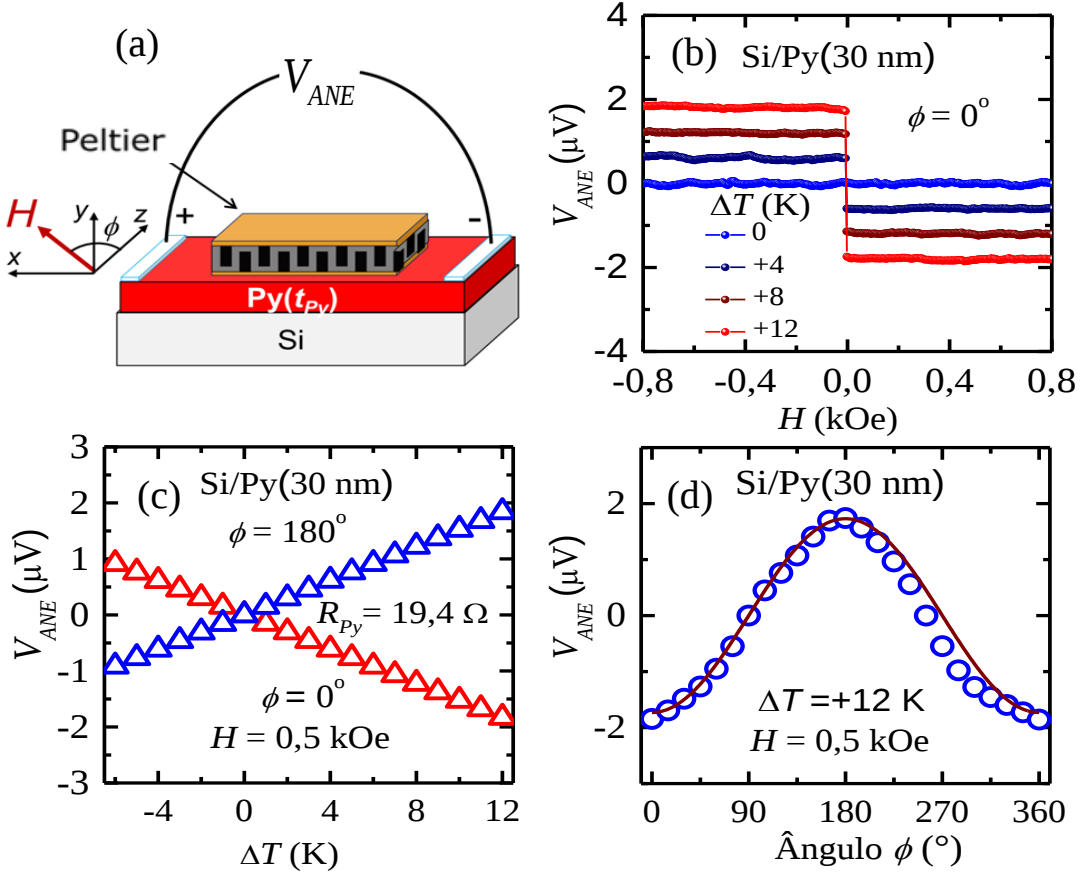


Figura 31 – (a) Ilustração esquemática da amostra de Py usada para medir a tensão ANE. Todas as medidas foram feitas com a camada de Py de 30 nm de espessura. (b) Variação com campo magnético da tensão ANE. ΔT positivo corresponde ao módulo Peltier mais quente que o substrato de Si. (c) Tensão ANE versus diferença de temperatura medida com $H = 0,5$ kOe em duas direções de campo. (d) Variação da tensão ANE em função do ângulo do campo magnético ϕ medido com $H = 0,5$ kOe e $\Delta T = +12$ K. A curva sólida é um ajuste com $\text{Acos}\phi$.

central da camada NiO usando uma máscara de sombra para fazer um filme com menor largura para evitar o contato com a camada de Py. Finalmente, os eletrodos de Ag foram anexados às extremidades das camadas de Py, de Pt e de Ta, como mostrado na **Figura 32 (a)**, para medir as tensões diretamente com um nanovoltímetro. As distâncias entre os eletrodos são de 8 mm na camada de Py e de 5 mm nas camadas de Pt e de Ta. As resistências medidas entre os eletrodos variam de 85 à 95 Ω na Pt, e é 120 Ω no Ta, enquanto em Py varia inversamente com a espessura, como mostrado na figura inserida na **Figura 35 (b)**.

As resistências medidas entre os contatos nas camadas MN e Py estão acima de 50 M Ω , indicando que a camada de NiO fornece isolamento elétrico entre elas. Um módulo Peltier comercial, de largura de 4 mm, foi utilizado para aquecer ou resfriar o lado da camada de Pt ou de Ta, enquanto o substrato foi mantido em contato térmico com um

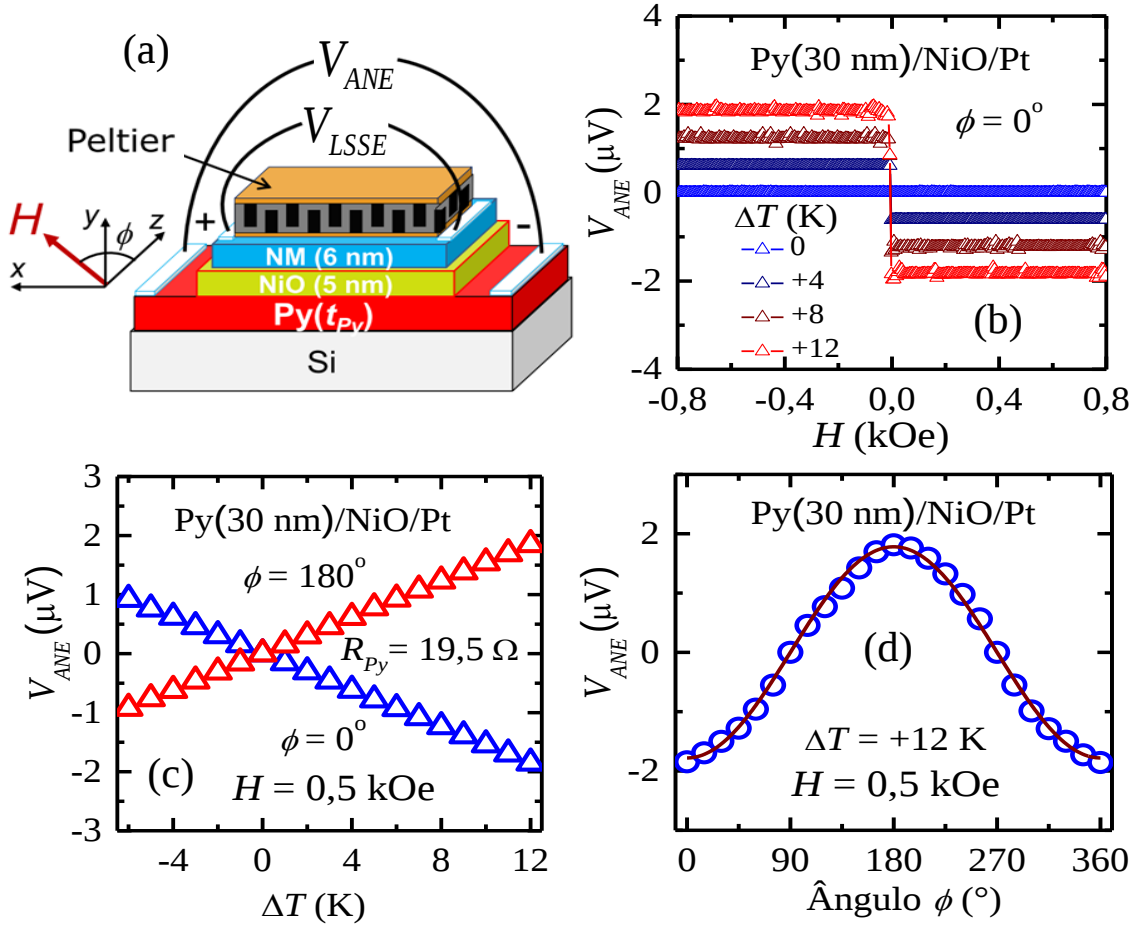


Figura 32 – (a) Ilustração esquemática da estrutura para medir as tensões geradas em Si/Py(30 nm)/NiO/Pt pelo ANE e pelo LSSE. (b) Variação com campo magnético da tensão ANE medida na camada de Py. ΔT positivo corresponde à camada de Pt mais quente que a de Py. (c) Tensão ANE versus diferença de temperatura medida com $H = 0,5$ kOe em duas direções de campo. (d) Variação da tensão ANE em função do ângulo do campo magnético ϕ medido com $H = 0,5$ kOe e $\Delta T = +12$ K. Curva sólida é um ajuste com $\text{Acos}\phi$.

bloco de cobre à temperatura ambiente. A diferença de temperatura ΔT em toda a amostra é medida com um termopar diferencial. A **Figura 31 (b)** mostra a tensão ANE em função do campo magnético medida na camada de Py com espessura de 30 nm, para vários valores da diferença de temperatura ΔT , tudo feito com o módulo Peltier mais quente do que o substrato de Si ($\Delta T > 0$). Os dados têm a forma da curva de histereses de Py com coercividade muito pequena na escala de campo das medidas. A mudança de sinal da tensão ANE com inversão de campo deve-se a mudança na polarização. A **Figura 31 (c)** mostra a tensão ANE como função da diferença de temperatura ΔT medida com um campo de $H = 0,5$ kOe em duas direções opostas. Notemos que a resistência da camada de Py mostrada na figura é aquela que corresponde ao comprimento do elemento Peltier que é $1/2$ do valor medido entre os eletrodos. A **Figura 31 (d)** mostra a dependência da tensão

ANE em função do ângulo do campo magnético medido com $H = 0,5$ kOe e $\Delta T = +12$ K. A **Figura 32** mostra a tensão ANE medida na camada de Py da amostra tricamada Py(30 nm)/NiO(5 nm)/Pt(6 nm). Os dados das **Figuras 31** e **32** são quase idênticos, demonstrando que as medidas de tensão na camada de Py das tricamadas correspondem ao efeito Nernst anômalo, sem interferência da camada de NiO isolante.

Os dados das **Figuras 31** e **32** mostram como esperado da equação 3.57 para o ANE que a tensão varia linearmente com a temperatura e muda de sinal com a inversão do campo. As **Figuras 31 (d)** e **32 (d)** mostram que a dependência angular da tensão é descrita pela função $\cos\phi$, conforme previsto pelo produto vetorial na equação ANE. A partir dos dados, podemos obter o coeficiente Nernst anômalo utilizando a relação

$$\alpha_N = \frac{V_{ANE} t_{Py}}{L \Delta T_{Py}}, \quad (3.92)$$

onde L é o comprimento do filme de Py sob o módulo Peltier, t_{Py} é a espessura do filme e ΔT_{Py} é a diferença de temperatura em todo o filme, com o sinal como definido anteriormente. A diferença de temperatura em todo o filme de Py está relacionada com a medida em toda a amostra por

$$\Delta T_{Py} \approx \left(\frac{t_{Py} K_{Si}}{t_{Si} K_{Py}} \right) \Delta T, \quad (3.93)$$

onde K_{Py} e K_{Si} são as condutividades térmicas do Py e do Si, de modo que

$$\alpha_N = \frac{V_{ANE} t_{Si} K_{Py}}{L K_{Si} \Delta T}. \quad (3.94)$$

Usando os valores $\Delta T = +12$ K, $V_{ANE} = 1,85$ μ V, $L = 4$ mm, $t_{Si} = 0,4$ mm, $K_{Si} = 148$ W/(mK) e $K_{Py} = 46,4$ W/(mK) [121, 122] obtemos $\alpha_N = 4,8$ nV/K, que é semelhante aos valores medidos por outros autores [24]. Na tricamada Py/NiO/MN, o gradiente de temperatura através da camada de Py tem dois efeitos: um é gerar uma tensão no plano pelo ANE, conforme demonstrado pelos dados nas **Figuras 31** e **32**, o outro é produzir uma corrente de spin pelo efeito spin Seebeck longitudinal que é transportada através da camada de NiO e é detectada na camada MN como uma tensão elétrica resultante da conversão de corrente de spin em corrente de carga pelo ISHE. Conforme mostrado na referência [115], a densidade de corrente de spin $J_S(0)$ produzida pelo LSSE é injetada na interface Py/NiO, depois é transportada através da camada NiO (com espessura t) pela difusão de mágnons antiferromagnéticos e atinge a interface em $y = t$ com um valor proporcional a $J_S(0)$, dado por $J_S(t) = F_t J_S(0)$, onde

$$F_t = \frac{\varpi}{\sinh(t/l_m) + \varpi \cosh(t/l_m)}, \quad (3.95)$$

sendo $\varpi = g_{2ef}^{\uparrow\downarrow} b l_m / D_m$ um parâmetro adimensional proporcional à condutância mista de spin na interface em $y = t$, D_m e l_m são respectivamente, a constante de difusão e o comprimento da acumulação de mágnons em NiO, e b é um fator envolvendo integrações sobre a primeira zona de Brillouin. A corrente de spin $\vec{J}_S(t)$ que atinge a camada MN produz uma densidade de corrente de carga dada pela equação 3.88, de modo que a tensão medida na camada MN corresponde à corrente de spin devido ao LSSE na camada Py reduzida pelo fator F_t que denotamos por $V_{SSE}^F = F_t V_{SSE}$.

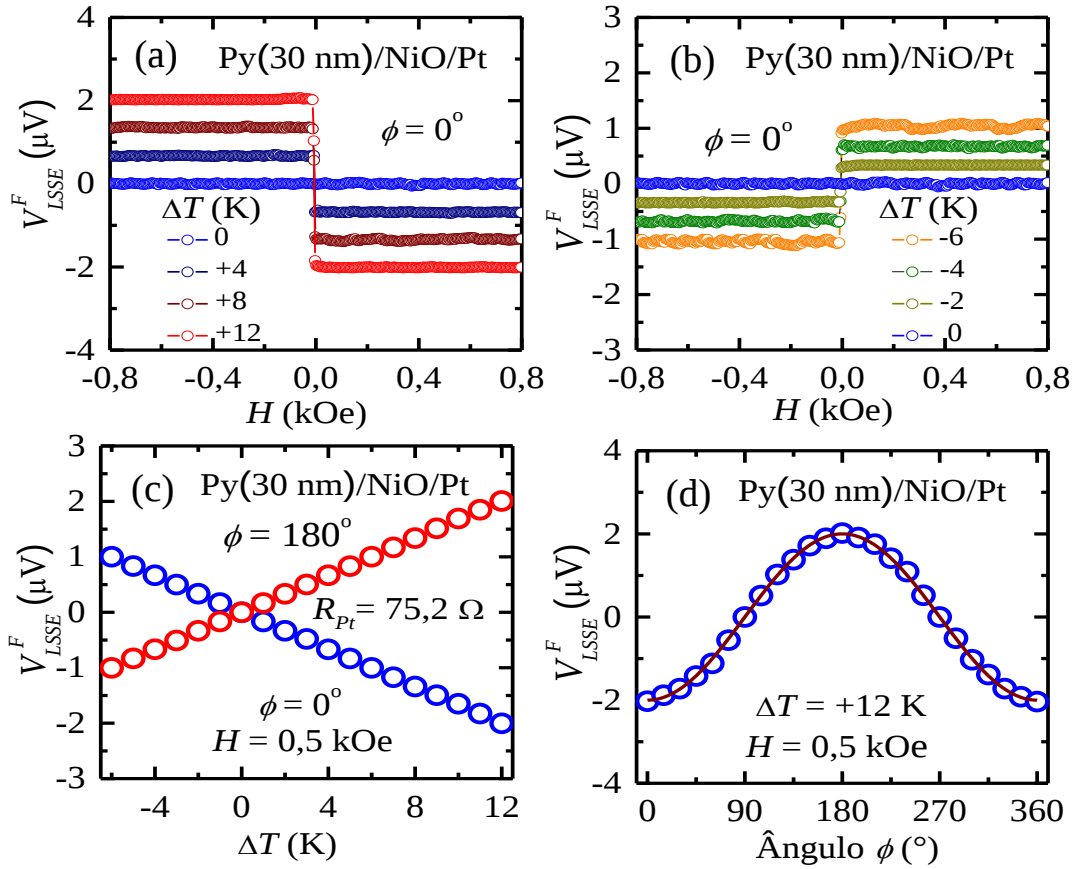


Figura 33 – (a) e (b) Variação com campo magnético da tensão DC ISHE-LSSE medida na camada de Pt criada pelo efeito spin Seebeck longitudinal na camada de Py. (c) Variação da tensão LSSE em função da diferença de temperatura na camada de Pt medida com $H = 0,5 \text{ kOe}$ em duas direções de campo. (d) Variação da tensão LSSE com o ângulo do campo magnético ϕ medido com $H = 0,5 \text{ kOe}$ e $\Delta T = +12 \text{ K}$. Curva sólida é um ajuste com $\text{Acos}\phi$.

O LSSE em Py é demonstrado pelos dados nas **Figuras 33 e 34**. As **Figuras 33 (a) e (b)** mostram a tensão versus o campo magnético medido na camada de Pt da amostra Py(30 nm)/NiO(5 nm)/Pt(6 nm), para vários valores da diferença de temperatura ΔT . Essa tensão é produzida pela corrente de carga resultante da conversão ISHE da corrente de spin gerada pelo gradiente térmico em todo o filme de Py que é injetada na interface Py/NiO e transportada pela camada de NiO. A **Figura 33 (c)** mostra a tensão LSSE,

V_{LSSE}^F como uma função da diferença de temperatura ΔT medida com um campo de $H = 0,5$ kOe em duas direções opostas. Como esperado da equação para o LSSE, a tensão varia linearmente com a temperatura e muda de sinal com a inversão do campo.

A **Figura 33 (d)** mostra a tensão medida com $H = 0,5$ kOe e $\Delta T = +12$ K em função do ângulo do campo no plano, mostrando a dependência $\cos\phi$ esperada do produto vetorial $\vec{J}_S \times \vec{\sigma}$. Em relação ao sinal da corrente de spin produzida pelo LSSE na camada de Py, observamos que para o campo na direção $+z$, um gradiente de temperatura positivo na direção $+y$ cria uma corrente de carga na direção $-x$ (tensão negativa). Uma vez que o ângulo Hall de spin da platina é positivo, a corrente de spin está na direção $-y$, o que é o mesmo observado no LSSE em bicamadas YIG/Pt [21, 86].

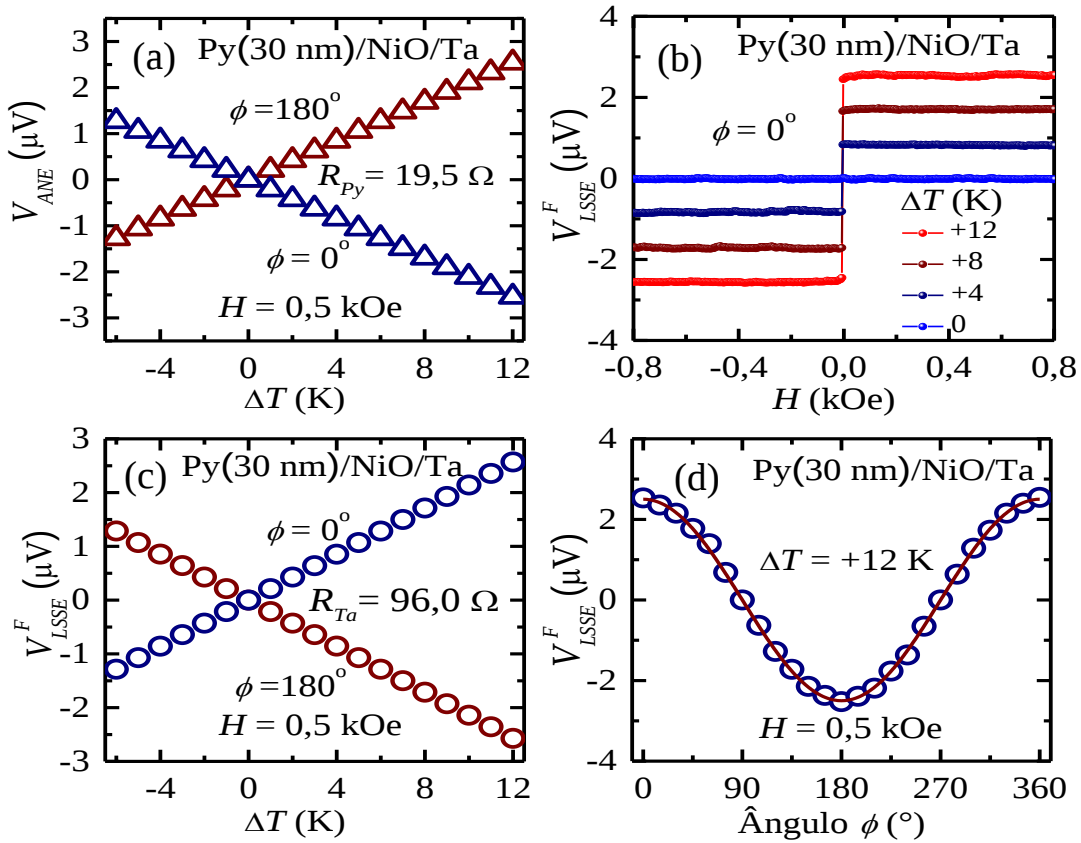


Figura 34 – (a) Variação com diferença de temperatura da tensão ANE medida na camada de Py na amostra tricamada Py (30 nm)/NiO (5 nm)/Ta (6 nm) com $H = 0,5$ kOe em duas direções de campo. (b) Variação com campo magnético da voltagem LSSE medida na camada de Ta criada pelo efeito Seebeck de spin na camada de Py para quatro valores de ΔT como indicado. (c) Variação com diferença de temperatura da tensão LSSE na camada de Ta medida com $H = 0,5$ kOe em duas direções de campo. (d) Variação da tensão de LSSE com o ângulo do campo ϕ medido com $H = 0,5$ kOe e $\Delta T = +12$ K. Curva sólida é um ajuste com $\text{Acos}\phi$.

A **Figura 34** mostra as medidas de tensão feitas na amostra tricamada Py(30 nm)/

NiO(5 nm)/Ta(6 nm). A **Figura 34 (a)** mostra a tensão na camada de Py como uma função da diferença de temperatura ΔT , medida com um campo de $H = 0,5$ kOe em duas direções opostas. Os valores medidos são muito semelhantes aos das **Figuras 31 (c)** e **32 (c)**, em sinal e magnitude, mostrando que a origem da tensão está no efeito Nernst anômalo. No entanto, os dados nas **Figuras 34 (b), (c)** e **(d)** mostram sinais que são opostos aos medidos na amostra Py(30 nm)/NiO(5 nm)/Pt(6 nm), consistente com a conversão pelo ISHE em Ta com ângulo Hall de spin negativo, de uma corrente de spin produzida pelo LSSE em Py. Observe que a amplitude das tensões em Ta é 1,3 vezes a medida em Pt. Este valor é aproximadamente o mesmo que a proporção das duas resistências, o que é consistente com o fato dos ângulos Hall de spin no Ta e na Pt serem semelhantes em amplitude [39].

Outra confirmação da separação do efeito spin Seebeck longitudinal em Py do efeito Nernst anômalo é fornecida por medidas das tensões ANE e LSSE em amostras com espessuras variável do filme de Py. Isso foi realizado em amostras com um único filme de Py e com tricamadas Py/NiO/Pt. A **Figura 35 (a)** mostra as correntes de carga ANE, obtidas dividindo as tensões medidas pelas resistências das camadas de Py no comprimento do elemento Peltier (4 mm) em função de ΔT para $H = \pm 0,5$ kOe. A variação da corrente medida com a espessura do filme de Py é mostrada na **Figura 35 (b)** para $\Delta T = +12$ K. Medidas similares feitas em filmes simples de Py exibem resultados quase idênticos. A medida da dependência linear da corrente ANE com a espessura do Py é explicada pelo fato de que a densidade de corrente de carga é $J_{ANE} = \sigma_{Py} E_{ANE}$, onde σ_{Py} é a condutividade elétrica do Py. Uma vez que α_N não varia com a espessura do Py a corrente de carga ANE, $I_{ANE} = wt_{Py} J_{ANE}$ é proporcional à espessura do Py como na **Figura 35 (b)**.

As **Figuras 35 (c)** e **(d)** mostram que a dependência da corrente LSSE na espessura de Py é muito diferente da ANE e é qualitativamente similar ao LSSE medido no YIG, que é um material padrão usado em estudos do efeito spin Seebeck longitudinal (LSSE) [8-10, 13, 19, 20, 61, 62, 75-78]. A **Figura 35 (d)** mostra uma curva sólida que representa o melhor ajuste para os dados da expressão $I_{LSSE}^F = A\rho(t_{Py})$, onde $\rho(t_{Py})$ é o fator de espessura dado pela equação 3.84. O ajuste das medidas com $\Delta T = +12$ K deu $A = 26,8$ nA e $\lambda_{sf} = 6,7$ nm. O bom ajuste da teoria aos dados representa outra confirmação da origem LSSE da corrente de spin detectada na camada de Pt.

Inicialmente usamos os dados da **Figura 33** para comparar os valores dos coeficientes spin Seebeck de Py/Pt com o do sistema de referência YIG/Pt. Medidas semelhantes às das **Figuras 33** e **34** feitas em uma bicamada GGG/YIG(6 μ m)/Pt(6 nm) como nas referências [21, 46, 47] com $\Delta T = +6$ K dá uma tensão de $V_{SSE} = 2,2$ μ V. Com a re-

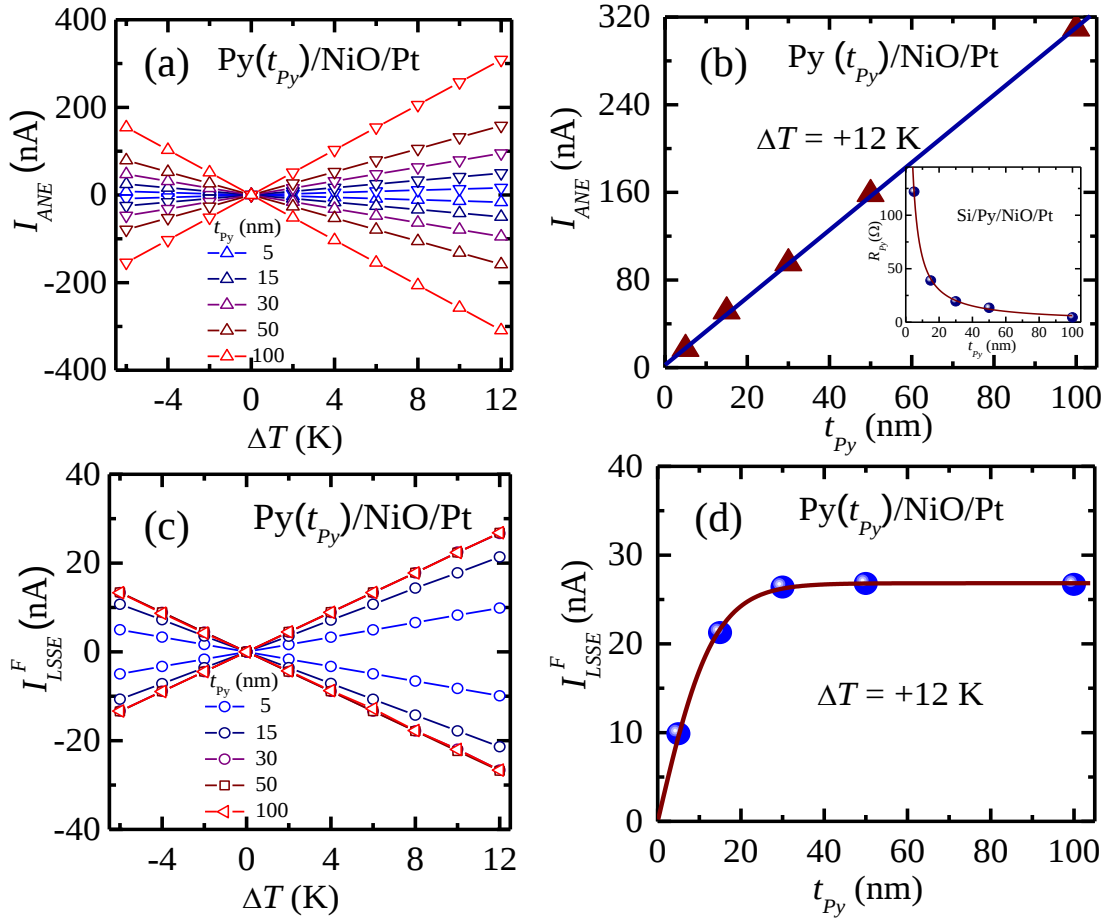


Figura 35 – (a) Corrente ANE versus diferença de temperatura medida em diferentes amostras, com $H = 0,5$ kOe em duas direções de campo. (b) Corrente ANE em função da espessura da camada de Py medida com $\Delta T = +12$ K, a linha sólida é um ajuste com uma função linear. A inserção mostra a resistência medida das camadas de Py e um ajuste com A/t_{Py} . (c) Corrente LSSE versus diferença de temperatura medida nas amostras com $H = 0,5$ kOe em duas direções de campo. (d) Os símbolos representam a variação com a espessura da camada de Py da corrente de LSSE medida com $\Delta T = +12$ K, enquanto a linha sólida é um ajuste com a equação 3.84.

sistência de $75,2 \Omega$ da camada de Pt considerando o comprimento do módulo Peltier (4 mm), obtém-se uma corrente de spin $I_{\text{LSSE}} = 29,2$ nA. Uma vez que a camada de Pt é muito fina e as condutividades térmicas do YIG e do GGG são quase iguais, o gradiente de temperatura em todo o filme de YIG é igual ao da estrutura GGG/YIG/Pt, $\nabla T = \Delta T/d$, onde $d = 0,5$ mm é a espessura da amostra. A partir da corrente LSSE medida em YIG/Pt calculamos o coeficiente spin Seebeck com $S_{\text{YIG}/\text{Pt}} = I_{\text{LSSE}}(d/\Delta T)$, o que dá $S_{\text{YIG}/\text{Pt}} = 0,24$ nA cm/K. O cálculo do coeficiente LSSE para o Py exige que consideremos primeiro o efeito da camada NiO como explicado anteriormente. De medidas de spin pumping em amostras com três diferentes espessuras da camada de NiO (t_{NiO}) e do ajuste com a expressão teórica da referência [115], a extrapolação para $t_{\text{NiO}} = 0$ mostra que a

corrente de spin na interface Py/NiO é 3,1 vezes a que atinge a camada de Pt. Assim, a partir dos dados da **Figura 35 (d)**, inferimos a corrente LSSE da bicamada Py/Pt para $\Delta T = +6$ K, $I_{LSSE} = 3,1 \times 26,8 = 83,1$ nA. Como argumentado anteriormente, a diferença de temperatura em todo o filme de Py está relacionada com a medida por

$$\Delta T_{Py} \approx \left(\frac{t_{Py} K_{Si}}{t_{Si} K_{Py}} \right) \Delta T, \quad (3.96)$$

de modo que,

$$S_{Py/Pt} = \frac{I_{LSSE} t_{Si}}{\Delta T} \left(\frac{K_{Py}}{K_{Si}} \right), \quad (3.97)$$

Usando os valores $\Delta T = +6$ K, $I_{LSSE} = 83,1$ nA, $t_{Si} = 0,4$ mm, $K_{Si} = 148$ W/(mK) e $K_{Py} = 46,4$ W/(mK), obtemos $S_{YIG/Pt} = 0,22$ nA cm/K, que é bastante próximo do valor para YIG/Pt. Agora, comparamos o coeficiente de spin Seebeck medido para a amostra de Py/Pt com o valor calculado com o modelo de difusão de spin termoelétrico, dado pela equação 3.97. Foi usado os seguintes parâmetros para o permalloy: $\lambda_{sf} = 6,7$ nm; energia de Fermi $\varepsilon_F = 1,44 \times 10^{-11}$ erg [123]; concentração de elétrons livres $n_e = 2,75 \times 10^{23}$ cm⁻³ [124]; energia de divisão de troca (exchange splitting energy) $\Delta(T = 0) = 2,16 \times 10^{-13}$ erg [125]. Consideramos uma banda de energia parabólica para que a densidade de estados possa ser calculada com

$$N(\varepsilon_F) = \left(\frac{1}{2\pi} \right)^2 \left(\frac{2m}{\hbar} \right)^{3/2} \sqrt{\varepsilon_F}, \quad (3.98)$$

logo a partir da qual obtemos $N(\varepsilon_F) = 6,44 \times 10^{33} g^{3/2} \text{erg}^{-5/2} \text{s}^{-3}$. Também consideramos que a divisão de troca $\Delta(T)$ é proporcional a magnetização $M(T)$ [50, 118]. Além disso, de [118] escrevemos para $M(T)$,

$$M(T) = M(0)(1 - C_M T^{3/2}). \quad (3.99)$$

Usando o $M(T)$ medido em [126] obtemos $\partial\Delta(T)/\partial T = -8,13 \times 10^{-17}$ erg/K. Considerando para a platina [39]; $\lambda_N = 3,7$ nm; $\theta_{SH} = 0,05$; $t_N = 6$ nm, $w = 0,015$ cm e usando para a condutância mista de spin $g_{ef}^{\uparrow\downarrow} = (3 \pm 2) \times 10^{14} \text{cm}^{-2}$, obtemos com a equação 3.91 o coeficiente spin Seebeck $S_{FMM} = 0,33 \pm 0,23$ nA cm/K. O valor medido experimentalmente ($S_{YIG/Pt} = 0,22$ nA cm/K) está dentro desse intervalo, demonstrando muito bom acordo entre teoria e experimentos.

Fica claro que ressaltamos aqui a real possibilidade de se observar e medir o efeito spin Seebeck na configuração longitudinal (LSSE) no material ferromagnético metálico Ni₈₁Fe₁₉ (Py) separado do efeito Nernst anômalo (ANE). Ao usar amostras tricamadas de Py/NiO/Pt sob um gradiente de temperatura perpendicular, pode-se gerar uma corrente

de spin em Py que é transportada através da camada de NiO para a camada Pt onde é convertida em uma corrente de carga pelo efeito Hall de spin inverso. O ISHE foi detectado por um sinal de tensão na camada Pt enquanto o ANE foi medido pela tensão induzida na camada de Py. O uso da camada antiferromagnética isolante de NiO fornece isolamento elétrico entre as camadas de Py e Pt enquanto mantém o contato da corrente de spin possibilitando a separação dos dois efeitos. O coeficiente spin Seebeck medido para o Py tem um valor semelhante ao do YIG, com mesmo sinal e está de acordo com o valor calculado com um modelo de difusão para acumulação de spin termoeétrica.

3.6 Medidas do efeito spin Seebeck gerado pelo antiferromagneto NiO à temperatura ambiente

O recente surgimento da spintrônica antiferromagnética renovou o interesse em materiais antiferromagnéticos (AF) [127-137]. Esses materiais desempenham um papel essencial no dispositivo spintrônico mais importante, nomeadamente as cabeças de leitura de válvulas de spin empregadas em unidade de discos rígidos [138]. No entanto, eles só têm o papel passivo de fixar a magnetização de uma camada magnética de referência por meio do exchange bias interfacial [101, 103]. As recentes descobertas do efeito spin Hall em AFs metálicos [26, 27, 139, 140], dos efeitos spin Seebeck e do spin Nernst [43, 98, 141-143], e o transporte de spin [108-112, 139, 145] em vários AFs contribuíram para chamar a atenção para esta classe de materiais. Além disso, percebeu-se que as propriedades únicas dos materiais AF podem ser explorados em dispositivos spintrônicos com novas funcionalidades, como em elementos de armazenamento magnético que são muito robustos contra perturbações do campo magnético [136, 146, 147] e com dinâmicas muito mais rápidas do que em materiais ferromagnéticos [148].

O NiO é considerado um material protótipo antiferromagnético isolante à temperatura ambiente por causa de sua estrutura simples e interações dos spins. Sua estrutura magnética e interações dos spins foram reveladas várias décadas atrás [149, 150]. Na fase paramagnética, o NiO possui a estrutura cúbica de face centrada similar ao cloreto de sódio. Abaixo da temperatura de Néel $T_N \approx 523$ K, os spins Ni^{2+} são ordenados de forma ferromagnética em planos $\{111\}$, situados ao longo dos eixos $\langle 11\bar{2} \rangle$, com planos adjacentes magnetizados de forma oposta devido a uma interação AF de super-troca. Este material tem sido amplamente utilizado em investigações experimentais de muitos fenômenos, como interação de troca [101, 103, 138, 151, 152], espalhamento de luz inelástica [104, 153, 154] e resposta magnética com frequência de THz [155-157]. Mais recentemente, mostrou-se que uma camada fina de NiO em um dispositivo spintrônico pode ser usado para transportar a corrente de spin entre duas camadas enquanto bloqueia a

corrente de carga [108-112, 145], como discutido na seção 3.5. Além disso, o NiO pode ser usado para gerar radiação com frequência de THz em nano-osciladores de torque de spin [158]. Considerando a longa atenção dada ao NiO, seria de se esperar que todas as suas propriedades básicas tenham sido estudadas com algum detalhe. No entanto, recentemente Fernando Machado e colaboradores [159] mostraram que isso não se aplica a uma das características fundamentais dos antiferromagnéticos, a transição spin-flop.

Como é bem conhecido, quando um campo magnético é aplicado ao longo da direção dos spins em um AF de duas redes, à medida que o campo aumenta e excede um valor crítico H_{SF} , os spins de ambas as sub-redes rodam repentinamente e alinham-se quase perpendicularmente ao campo em um estado inclinado, spin-flop (SF) [160-162]. Esta é uma transição de primeira ordem que foi estudada em detalhes em materiais AF com eixo fácil de anisotropia, como os fluoretos isolantes MnF_2 e FeF_2 que cristalizam na estrutura tetragonal, com os spins da sub-rede ao longo do eixo [001]. Suas interações magnéticas são dominadas pela interação de troca entre vizinhos mais próximos, possuindo campos de troca efetivos na mesma ordem de grandeza, $H_{Ex} = 515$ e 540 kOe, respectivamente, para MnF_2 e FeF_2 e, conseqüentemente, temperaturas de Néel similares $T_N \approx 67$ e 78 K [162]. No entanto, suas anisotropias magnéticas diferem em várias ordens de grandeza.

Em MnF_2 , a anisotropia é devida a interações dipolares e é relativamente fraca, com campo de anisotropia efetivo $H_A \approx 10$ kOe [163], enquanto que em FeF_2 surge de interações de campo cristalino e spin órbita e é representado por $H_A = 190$ kOe [164, 165]. Com um campo magnético H aplicado ao longo do eixo fácil, para $H_A \ll H_{Ex}$ e baixas temperaturas, as frequências dos dois modos do mágnon em $k \approx 0$, ou a ressonância antiferromagnética (AFMR), são dadas por $\omega_0 \approx \gamma\sqrt{2H_{Ex}H_A} \pm \gamma H$, onde γ é o fator giromagnético. Assim, à medida que o campo aumenta, a frequência do modo mais baixo muda para zero e torna-se instável quando o campo excede o valor crítico $H_{SF} \approx \sqrt{2H_{Ex}H_A}$, caracterizando o limite de estabilidade da fase AF e o início da transição spin flop. Em MnF_2 , a frequência AFMR medida pela absorção do infravermelho distante no campo zero é 216 GHz [166], e o campo SF medido é $H_{SF} \approx 93$ kOe [141, 167], consistente com o valor $\gamma = 2,8$ GHz/kOe.

No FeF_2 , a frequência AFMR é de $1,58$ THz [164, 168] e a transição spin-flop ocorre em $H_{SF} \approx 500$ kOe, correspondendo a $\gamma = 3,16$ GHz/kOe [169]. O NiO é caracterizado por duas anisotropias distintas, uma negativa (dura) ao longo dos eixos $\langle 111 \rangle$ que força os spins a estarem em planos $\{111\}$ e uma positiva no plano (fácil) ao longo dos eixos $\langle 11\bar{2} \rangle$. Assim, seria de se esperar que quando um campo magnético é aplicado no plano fácil ao longo do eixo fácil, haveria uma transição spin-flop em um campo $H_{SF} \approx \sqrt{2H_{Ex}H_{Az}}$, onde H_{Az} é o campo de anisotropia no plano. No entanto, Fernando Machado

e colaboradores [159] mostraram que para o NiO há uma discrepância considerável nos valores estimados para o campo de spin-flop e também nos escassos dados experimentais.

Com base nos parâmetros obtidos a partir dos dados da referência [150], o campo de spin-flop à temperatura ambiente é estimado em 90 kOe na referência [152] e 85 kOe na referência [153]. Medidas por técnicas ópticas [170] e torque magnético [171] levaram a valores de campo crítico em temperatura ambiente de 15,4 e 16 kOe, respectivamente. Por outro lado, com os valores $H_{Ex} = 9684$ kOe e $H_{Az} = 0,11$ kOe obtidos a partir do ajuste dos cálculos para as frequências de mágnons [115], Fernando Machado e colaboradores [159] encontraram $H_{SF} = 46,2$ kOe, o que é bastante diferente de todos os números anteriores. Percebe-se que as dificuldades na determinação do campo spin-flop no NiO decorrem principalmente do fato de que em cristais bulk, há domínios AF com spins em 12 direções diferentes [170-172] e a transição é bastante sensível ao ângulo entre o campo aplicado e os spins [167]. Assim, uma vez que é inevitável ter muitos domínios em uma amostra, mesmo que o campo seja aplicado ao longo do eixo fácil de um domínio específico, sua resposta à excitação compete com a dos outros domínios. É claro que a dificuldade persiste com filmes finos, com uma orientação de eixo fácil AF.

Um importante e recente desenvolvimento da caloritronica de spin antiferromagnética foi a observação experimental do SSE nos antiferromagnéticos Cr_2O_3 e MnF_2 em bicamadas com Pt que foi usado como o detector de corrente de spin [98, 141]. Os experimentos das referências [98] e [141] foram realizados a baixas temperaturas, uma vez que ambos os materiais possuem anisotropia uniaxial, eles exigem a aplicação de campos magnéticos altos para separar as energias dos dois modos de mágnons para permitir o efeito spin Seebeck.

Em um material antiferromagnético isolante de duas sub-redes, as correntes de spin carregadas pelos dois modos de mágnons têm direções opostas [43, 142]. Em antiferromagnéticos uniaxiais, como Cr_2O_3 , MnF_2 e FeF_2 , na ausência de um campo magnético aplicado, os dois modos são degenerados, de modo que seus números de ocupação são os mesmos e a corrente de spin do SSE desaparece [142]. O NiO possui a estrutura cúbica de face centrada como ilustrado na **Figura 36 (a)**, exibindo dois eixos de anisotropia, um difícil ao longo de $\langle 111 \rangle$ e um fácil ao longo de $\langle 11\bar{2} \rangle$ [149]. Abaixo da temperatura de Néel ($T_N \approx 523$ K) os spins de Ni^{2+} são ordenados de forma ferromagnética em planos $\{111\}$, situados ao longo dos eixos $\langle 11\bar{2} \rangle$, com planos adjacentes magnetizados de forma oposta devido a uma interação antiferromagnética de supertroca, como comentado antes.

Devido aos dois eixos de anisotropia do NiO, as relações de dispersão de mágnons não são degeneradas no campo zero, como ilustrado na **Figura 36 (b)** [115, 159]. Isso dá ao NiO a propriedade única de transportar correntes de spin enquanto bloqueia as correntes

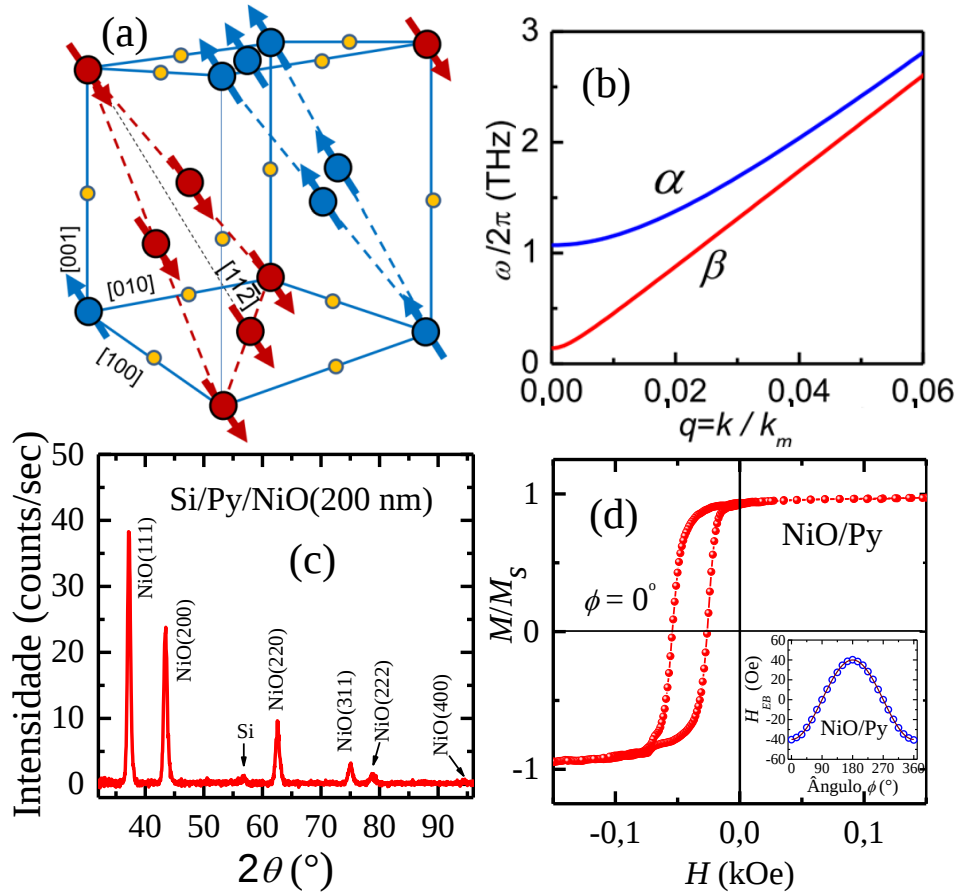


Figura 36 – (a) Ilustração da célula unitária do NiO. Os pequenos círculos amarelos representam íons O^{-2} e os grandes círculos azuis e vermelhos representam os íons Ni^{+2} com spins opostos. (b) Relações de dispersão de Mágnon em NiO antiferromagnético a $T = 300$ K perto do centro da zona de Brillouin, mostrando a separação das frequências dos modos, α (curva azul superior) e β (curva vermelha inferior). (c) Padrão de difração de raios-X da amostra Si/Py/NiO(200 nm). (d) Laços de histerese no MOKE da camada de Py em NiO (200 nm)/Py (4 nm) medido com ângulo de campo $\phi = 0$. A inserção mostra o campo de exchange bias medido em função do ângulo ϕ . A linha sólida é um ajuste com $\text{Acos } \phi$.

de carga em intensidade de campo magnético arbitrária [108-112, 115, 145, 173, 174]. Obtivemos resultados de medidas experimentais de spin Seebeck à temperatura ambiente e campos magnéticos baixos em camadas bem texturizadas de NiO antiferromagnético [23]. A detecção da corrente de spin gerada pelo gradiente térmico na camada de NiO é feita por meio do ISHE nos metais não magnéticos Pt e Ta, no metal antiferromagnético IrMn e no metal ferromagnético permalloy. O efeito spin Seebeck estudado aqui está na configuração longitudinal.

A estrutura das amostras usadas para medir o efeito spin Seebeck no NiO é mostrada esquematicamente na **Figura 37 (a)**. Várias amostras foram fabricadas por deposição usando pulverização catódica de rf ou DC em substratos comerciais de Si (0,4 mm) com

dimensões laterais de $9 \text{ mm} \times 3 \text{ mm}$ que devido à oxidação, possuem uma camada de SiO_2 com uma espessura de cerca de 300 nm. Inicialmente, uma camada de permalloy (Py) de 3 nm de espessura foi depositada por pulverização catódica DC a temperatura ambiente em toda a área de cada substrato. A camada de Py(3 nm) serve para crescer o NiO antiferromagnético. Em seguida, as camadas de NiO com uma espessura de 200 nm ou 300 nm foram depositadas por pulverização catódica de rf nas camadas de Py magnetizadas por um campo magnético de 200 Oe aplicado no plano do filme e transversal à dimensão longa do filme (direção z do sistema de coordenadas da **Figura 37 (a)**), para produzir camadas de NiO bem texturizadas com arranjo antiferromagnético macroscópico.

A **Figura 37 (c)** mostra o padrão de difração de raio-X de um filme de NiO de 200 nm em Py, indicando que as camadas são policristalinas, mas têm uma orientação preferencial no plano (111). A **Figura 37 (d)** mostra uma medida de magnetometria por efeito Kerr magneto-óptico (MOKE) na amostra de Py/NiO/Py que exhibe o laço de histerese da camada externa de Py deslocada no eixo do campo, caracterizando o exchange bias e consequentemente o arranjo antiferromagnético da camada de NiO [101, 103, 175]. As duas medidas indicam que as camadas de NiO estão bem texturizadas. Finalmente, os eletrodos de Ag com 5 mm de distância entre eles foram anexados às extremidades da camada metálica **Figura 37 (a)**, para medir as tensões diretamente com um nanovoltímetro. Um módulo Peltier comercial de largura de 4 mm foi utilizado para aquecer ou resfriar o lado da camada metálica, enquanto o substrato foi mantido em contato térmico com um bloco de cobre à temperatura ambiente. A diferença de temperatura ΔT em toda a amostra é medida com um termopar diferencial.

Conforme mostrado na referência [142], a aplicação de um gradiente de temperatura ∇T em uma camada isolante antiferromagnética (AFI) gera uma corrente de spin transportada pelos dois modos de mágnons com densidade dada por $J_S = -C_S \nabla T$, onde C_S é o coeficiente que depende dos parâmetros do material, temperatura e intensidade de campo aplicado. Observa-se que a teoria da referência [142] foi desenvolvida para AFI uniaxiais, mas pode ser estendida para o NiO usando a corrente de spin de mágnons apropriada [142]. No AFI uniaxial, o coeficiente desaparece para campo zero, devido ao cancelamento das contribuições dos modos degenerados, enquanto em AFI biaxial tal como o NiO, é finito. Aqui, não consideramos o fator que representa o efeito da espessura finita da camada AFI [46, 47] porque a camada de NiO em nossas amostras é muito mais espessa que o comprimento de difusão de mágnons [142]. A **Figura 37** mostra as medidas de tensão feitas na amostra Py(3 nm)/NiO (200 nm)/Pt(4 nm) que demonstram a existência do efeito spin Seebeck no NiO. A **Figura 37 (b)** mostra a tensão em relação ao campo magnético medido na camada de Pt, para vários valores da diferença de temperatura ΔT .

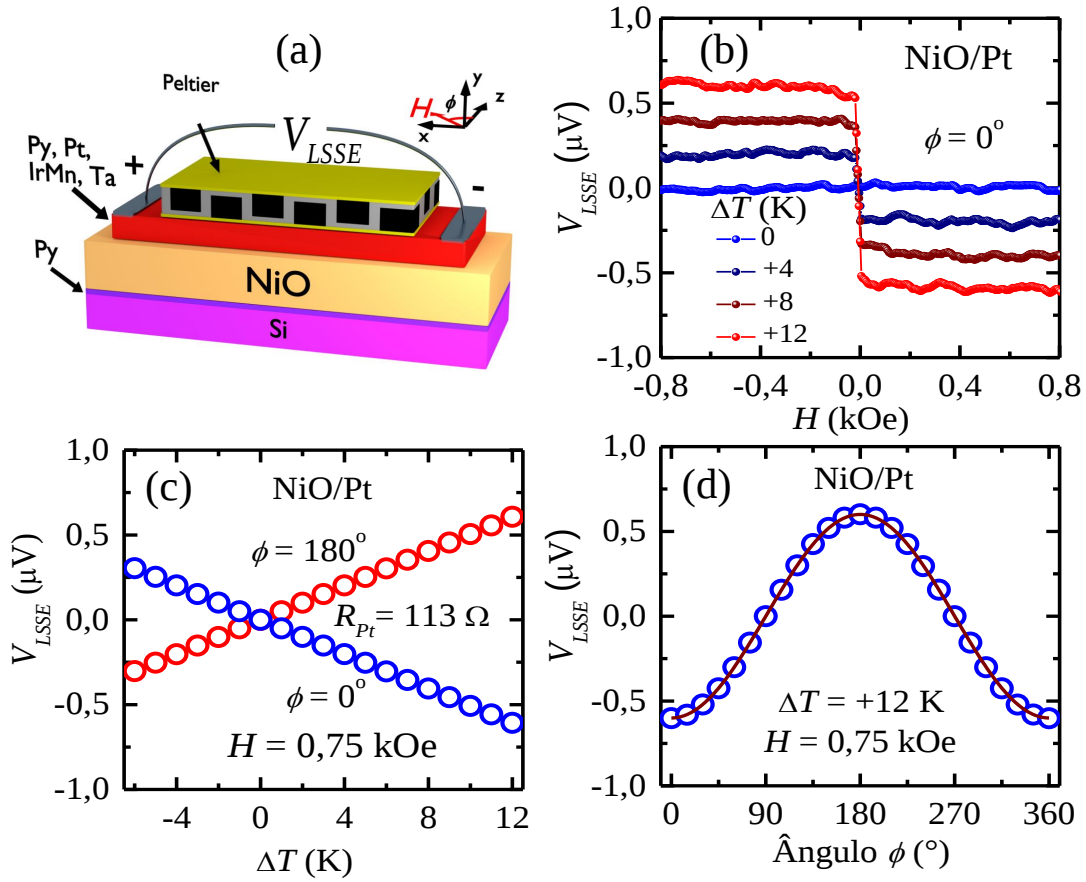


Figura 37 – (a) Ilustração esquemática da estrutura da amostra usada para medir as tensões geradas em NiO (200 nm)/Pt (4 nm) pelo efeito Seebeck de spin. (b) Variação com o campo magnético da tensão SSE medida na camada Pt com quatro valores da diferença de temperatura ΔT indicada. O ΔT positivo corresponde aquecer a camada Pt mais do que o substrato. (c) Tensão de SSE versus diferença de temperatura medida com $H = 0,75$ kOe em duas direções de campo. (d) Variação da tensão SSE com o ângulo do campo magnético ϕ medida com $H = 0,75$ kOe e $\Delta T = +12$ K. A curva sólida é um ajuste com $\text{Acos}\phi$.

Essa tensão é produzida pela corrente de carga resultante da conversão ISHE da corrente de spin gerada pelo gradiente térmico na camada de NiO que flui através da interface NiO/Pt.

Como já foi bem discutido nas seções anteriores, a densidade de corrente de spin $\vec{J}_S$ na camada Pt produz uma corrente de carga com densidade dada pela expressão 3.88. A inversão do campo em $H = 0$ muda o sinal de $\hat{\sigma}$ e, portanto, o sinal da tensão. A **Figura 37 (c)** mostra a tensão LSSE em função da diferença de temperatura ΔT medida com um campo de $H = 0,75$ kOe em duas direções opostas. Como esperado da equação para o LSSE, a tensão varia linearmente com a temperatura e altera o sinal com a inversão do campo. Os símbolos na **Figura 37 (d)** representam a tensão LSSE medida com $H = 0,75$ kOe e $\Delta T = +12$ K em função do ângulo do campo no plano, enquanto a linha contínua é

um ajuste com a função $\text{Acos}\phi$ que é a dependência esperada do produto vetorial $\vec{J}_S \times \hat{\sigma}$. Em relação ao sinal da corrente de spin produzida pelo LSSE na camada NiO, observamos que, para o campo na direção $+z$, um gradiente de temperatura positivo na direção $+y$ cria uma corrente de carga na direção $-x$ (tensão negativa). Uma vez que o ângulo Hall de spin da platina é positivo, a corrente de spin está na direção $-y$, o que é o mesmo observado na granada de ítrio e ferro/platina [21, 86].

Outra confirmação da geração de uma corrente de spin por um gradiente térmico em NiO é fornecida usando Ta como a camada metálica em vez de Pt, pois é conhecido que esse material tem um ângulo Hall de spin negativo [39, 72]. As **Figuras 38 (a) e (b)** mostram as medidas de tensão feitas na bicamada Py(3 nm)/NiO(200 nm)/Ta(4 nm). A tensão em função da intensidade do campo ou do ângulo do campo são semelhantes às medidas em Pt, como mostradas nas **Figuras 37 (b) e (d)**, porém eles possuem sinais opostos. Uma vez que o Ta tem um ângulo Hall de spin negativo, isso é consistente com a conversão ISHE de uma corrente de spin produzida pelo gradiente térmico na camada de NiO. Nós também usamos o IrMn, um metal antiferromagnético que possui um ângulo Hall de spin positivo com magnitude comparável à da Pt [26] para detectar as correntes de spin geradas pelo LSSE. As **Figuras 38 (c) e (d)** mostram medidas de tensão na amostra Py(3 nm)/NiO(200 nm)/IrMn(15 nm). A variação da tensão LSSE (V_{LSSE}) com o campo para vários ΔT e a dependência linear de V_{LSSE} em ΔT para o campo fixo são semelhantes às medidas em Py/NiO/Pt, fornecendo outra confirmação da natureza LSSE da corrente de spin detectada pela camada metálica.

O último material usado para detectar a corrente de spin gerada termicamente em NiO é o permalloy, metal ferromagnético que possui um ângulo Hall de spin positivo e magnitude comparável ao da Pt [24]. A **Figura 39** mostra as medidas de tensão na amostra Py(3 nm)/NiO(200 nm)/Py(4 nm) com a variação da intensidade do campo, diferença de temperatura e ângulo do campo, como nas amostras descritas anteriormente. Na variação da tensão em função do campo em comparação com as outras amostras, percebe-se que aqui há um deslocamento do ciclo de histerese e aumento da coercividade devido ao efeito de exchange bias do NiO em Py, claramente visto nas **Figuras 39 (a) e (b)**. A dependência linear da tensão em função de ΔT para o campo fixo, mostrada na **Figura 39 (c)**, e a dependência angular na **Figura 39 (d)** são semelhantes às medidas nas outras amostras. No entanto, a tensão medida em Py é produzida não só pelo efeito spin Seebeck em NiO. Como é bem conhecido, um gradiente de temperatura aplicado perpendicularmente a um filme ferromagnético metálico cria no plano um campo elétrico pelo efeito Nernst anômalo clássico (ANE), $\vec{E}_{ANE} = -\alpha_N \hat{\sigma} \times \nabla T$, onde α_N é o coeficiente Nernst anômalo [8, 24, 100, 176]. Isso produz uma tensão que se acrescenta a uma devido

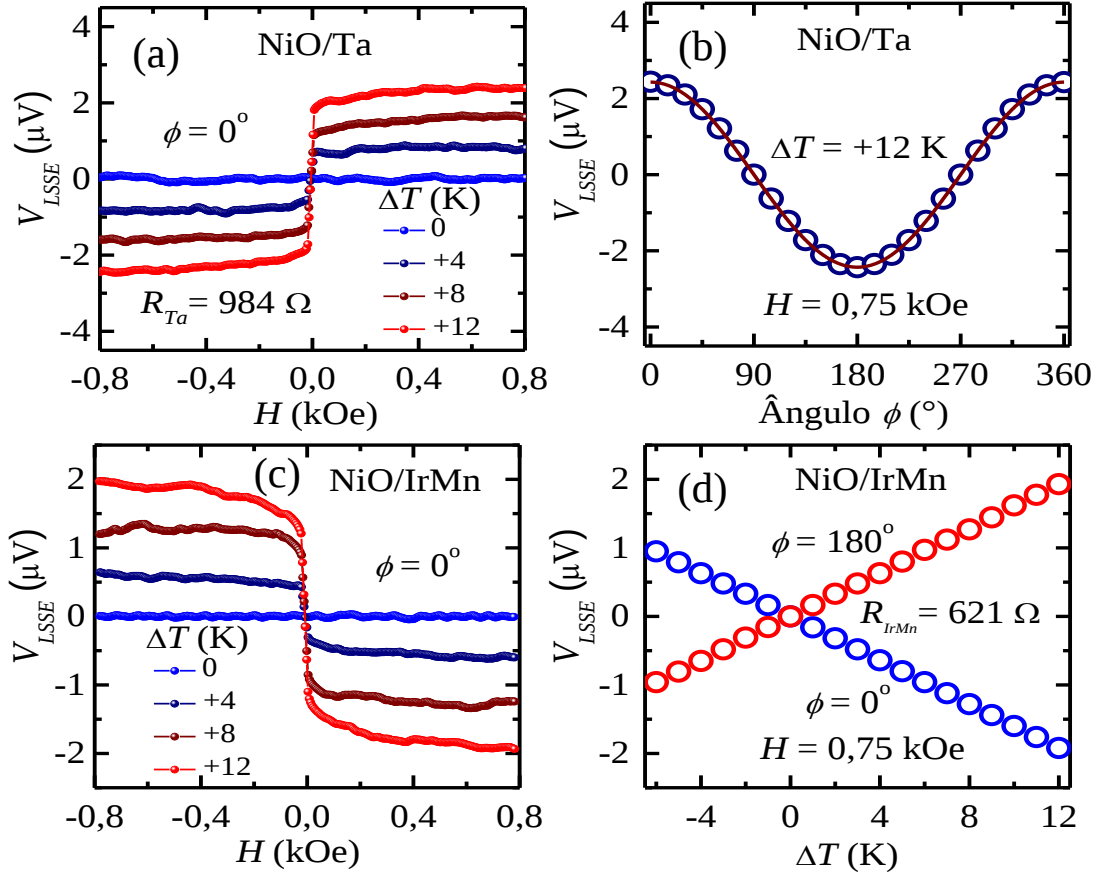


Figura 38 – (a) Variação com o campo magnético da tensão LSSE medida na bicamada NiO (200 nm)/Ta (4 nm) com quatro valores da diferença de temperatura ΔT indicada. O ΔT positivo corresponde aquecer a camada Ta mais do que o substrato. (b) Variação da tensão LSSE com o ângulo do campo magnético ϕ medida com $H = 0,75$ kOe e $\Delta T = +12$ K. A curva sólida é um ajuste com $\text{Acos}\phi$. (c) Dependência de campo da tensão LSSE medida na amostra NiO (200 nm)/IrMn (15 nm) com quatro valores da diferença de temperatura ΔT indicada. (d) Tensão de LSSE versus diferença de temperatura medida com $H = 0,75$ kOe em duas direções de campo.

ao LSSE em NiO, o que explica a maior tensão em Py em comparação com as de Pt, Ta e IrMn. Para separar as contribuições dos dois efeitos, medimos as tensões ANE em filmes simples de Py com várias espessuras depositadas sobre um substrato de Si. A tensão medida em um filme de Py de 4 nm com as mesmas dimensões laterais que aquela usada aqui, para um campo $H = 0,75$ kOe e $\Delta T = +12$ K, é $V_{ANE} = 2,55 \mu V$. Subtraindo este valor de $V_{ANE} = 5,02 \mu V$ obtido da **Figura 39** para $\Delta T = +12$ K, obtemos uma contribuição de $V_{LSSE} = 2,47 \mu V$ para o LSSE em NiO/Py, o que é consistente com os valores medidos com as outras camadas metálicas.

Finalmente, quantificamos o LSSE em NiO adjacente a uma camada metálica (metallic layer - ML), escolhendo os dados em NiO/Pt porque Pt é um material de referência

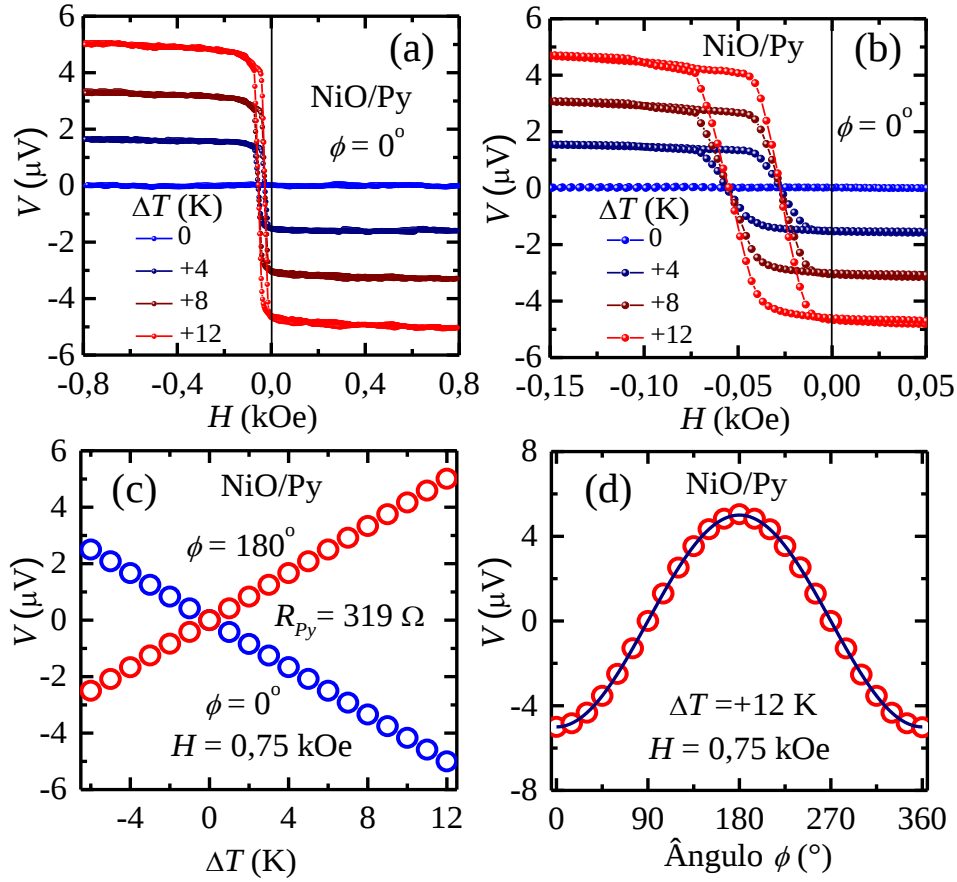


Figura 39 – (a) Variação com o campo magnético da tensão medida na amostra de NiO (200 nm)/Py (4 nm) com quatro valores da diferença de temperatura ΔT indicada. (b) Igual em (a) com zoom no eixo do campo, próximo de $H = 0$. (c) Tensão versus diferença de temperatura medida com $H = 0,75$ kOe em duas direções de campo. (d) Tensão em função do ângulo ϕ medida com $H = 0,75$ kOe e $\Delta T = +12$ K.

para estudos de LSSE. O coeficiente de spin Seebeck é frequentemente definido com referência à tensão medida na camada metálica. Uma desvantagem desta definição como relatado anteriormente, é que a tensão varia com a resistência, de modo que duas amostras feitas com o mesmo material, mas com diferentes espessuras da camada metálica, têm diferentes coeficientes de tensão spin Seebeck. Neste caso, definimos o coeficiente spin Seebeck longitudinal como $S_{AFI} = I_{LSSE}/|\nabla T|$, onde $I_{LSSE} = V_{LSSE}/R_{ML}$ é a corrente de carga na camada metálica produzida pelo gradiente de temperatura ∇T . Sendo que R_{ML} é a resistência da camada metálica.

Com uma diferença de temperatura ΔT através da amostra Si/NiO/Pt, a diferença de temperatura através da camada de NiO (espessura t_{NiO}) é $\Delta T_{NiO} \approx (t_{NiO}K_{Si}/t_{Si}K_{NiO})\Delta T$, onde K_{NiO} e K_{Si} são as condutividades térmicas do NiO e do Si, de modo que o coeficiente spin Seebeck longitudinal pode ser calculado por $S_{AFI} = V_{LSSE}t_{Si}K_{NiO}/(R_{Pt}K_{Si}\Delta T)$.

Usando o valor $V_{LSSE} = 0,61 \mu\text{V}$ da **Figura 37** para $\Delta T = +12 \text{ K}$, $R_{Pt} = 113 \Omega$, $t_{Si} = 0,4 \text{ mm}$, $K_{Si} = 148 \text{ W/(mK)}$ [122] e $K_{NiO} = 46 \text{ W/(mK)}$ [177], obtemos para o NiO/Pt(4 nm) um coeficiente spin Seebeck longitudinal de $S_{AFI} = 5,6 \text{ pA cm/K}$, que é menor do que o valor medido por [21] em YIG/Pt por um fator 35.

Podemos observar duas características sobre o papel da estrutura de Py. Como mencionado anteriormente, é sabido que a camada de 3 nm de Py magnetizado depositado inicialmente é essencial para se obter um filme de NiO bem texturizado com arranjo antiferromagnético macroscópico. Para provar isso, fizemos amostras com filmes de NiO (200 nm) fabricados por deposição usando pulverização catódica de rf diretamente sobre um substrato de Si. Em amostras de Si/NiO/Py sob um gradiente de temperatura, medimos as tensões ANE na camada de Py e não observamos exchange bias no laço de histerese. A ausência de um campo de exchange bias também foi confirmada por medidas de magnetização por MOKE, demonstrando que o filme de NiO fabricado sem a camada de Py depositada inicialmente não possui um arranjo antiferromagnético macroscópico.

A outra característica envolve a origem das tensões medidas na amostra de Py/NiO/Pt sob um gradiente de temperatura, mostrado na **Figura 37**, uma vez que podemos questionar se a corrente de spin detectada na camada de Pt pode surgir do LSSE na subcamada de Py [22] e ser transportada pelo filme de NiO. Acontece que, como mostrado na referência [115], a corrente de spin transportada através da camada de NiO cai exponencialmente com o aumento da espessura com um comprimento característico dado pelo comprimento de difusão de spin, que é cerca de 7 nm em NiO. Portanto, em uma camada de NiO de 200 nm de espessura, a corrente de spin gerada pela subcamada de Py atingindo a camada de Pt diminui por um fator $\exp(-200/7)$ e, portanto, é completamente desprezível, de modo que a corrente de spin detectada na camada de Pt é de fato, gerada pelo LSSE na camada NiO.

Observamos também que é conhecido que o NiO possui uma estrutura de domínios antiferromagnéticos complexa que envolve múltiplos domínios T e S [172]. Pode-se esperar que em uma bicamada feita com um cristal de NiO, a tensão LSSE líquida gerada nos domínios orientados aleatoriamente cancelaria em pequenos campos. Na verdade, não conseguimos observar o LSSE em uma amostra de NiO(1 mm)/Pt(4 nm) feita com uma barra comercial de um cristal de NiO (111). Isso mostra que o arranjo antiferromagnético macroscópico dos filmes de NiO bem texturizados fabricados sobre uma camada de Py magnetizada é essencial para a existência do LSSE.

Notamos que um gradiente térmico aplicado perpendicularmente a um filme bem texturizado de NiO à temperatura ambiente gera uma corrente de spin que pode ser detectada por uma camada metálica adjacente, caracterizando o efeito spin Seebeck na

configuração longitudinal. A detecção da corrente de spin térmica feita por meio do ISHE nos metais não magnéticos Pt e Ta, no metal antiferromagnético IrMn, e no metal ferromagnético permalloy mostra resultados consistentes. O efeito spin Seebeck medido em NiO/Pt tem o mesmo sinal e é uma ordem de magnitude menor do que em YIG/Pt.

REFERÊNCIAS

- [1] M. Johnson, R. H. Silsbee, Thermodynamic analysis of interfacial transport and of the thermomagnetoelectric system, *Phys. Rev. B* **35**, 4959 (1987); Spin-injection experiment, *Phys. Rev. B* **37**, 5326 (1988).
- [2] M. Johnson, Spin caloritronics and the thermomagnetoelectric system, *Solid State Commun.* **150**, 543 (2010).
- [3] G. E. W. Bauer, A. H. MacDonald, S. Maekawa, Spin Caloritronics, *Solid State Commun.* **150**, 459 (2010).
- [4] J. Shi, K. Pettit, E. Kita, S.S.P. Parkin, R. Nakatani, M.B. Salamon, Field-dependent thermoelectric power and thermal conductivity in multilayered and granular giant magnetoresistive systems, *Phys. Rev. B* **54**, 15273 (1996).
- [5] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, J. Chazelas, Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988).
- [6] K. Uchida, S. Takahashi, K. Harii, J. Ieda, W. Koshibae, K. Ando, S. Maekawa, and E. Saitoh, Observation of the spin Seebeck effect, *Nature (London)* **455**, 778 (2008).
- [7] H. J. Goldsmid. Introduction to thermoelectricity. Springer Series in Material Science. *Springer-Verlag Berlin Heidelberg*, (2010).
- [8] G. E. W. Bauer, E. Saitoh, B. J. van Wees, Spin caloritronics, *Nat. Mater.* **11**, 391 (2012).
- [9] H. Adachi, K. Uchida, E. Saitoh, S. Maekawa, Theory of the spin Seebeck effect, *Rep. Prog. Phys.* **76**, 036501 (2013).
- [10] S. R. Boona, R. C. Myers, J. P. Heremans, Spin caloritronics, *Energy Environ. Sci.* **7**, 885 (2014).
- [11] K. Uchida, M. Ishida, T. Kikkawa, A. Kirihaara, T. Murakami, E. Saitoh, Longitudinal spin Seebeck effect: from fundamentals to applications, *J. Phys.: Condens. Matter.* **26**, 343202 (2014).
- [12] K. Uchida, J. Xiao, H. Adachi, J. Ohe, S. Takahashi, J. Ieda, T. Ota, Y. Kajiwara, H. Umezawa, H. Kawai, G. E. W. Bauer, S. Maekawa, E. Saitoh, Spin Seebeck insulator, *Nat. Mater.* **9**, 894 (2010).
- [13] K. Uchida, H. Adachi, T. Ota, H. Nakayama, S. Maekawa, E. Saitoh, Observation of longitudinal spin-Seebeck effect in magnetic insulators, *Appl. Phys. Lett.* **97**, 172505 (2010).
- [14] K. Uchida, T. Nonaka, T. Ota, H. Nakayama, E. Saitoh, Longitudinal spin-Seebeck effect in sintered polycrystalline (Mn,Zn)Fe₂O₄, *Appl. Phys. Lett.* **97**, 262504 (2010).

- [15] C. M. Jaworski, J. Yang, S. Mack, D. D. Awschalom, J. P. Heremans, R. C. Myers, Observation of the spin-Seebeck effect in a ferromagnetic semiconductor, *Nat. Mater.* **9**, 898 (2010).
- [16] A. Slachter, F. L. Bakker, J. P. Adam, B. J. van Wees, Thermally driven spin injection from a ferromagnet into a non-magnetic metal, *Nat. Phys.* **6**, 879 (2010).
- [17] Y. Onose, T. Ideue, H. Katsura, Y. Shiomi, N. Nagaosa, Y. Tokura, Observation of the Magnon Hall Effect, *Science* **329**, 297 (2010).
- [18] K. Uchida, T. Ota, H. Adachi, J. Xiao, T. Nonaka, Y. Kajiwara, G. E. W. Bauer, S. Maekawa, E. Saitoh, Thermal spin pumping and magnon-phonon-mediated spin-Seebeck effect, *J. Appl. Phys.* **111**, 103903 (2012).
- [19] K. Uchida, H. Adachi, T. Kikkawa, A. Kirihara, M. Ishida, S. Yorozu, S. Maekawa, and E. Saitoh, Thermoelectric Generation Based on Spin Seebeck Effects, *Proc. IEEE* **104**, 1946 (2016).
- [20] H. Yu, S. D. Brechet, and J. P. Ansermet, Spin caloritronics, origin and outlook, *Phys. Lett. A* **381**, 825 (2017).
- [21] J. Holanda, O. Alves Santos, R. L. Rodríguez-Suárez, A. Azevedo, and S. M. Rezende, Simultaneous spin pumping and spin Seebeck experiments with thermal control of the magnetic damping in bilayers of yttrium iron garnet and heavy metals: YIG/Pt and YIG/IrMn, *Phys. Rev. B* **95**, 134432 (2017).
- [22] J. Holanda, O. Alves Santos, R. O. Cunha, J. B. S. Mendes, R. L. Rodríguez-Suárez, A. Azevedo, and S. M. Rezende, Longitudinal spin Seebeck effect in permalloy separated from the anomalous Nernst effect: Theory and experiment, *Phys. Rev. B* **95**, 214421 (2017).
- [23] J. Holanda, D. S. Maior, O. Alves Santos, L. H. Vilela-Leão, J. B. S. Mendes, A. Azevedo, R. L. Rodríguez-Suárez, and S. M. Rezende, Spin Seebeck effect in the antiferromagnet nickel oxide at room temperature, *Appl. Phys. Lett.* **111**, 172405 (2017).
- [24] B. F. Miao, S. Y. Huang, D. Qu, C. L. Chien, Inverse spin hall effect in a ferromagnetic metal, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 066602 (2013).
- [25] J. Holanda, D. S. Maior, A. Azevedo, and S. M. Rezende, Anisotropic magnetoresistance and anomalous Nernst effect in exchange biased permalloy/(100) NiO single-crystal, *J. Magn. Magn. Mater.* **432**, 507 (2017).
- [26] J. B. S. Mendes, R. O. Cunha, O. Alves Santos, P. R. T. Ribeiro, F. L. A. Machado, R. L. Rodríguez-Suárez, A. Azevedo, S. M. Rezende, Large inverse spin Hall effect in the antiferromagnetic metal Ir₂₀Mn₈₀, *Phys. Rev. B* **89**, 140406(R) (2014).
- [27] W. Zhang, M. B. Jungfleisch, W. Jiang, J. E. Pearson, A. Hoffmann, F. Freimuth, Y. Mokrousov, Spin Hall effects in metallic antiferromagnets, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 196602 (2014).
- [28] E. Padrón-Hernández, A. Azevedo, S. M. Rezende, Amplification of spin waves by thermal spin-transfer torque, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 197203 (2011).

- [29] L. Lu, Y. Sun, M. Jantz, M. Wu, Control of ferromagnetic relaxation in magnetic thin films through thermally induced interfacial spin transfer, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 257202 (2012).
- [30] M. B. Jungfleisch, T. An, K. Ando, Y. Kajiwara, K. Uchida, B. I. Vasyuchka, A. V. Chumak, A. A. Serga, E. Saitoh, B. Hillebrands, Heat-induced damping modification in yttrium iron garnet/platinum hetero-structures, *Appl. Phys. Lett.* **102**, 062417 (2013).
- [31] R. O. Cunha, E. Padrón-Hernández, A. Azevedo, S. M. Rezende. Controlling the relaxation of propagating spin waves in yttrium iron garnet/Pt bilayers with thermal gradients, *Phys. Rev. B* **87**, 184401 (2013).
- [32] T. Kikkawa, K. Uchida, Y. Shiomi, Z. Qiu, D. Hou, D. Tian, H. Nakayama, X. -F. Jin, E. Saitoh, Longitudinal spin Seebeck effect free from the proximity Nernst effect, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 067207 (2013).
- [33] T. Kikkawa, K. Uchida, S. Daimon, Y. Shiomi, H. Adachi, Z. Qiu, D. Hou, X. -F. Jin, S. Maekawa, E. Saitoh, Separation of longitudinal spin Seebeck effect from anomalous Nernst effect: Determination of origin of transverse thermoelectric voltage in metal/insulator junctions, *Phys. Rev. B* **88**, 214403 (2013).
- [34] A. A. Serga, A. V. Chumak, B. Hillebrands, YIG magnonics, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43**, 264002 (2010).
- [35] S. M. Rezende, F. M. de Aguiar, O. F. de Alcantara Bonfim, Order and chaos in ferromagnetic spin wave instabilities, *J. Magn. Magn. Mater.* **54**, 1127 (1986).
- [36] E. Saitoh, M. Ueda, H. Miyajima, G. Tatara, Conversion of spin current into charge current at room temperature: Inverse spin-Hall effect, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 182509 (2006).
- [37] O. Mosendz, J. E. Pearson, F. Y. Fradin, G. E. W. Bauer, S. D. Bader, A. Hoffmann, Quantifying spin hall angles from spin pumping: experiments and theory, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 046601 (2010).
- [38] A. Azevedo, L. H. Vilela-Leão, R. L. Rodríguez-Suárez, A. F. Lacerda Santos, S. M. Rezende, Spin pumping and anisotropic magnetoresistance voltages in magnetic bilayers: Theory and experiment, *Phys. Rev. B* **83**, 144402 (2011).
- [39] A. Hoffmann, Spin Hall effects in metals, *IEEE Trans. Magn.* **49**(10), 5172 (2013).
- [40] J. Xiao, G. E. W. Bauer, K. Uchida, E. Saitoh, S. Maekawa, Theory of magnon-driven spin Seebeck effect, *Phys. Rev. B* **81**, 214418 (2010).
- [41] H. Adachi, J. Ohe, S. Takahashi, S. Maekawa, Linear-response theory of spin Seebeck effect in ferromagnetic insulators, *Phys. Rev. B* **83**, 094410 (2011).
- [42] J. Ohe, H. Adachi, S. Takahashi, S. Maekawa, Numerical study on the spin Seebeck effect, *Phys. Rev. B* **83**, 115118 (2011).
- [43] Y. Ohnuma, H. Adachi, E. Saitoh, S. Maekawa, Spin Seebeck effect in antiferromagnets and compensated ferrimagnets, *Phys. Rev. B* **87**, 014423 (2013).

- [44] S. Hoffmann, K. Sato, Y. Tserkovnyak, Landau-Lifshitz theory of the longitudinal spin Seebeck effect, *Phys. Rev. B* **88**, 064408 (2013).
- [45] M. Schreier, A. Kamra, M. Weiler, J. Xiao, G. E. W. Bauer, R. Gross, S. T. B. Goennenwein, Magnon, phonon, and electron temperature profiles and the spin Seebeck effect in magnetic insulator/normal metal hybrid structures, *Phys. Rev. B* **88**, 094410 (2013).
- [46] S. M. Rezende, R. L. Rodríguez-Suárez, R. O. Cunha, A. R. Rodrigues, F. L. A. Machado, G. A. Fonseca Guerra, J. C. López Ortiz, A. Azevedo, Magnon spin-current theory for the longitudinal spin-Seebeck effect, *Phys. Rev. B* **89**, 014416 (2014).
- [47] S. M. Rezende, R. L. Rodríguez-Suárez, R. O. Cunha, J. C. López Ortiz, A. Azevedo, Bulk magnon spin current theory for the longitudinal spin Seebeck effect, *J. Magn. Magn. Mater.* **400**, 171 (2016).
- [48] M. Sparks. Ferromagnetic relaxation. *Mc Graw-Hill, New York*, (1964).
- [49] A. G. Gurevich, G. A. Melkov. Magnetization oscillations and waves. *CRC, Boca Raton, FL*, (1996).
- [50] R. M. White. Quantum theory of magnetism. Third ed., *Springer-Verlag, Berlin*, (2007).
- [51] S. M. Rezende, F. R. Morgenthaler, Magnetoelastic waves in time varying magnetic fields. I. theory, *J. Appl. Phys.* **40**, 524 (1969); S. M. Rezende, F. R. Morgenthaler, Magnetoelastic waves in time varying magnetic fields. II. theory *J. Appl. Phys.* **40**, 537 (1969).
- [52] Y. Kajiwara, K. Harii, S. Takahashi, J. Ohe, K. Uchida, M. Mizuguchi, H. Umezawa, K. Kawai, K. Ando, K. Takanashi, S. Maekawa, E. Saitoh, Transmission of electrical signals by spin-wave interconversion in a magnetic insulator, *Nature* **464**, 262 (2010).
- [53] S. S. -L. Zhang, S. Zhang, Magnon mediated electric current drag across a ferromagnetic insulator layer, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 096603 (2012).
- [54] S. S. -L. Zhang, S. Zhang, Spin convertance at magnetic interfaces, *Phys. Rev. B* **86**, 214424 (2012).
- [55] Y. Tserkovnyak, A. Brataas, G. E. W. Bauer, Spin pumping and magnetization dynamics in metallic multilayers *Phys. Rev. B* **66**, 224403 (2002).
- [56] Y. Tserkovnyak, A Brataas, G. E. W. Bauer, B. I. Halperin, Nonlocal magnetization dynamics in ferromagnetic heterostructures, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 1375 (2005).
- [57] F. Reif. Fundamentals of statistical and thermal physics. *Mc Graw-Hill Book Co., New York*, (2008).
- [58] M. Agrawal, V. I. Vasyuchka, A. A. Serga, A. D. Karenowska, G. A. Melkov, B. Hillebrands, Direct measurement of magnon temperature: new insight into magnon-phonon coupling in magnetic insulators, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 107204 (2013).

- [59] S. M. Rezende, R. L. Rodríguez-Suárez, A. Azevedo, Magnetic relaxation due to spin pumping in thick ferromagnetic films in contact with normal metals, *Phys. Rev. B* **88**, 014404 (2013).
- [60] S. M. Rezende, R. L. Rodríguez-Suárez, J. C. López Ortiz, A. Azevedo, Thermal properties of magnons and the spin Seebeck effect in yttrium iron garnet/normal metal hybrid structures, *Phys. Rev. B* **89**, 134406 (2014).
- [61] T. Kikkawa, K. -I. Uchida, S. Daimon, Z. Qiu, Y. Shiomi, and E. Saitoh, Critical suppression of spin Seebeck effect by magnetic fields, *Phys. Rev. B* **92**, 064413 (2015).
- [62] A. Kehlberger, U. Ritzmann, D. Hinzke, E. -J. Guo, J. Cramer, G. Jakob, M. C. Onbasli, D. H. Kim, C. A. Ross, M. B. Jungfleisch, B. Hillebrands, U. Nowak, and M. Kläui, Length scale of the spin Seebeck effect, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 096602 (2015).
- [63] M. Agrawal, V. I. Vasyuchka, A. A. Serga, A. Kirihara, P. Pirro, T. Langner, M. B. Jungfleisch, A. V. Chumak, E. Th. Papaioannou, B. Hillebrands, Role of bulk-magnon transport in the temporal evolution of the longitudinal spin-Seebeck effect, *Phys. Rev. B* **89**, 224414 (2014).
- [64] A. Azevedo, L. H. Vilela-Leão, R. L. Rodríguez-Suárez, A. B. Oliveira, and S. M. Rezende, DC effect in ferromagnetic resonance: Evidence of the spin-pumping effect?, *J. Appl. Phys.* **97**, 10C715 (2005).
- [65] C. Hahn, G. de Loubens, O. Klein, M. Viret, V. V. Naletov, and J. Ben Youssef, Comparative measurements of inverse spin Hall effects and magnetoresistance in YIG/Pt and YIG/Ta, *Phys. Rev. B* **87**, 174417 (2013).
- [66] M. Weiler, M. Althammer, M. Schreier, J. Lotze, M. Pernpeintner, S. Meyer, H. Huebl, R. Gross, A. Kamra, J. Xiao, Y. -T. Chen, H. Jiao, G. E. W. Bauer, and S. T. B. Goennenwein, Experimental test of the spin mixing interface conductivity concept, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 176601 (2013).
- [67] V. Castel, N. Vlietstra, B. J. van Wees, and J. Ben Youssef, Yttrium iron garnet thickness and frequency dependence of the spin-charge current conversion in YIG/Pt systems, *Phys. Rev. B* **90**, 214434 (2014).
- [68] P. Hyde, L. Bai, D. M. J. Kumar, B. W. Southern, C. -M. Hu, S. Y. Huang, B. F. Miao, and C. L. Chien, Electrical detection of direct and alternating spin current injected from a ferromagnetic insulator into a ferromagnetic metal, *Phys. Rev. B* **89**, 180404(R) (2014).
- [69] D. Wei, M. Obstbaum, M. Ribow, C. H. Back, and G. Woltersdorf, Spin Hall voltages from a.c. and d.c. spin currents, *Nat. Commun.* **5**, 3768 (2014).
- [70] L. Bai, M. Harder, Y. P. Chen, X. Fan, J. Q. Xiao, and C. -M. Hu, Spin pumping in electro-dynamically coupled magnon-photon systems, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 227201 (2015).

- [71] C. Du, H. Wang, P. C. Hammel, and F. Yang, Y3Fe5O12 spin pumping for quantitative understanding of pure spin transport and spin Hall effect in a broad range of materials (invited), *J. Appl. Phys.* **117**, 172603 (2015).
- [72] J. Sinova, S. O. Valenzuela, J. Wunderlich, C. H. Back, and T. Jungwirth, Spin Hall effects, *Rev. Mod. Phys.* **87**, 1213 (2015).
- [73] H. Maier-Flaig, M. Harder, R. Gross, H. Huebl, and S. T. B. Goennenwein, Spin pumping in strongly coupled magnon-photon systems, *Phys. Rev. B* **94**, 054433 (2016).
- [74] R. Iguchi and E. Saitoh, Measurement of spin pumping voltage separated from extrinsic microwave effects, *J. Phys. Soc. Jpn.* **86**, 011003 (2017).
- [75] N. Vlietstra, J. Shan, B. J. van Wees, M. Isasa, F. Casanova, and J. Ben Youssef, Simultaneous detection of the spin-Hall magnetoresistance and the spin-Seebeck effect in platinum and tantalum on yttrium iron garnet, *Phys. Rev. B* **90**, 174436 (2014).
- [76] S. Geprägs, A. Kehlberger, F. D. Coletta, Z. Qiu, E. -J. Guo, T. Schulz, C. Mix, S. Meyer, A. Kamra, M. Althammer, H. Huebl, G. Jakob, Y. Ohnuma, H. Adachi, J. Barker, S. Maekawa, G. E. W. Bauer, E. Saitoh, R. Gross, S. T. B. Goennenwein, and M. Kläui, Origin of the spin Seebeck effect in compensated ferrimagnets, *Nat. Commun.* **7**, 10452 (2016).
- [77] T. Kikkawa, K. Shen, B. Flebus, R. A. Duine, K. -I. Uchida, Z. Qiu, G. E. W. Bauer, and E. Saitoh, Magnon polarons in the spin seebeck effect, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 207203 (2016).
- [78] M. B. Jungfleisch, J. Ding, W. Zhang, W. Jiang, J. E. Pearson, V. Novosad, and A. Hoffmann, Insulating Nanomagnets Driven by Spin Torque, *Nano Lett.* **17**, 8 (2017).
- [79] I. Zutic and H. Dery, Spintronics: Taming spin currents, *Nat. Mater.* **10**, 647 (2011).
- [80] Spin current, edited by S. Maekawa, S. Valenzuela, E. Saitoh, and T. Kimura. *Oxford University Press, Oxford*, Vol. 17 (2012).
- [81] G. L. da Silva, L. H. Vilela-Leão, S. M. Rezende, and A. Azevedo, Enhancement of spin wave excitation by spin currents due to thermal gradient and spin pumping in yttrium iron garnet/Pt, *Appl. Phys. Lett.* **102**, 012401 (2013).
- [82] Y. Kajiwara, K. Uchida, D. Kikuchi, T. An, Y. Fujikawa, and E. Saitoh, Spin-relaxation modulation and spin-pumping control by transverse spin-wave spin current in Y3Fe5O12, *Appl. Phys. Lett.* **103**, 052404 (2013).
- [83] R. Vidyasagar, O. Alves Santos, J. Holanda, R. O. Cunha, F. L. A. Machado, P. R. T. Ribeiro, A. R. Rodrigues, J. B. S. Mendes, A. Azevedo, and S. M. Rezende, Giant Zeeman shifts in the optical transitions of yttrium iron garnet thin films, *Appl. Phys. Lett.* **109**, 122402 (2016).

- [84] H. Kurebayashi, O. Dzyapko, V. E. Demidov, D. Fang, A. J. Ferguson, and S. O. Demokritov, Controlled enhancement of spin-current emission by three-magnon splitting, *Nat. Mater.* **10**, 660 (2011).
- [85] R. O. Cunha, J. Holanda, L. H. Vilela-Leão, A. Azevedo, R. L. Rodríguez-Suárez, and S. M. Rezende, Nonlinear dynamics of three-magnon process driven by ferromagnetic resonance in yttrium iron garnet, *Appl. Phys. Lett.* **106**, 192403 (2015).
- [86] M. Schreier, G. E. W. Bauer, V. I. Vasyuchka, J. Flipse, K. -I. Uchida, J. Lotze, V. Lauer, A. V. Chumak, A. A. Serga, S. Daimon, Sign of inverse spin Hall voltages generated by ferromagnetic resonance and temperature gradients in yttrium iron garnet platinum bilayers, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **48**, 025001 (2015).
- [87] C. W. Sandweg, Y. Kajiwara, K. Ando, E. Saitoh, and B. Hillebrands, Enhancement of the spin pumping efficiency by spin wave mode selection, *Appl. Phys. Lett.* **97**, 252504 (2010).
- [88] L. H. Vilela-Leão, C. Salvador, A. Azevedo, and S. M. Rezende, Unidirectional anisotropy in the spin pumping voltage in yttrium iron garnet/platinum bilayers, *Appl. Phys. Lett.* **99**, 102505 (2011).
- [89] S. M. Rezende, R. L. Rodríguez-Suárez, and A. Azevedo, Thermal control of the spin pumping damping in ferromagnetic/normal metal interfaces, *Phys. Rev. B* **89**, 094423 (2014).
- [90] Y. Ohnuma, H. Adachi, E. Saitoh, and S. Maekawa, Magnon instability driven by heat current in magnetic bilayers, *Phys. Rev. B* **92**, 224404 (2015).
- [91] S. A. Bender and Y. Tserkovnyak, Thermally driven spin torques in layered magnetic insulators, *Phys. Rev. B* **93**, 064418 (2016).
- [92] J. C. Slonczewski, Current-driven excitation of magnetic multilayers, *J. Magn. Magn. Mater.* **159**, L1 (1996).
- [93] D. C. Ralph and M. D. Stiles, Spin transfer torques, *J. Magn. Magn. Mater.* **320**, 1190 (2008).
- [94] A. Hamadeh, O. d'Allivy Kelly, C. Hahn, H. Meley, R. Bernard, A. H. Molpeceres, V. V. Naletov, M. Viret, A. Anane, V. Cros, S. O. Demokritov, J. L. Prieto, M. Muñoz, G. de Loubens, and O. Klein, Full control of the spin-wave damping in a magnetic insulator using spin-orbit torque, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 197203 (2014).
- [95] S. Y. Huang, W. G. Wang, S. F. Lee, J. Kwo, and C. L. Chien, Intrinsic spin-dependent thermal transport, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 216604 (2011).
- [96] A. Slachter, F. L. Bakker, and B. J. van Wees, Anomalous Nernst and anisotropic magnetoresistive heating in a lateral spin valve, *Phys. Rev. B* **84**, 020412(R) (2011).
- [97] S. L. Yin, Q. Mao, Q. Y. Meng, D. Li and H. W. Zhao, Hybrid anomalous and planar Nernst effect in permalloy thin films, *Phys. Rev. B* **88**, 064410 (2013).
- [98] S. Seki, T. Ideue, M. Kubota, Y. Kozuka, R. Takagi, M. Nakamura, Y. Kaneko, M. Kawasaki, and Y. Tokura, Thermal generation of spin current in an antiferromagnet, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 266601 (2015).

- [99] C. Fang, C. H. Wan, Z. H. Yuan, L. Huang, X. Zhang, H. Wu, Q. T. Zhang, and X. F. Han, Scaling relation between anomalous Nernst and Hall effect in $[\text{Pt}/\text{Co}]_n$ multilayers, *Phys. Rev. B* **93**, 054420 (2016).
- [100] Y. -J. Chen and S. -Y. Huang, Dzyaloshinskii-Moriya interaction as a consequence of a Doppler shift due to spin-orbit-induced intrinsic spin current, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 247201 (2016).
- [101] J. Nogués and I. K. Schuller, Exchange bias, *J. Magn. Magn. Mater.* **192**, 203 (1999).
- [102] H. Xi, R. M. White, and S. M. Rezende, Irreversible and reversible measurements of exchange anisotropy, *Phys. Rev. B* **60**, 14837 (1999).
- [103] J. R. Fermin, M. A. Lucena, A. Azevedo, F. M. de Aguiar, and S. M. Rezende, Measurements of exchange anisotropy in NiFe/NiO films with different techniques, *J. Appl. Phys.* **87**, 6421 (2000).
- [104] M. Grimsditch, L. E. McNeil, and D. J. Lockwood, Unexpected behavior of the antiferromagnetic mode of NiO, *Phys. Rev. B* **58**, 14462 (1998).
- [105] N. J. Gökemeijer, R. L. Penn, D. R. Veblen, and C. L. Chien, Exchange coupling in epitaxial CoO/NiFe bilayers with compensated and uncompensated interfacial spin structures, *Phys. Rev. B* **63**, 174422 (2001).
- [106] I. Sugiyama, N. Shibata, Z. Wang, S. Kobayashi, T. Yamamoto, and Y. Ikuhara, Ferromagnetic dislocations in antiferromagnetic NiO, *Nature Nanotechnology* **8**, 266 (2013).
- [107] S. M. Rezende, M. A. Lucena, A. Azevedo, A. B. Oliveira, F. M. de Aguiar, W. F. Egelhoff Jr, Exchange anisotropy in NiFe films on (1 0 0) NiO single-crystal substrate, *J. Magn. Magn. Mater.* **226**, 1683 (2001).
- [108] H. Wang, C. Du, P. C. Hammel, and F. Yang, Antiferromagnonic spin transport from $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ into NiO, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 097202 (2014).
- [109] C. Hahn, G. de Loubens, V. V. Naletov, J. Ben Youssef, O. Klein, and M. Viret, Conduction of spin currents through insulating antiferromagnetic oxides, *Europhys. Lett.* **108**, 57005 (2014).
- [110] H. Wang, C. Du, P. C. Hammel, and F. Yang, Spin transport in antiferromagnetic insulators mediated by magnetic correlations, *Phys. Rev. B* **91**, 220410(R) (2015).
- [111] T. Moriyama, S. Takei, M. Nagata, Y. Yoshimura, N. Matsuzaki, T. Terashima, Y. Tserkovnyak, and T. Ono, Anti-damping spin transfer torque through epitaxial nickel oxide, *Appl. Phys. Lett.* **106**, 162406 (2015).
- [112] W. Lin, K. Chen, S. Zhang, and C. L. Chien, Enhancement of thermally injected spin current through an antiferromagnetic insulator, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 186601 (2016).
- [113] A. Prakash, J. Brangham, F. Yang, and J. P. Heremans, Spin Seebeck effect through antiferromagnetic NiO, *Phys. Rev. B* **94**, 014427 (2016).

- [114] B. L. Zink, M. Manno, L. O'Brien, J. Lotze, M. Weiler, D. Bassett, S. J. Mason, S. T. B. Goennenwein, M. Johnson, and C. Leighton, Efficient spin transport through native oxides of nickel and permalloy with platinum and gold overlayers, *Phys. Rev. B* **93**, 184401 (2016).
- [115] S. M. Rezende, R. L. Rodríguez-Suárez, and A. Azevedo, Diffusive magnonic spin transport in antiferromagnetic insulators, *Phys. Rev. B* **93**, 054412 (2016).
- [116] M. Hatami, G. E. W. Bauer, S. Takahashi, and S. Maekawa, Thermoelectric spin diffusion in a ferromagnetic metal, *Solid State Commun.* **150**, 480 (2010).
- [117] B. Scharf, A. Matos-Abiague, I. Zutic, and J. Fabian, Theory of thermal spin-charge coupling in electronic systems, *Phys. Rev. B* **85**, 085208 (2012).
- [118] E. C. Stoner, Collective electron ferromagnetism, *Proc. R. Soc. London Sect. A* **165**, 372 (1938).
- [119] A. Slachter, F. L. Bakker, J. -P. Adam, and B. J. van Wees, Thermally driven spin injection from a ferromagnet into a non-magnetic metal, *Nat. Phys.* **6**, 879 (2010).
- [120] F. K. Dejene, J. Flipse, and B. J. van Wees, Spin-dependent Seebeck coefficients of Ni₈₀Fe₂₀ and Co in nanopillar spin valves, *Phys. Rev. B* **86**, 024436 (2012).
- [121] C. Y. Ho, R. W. Powell, and P. Liley. Thermal Conductivity of the Elements: A Comprehensive Review, *AIP, New York*, (1978).
- [122] C. Y. Ho, M. W. Ackerman, K. Y. Wu, S. G. Oh, and T. H. Havill, Thermal conductivity of ten selected binary alloy systems, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **7**, 959 (1978).
- [123] P. E. Mijnen, S. Sahrakorpi, M. Lindroos, and A. Bansil, Angle-resolved photoemission spectra, electronic structure, and spin-dependent scattering in Ni_{1-x}Fe_x Permalloys, *Phys. Rev. B* **65**, 075106 (2002).
- [124] R. M. Bozorth. Ferromagnetism *D. van Nostrand, New York*, (1951).
- [125] D. Y. Petrovykh, K. N. Altmann, H. Höchst, M. Laubscher, S. Maat, G. J. Mankey, and F. J. Himpsel, Spin-dependent band structure, Fermi surface, and carrier lifetime of permalloy, *Appl. Phys. Lett.* **73**, 3459 (1998).
- [126] T. R. McGuire and R. I. Polter, Anisotropic magnetoresistance in ferromagnetic 3d alloys, *IEEE Trans. Mag.* **11**, 1018 (1975).
- [127] A. S. Núñez, R. A. Duine, P. Haney, and A. H. MacDonald, Theory of spin torques and giant magnetoresistance in antiferromagnetic metals, *Phys. Rev. B* **73**, 214426 (2006).
- [128] A. B. Shick, S. Khmelevskyi, O. N. Mryasov, J. Wunderlich, and T. Jungwirth, Spin-orbit coupling induced anisotropy effects in bimetallic antiferromagnets: A route towards antiferromagnetic spintronics, *Phys. Rev. B* **81**, 212409 (2010).
- [129] A. H. MacDonald and M. Tsoi, Antiferromagnetic metal spintronics, *Phil. Trans. R. Soc. A* **369**, 3098 (2011).

- [130] V. M. T. S. Barthem, C. V. Colin, H. Mayaffre, M. -H. Julien, and D. Givord, Revealing the properties of Mn₂Au for antiferromagnetic spintronics, *Nat. Commun.* **4**, 2892 (2013).
- [131] E. V. Gomonay and V. M. Loktev, Spintronics of antiferromagnetic systems (Review Article), *Low Temp. Phys.* **40**, 17 (2014).
- [132] R. Macêdo and T. Dumelow, Tunable all-angle negative refraction using antiferromagnets, *Phys. Rev. B* **89**, 035135 (2014).
- [133] J. Železný, H. Gao, K. Výborný, J. Zemen, J. Mašek, A. Manchon, J. Wunderlich, J. Sinova, and T. Jungwirth, Relativistic Néel-order fields induced by electrical current in antiferromagnets, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 157201 (2014).
- [134] R. Cheng, J. Xiao, Q. Niu, and A. Brataas, Spin pumping and spin-transfer torques in antiferromagnets, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 057601 (2014).
- [135] V. Tshitoyan, C. Ciccarelli, A. P. Mihai, M. Ali, A. C. Irvine, T. A. Moore, T. Jungwirth, and A. J. Ferguson, Electrical manipulation of ferromagnetic NiFe by antiferromagnetic IrMn, *Phys. Rev. B* **92**, 214406 (2015).
- [136] T. Jungwirth, X. Marti, P. Wadley, and J. Wunderlich, Antiferromagnetic spintronics, *Nat. Nanotechnol.* **11**, 231 (2016).
- [137] V. Batz, A. Manchon, M. Tsoi, T. Moriyama, T. Ono, and Y. Tserkovnyak, *Rev. Mod. Phys.* **90**, 015005 (2018).
- [138] E. E. Fullerton and J. R. Childress, Spintronics, magnetoresistive heads, and the emergence of the digital world, *Proc. IEEE* **104**, 1787 (2016).
- [139] H. Chen, Q. Niu, and A. H. MacDonald, Anomalous Hall effect arising from non-collinear antiferromagnetism, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 017205 (2014).
- [140] Y. Ou, S. Shi, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman, Strong spin Hall effect in the antiferromagnet PtMn, *Phys. Rev. B* **93**, 220405(R) (2016).
- [141] S. M. Wu, W. Zhang, K. C. Amit, P. Borisov, J. E. Pearson, J. S. Jiang, D. Lederer, A. Hoffmann, and A. Bhattacharya, Antiferromagnetic spin Seebeck effect, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 097204 (2016).
- [142] S. M. Rezende, R. L. Rodríguez-Suárez, and A. Azevedo, Theory of the spin Seebeck effect in antiferromagnets, *Phys. Rev. B* **93**, 014425 (2016).
- [143] R. Cheng, S. Okamoto, and D. Xiao, Spin Nernst effect of magnons in collinear antiferromagnets, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 217202 (2016).
- [144] P. Merodio, A. Ghosh, C. Lemonias, E. Gautier, U. Ebels, M. Chshiev, H. Béa, V. Baltz, and W. E. Bailey, Penetration depth and absorption mechanisms of spin currents in Ir₂₀Mn₈₀ and Fe₅₀Mn₅₀ polycrystalline films by ferromagnetic resonance and spin pumping, *Appl. Phys. Lett.* **104**, 032406 (2014).

- [145] T. Shang, Q. F. Zhan, H. L. Yang, Z. H. Zuo, Y. L. Xie, L. P. Liu, S. L. Zhang, Y. Zhang, H. H. Li, B. M. Wang, Y. H. Wu, S. Zhang, and Run-Wei Li, Effect of NiO inserted layer on spin-Hall magnetoresistance in Pt/NiO/YIG heterostructures, *Appl. Phys. Lett.* **109**, 032410 (2016).
- [146] X. Marti, I. Fina, C. Frontera, Jian Liu, P. Wadley, Q. He, R. J. Paull, J. D. Clarkson, J. Kudrnovský, I. Turek, J. Kuneš, D. Yi, J-H. Chu, C. T. Nelson, L. You, E. Arenholz, S. Salahuddin, J. Fontcuberta, T. Jungwirth, and R. Ramesh, Room-temperature antiferromagnetic memory resistor, *Nat. Mater.* **13**, 367 (2014).
- [147] P. Wadley, B. Howells, J. Železný, C. Andrews, V. Hills, R. P. Campion, V. Novák, K. Olejník, F. Maccherozzi, S. S. Dhesi, S. Y. Martin, T. Wagner, J. Wunderlich, F. Freimuth, Y. Mokrousov, J. Kuneš, J. S. Chauhan, M. J. Grzybowski, A. W. Rushforth, K. W. Edmonds, B. L. Gallagher, T. Jungwirth, Electrical switching of an antiferromagnet, *Science* **351**, 587 (2016).
- [148] T. Satoh, R. Iida, T. Higuchi, M. Fiebig, and T. Shimura, Writing and reading of an arbitrary optical polarization state in an antiferromagnet, *Nat. Photon.* **9**, 25 (2015).
- [149] W. L. Roth, Magnetic Structures of MnO, FeO, CoO, and NiO, *Phys. Rev.* **110**, 1333 (1958).
- [150] M. T. Hutchings and E. J. Samuelsen, Measurement of spin-wave dispersion in NiO by inelastic neutron scattering and its relation to magnetic properties, *Phys. Rev. B* **6**, 3447 (1972).
- [151] R. D. McMichael, M. D. Stiles, P. J. Chen, and W. F. Egelhoff Jr., Ferromagnetic resonance linewidth in thin films coupled to NiO, *J. Appl. Phys.* **83**, 7037 (1998).
- [152] J. Nogués, J. Sort, S. Suriñach, J. S. Muñoz, M. D. Baró, J. F. Bobo, U. Lüders, E. Haanappel, M. R. Fitzsimmons, A. Hoffmann, and J. W. Cai, Isothermal tuning of exchange bias using pulsed fields, *Appl. Phys. Lett.* **82**, 3044 (2003).
- [153] M. G. Cottam and A. L. Awang, The effect of anisotropy on one-magnon light scattering from antiferromagnets. I. The antiferromagnetic region, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **12**, 105 (1979); A. L. Awang and M. G. Cottam, The effects of anisotropy on one-magnon light scattering from antiferromagnets. II. The spin-flop and paramagnetic regions, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **12**, 121 (1979).
- [154] J. Milano, L. B. Steren, and M. Grimsditch, Effect of dipolar interaction on the antiferromagnetic resonance spectra of NiO, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 077601 (2004).
- [155] N. P. Duong, T. Satoh, and M. Fiebig, Ultrafast manipulation of antiferromagnetism of NiO, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 117402 (2004).
- [156] T. Satoh, S. -J. Cho, R. Iida, T. Shimura, K. Kuroda, H. Ueda, Y. Ueda, B. A. Ivanov, F. Nori, and M. Fiebig, Spin oscillations in antiferromagnetic nio triggered by circularly polarized light, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 077402 (2010).
- [157] T. Kampfrath, A. Sell, G. Klatt, A. Pashkin, S. Mährlein, T. Dekorsy, M. Wolf, M. Fiebig, A. Leitenstorfer, and R. Huber, Coherent terahertz control of antiferromagnetic spin waves, *Nat. Photon.* **5**, 31 (2011).

- [158] R. Cheng, D. Xiao, and A. Brataas, Terahertz antiferromagnetic spin Hall nano-oscillator, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 207603 (2016).
- [159] F. L. A. Machado, P. R. T. Ribeiro, J. Holanda, R. L. Rodríguez-Suárez, A. Azevedo, and S. M. Rezende, Spin-flop transition in the easy-plane antiferromagnet nickel oxide, *Phys. Rev. B* **95**, 104418 (2017).
- [160] S. Foner, in Magnetism, edited by G. T. Rado and H. Suhl. *Academic Press, Inc., New York*, Vol. I, Chap. 9, p. 384 (1963).
- [161] F. B. Anderson and H. B. Callen, Statistical mechanics and field-induced phase transitions of the heisenberg antiferromagnet, *Phys. Rev.* **136**, A1068 (1964).
- [162] L. J. de Jongh and A. R. Miedema, Experiments on simple magnetic model systems, *Adv. Phys.* **50**, 947 (2001).
- [163] J. Barak, V. Jaccarino, and S. M. Rezende, The magnetic anisotropy of MnF_2 at 0 K, *J. Magn. Magn. Mater.* **9**, 323 (1978).
- [164] R. C. Ohlmann and M. Tinkham, Antiferromagnetic resonance in FeF_2 at far-infrared frequencies, *Phys. Rev.* **123**, 425 (1961).
- [165] M. T. Hutchings, B. D. Rainford, and H. J. Guggenheim, Spin waves in antiferromagnetic FeF_2 , *J. Phys. C: Solid State Phys.* **3**, 307 (1970).
- [166] F. M. Johnson and A. H. Nethercott, Antiferromagnetic Resonance in MnF_2 , *Phys. Rev.* **114**, 705 (1959).
- [167] S. M. Rezende, A. R. King, R. M. White, and J. P. Timbie, Stability limit of the antiferromagnetic phase near the spin-flop boundary in MnF_2 , *Phys. Rev. B* **16**, 1126 (1977).
- [168] R. W. Sanders, V. Jaccarino, and S. M. Rezende, Magnetic polariton, impurity mode enhancement, and superradiance effects in FeF_2 , *Solid State Commun.* **28**, 907 (1978).
- [169] V. Jaccarino, A. R. King, M. Motokawa, T. Sakakibara, and M. Date, Temperature dependence of FeF_2 spin flop field, *J. Magn. Magn. Mater.* **31**, 1117 (1983).
- [170] S. Saito, M. Miura, and K. Kurosawa, Optical observations of antiferromagnetic S domains in NiO (111) platelets, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **13**, 1513 (1980).
- [171] K. Kurosawa, M. Miura, and S. Saito, Magnetic torque measurements on NiO (111) platelets, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **13**, 1521 (1980).
- [172] I. Sanger, V. V. Pavlov, M. Bayer, and M. Fiebig, Distribution of antiferromagnetic spin and twin domains in NiO , *Phys. Rev. B.* **74**, 144401 (2006).
- [173] W. Lin and C. L. Chien, Electrical detection of spin backflow from an antiferromagnetic insulator/ $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ interface, *Phys. Rev. Lett.* **118**, 067202 (2017).
- [174] D. Hou, Z. Qiu, J. Barker, K. Sato, K. Yamamoto, S. Vélez, J. M. Gomez-Perez, L. E. Hueso, F. Casanova, and E. Saitoh, Tunable sign change of spin hall magnetoresistance in $\text{Pt}/\text{NiO}/\text{YIG}$ structures, *Phys. Rev. Lett.* **118**, 147202 (2017).

- [175] S. S. P. Parkin, K. P. Roche, M. G. Samant, P. M. Rice, R. B. Beyers, R. E. Scheuerlein, E. J. O'Sullivan, S. L. Brown, J. Bucchigano, D. W. Abraham, Y. Lu, M. Rooks, P. L. Trouilloud, R. A. Wanner, and W. J. Gallagher, Exchange-biased magnetic tunnel junctions and application to nonvolatile magnetic random access memory (invited), *J. Appl. Phys.* **85**, 5828 (1999).
- [176] B. F. Miao, S. Y. Huang, D. Qu, and C. L. Chien, Absence of anomalous Nernst effect in spin Seebeck effect of Pt/YIG, *AIP Adv.* **6**, 015018 (2016).
- [177] F. B. Lewis and N. H. Saunders, The thermal conductivity of NiO and CoO at the Néel temperature, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **6**, 2525 (1973).

4 ONDAS DE SPIN EM ISOLANTES MAGNÉTICOS

Os estados excitados de baixa energia de sistemas de spin acoplados por interações de troca são excitações coletivas, como ondas, tal como proposto por Bloch para materiais ferromagnéticos. As ondas correspondem aos spins precessionando em torno da direção de equilíbrio com fase que varia no espaço. A energia de uma onda de spin é quantizada e o quantum da onda é denominado de *mágnon*. Uma onda de spin pode apresentar o modo uniforme, como o modo de ressonância ferromagnética apresentado no Capítulo 2. Ondas de spin são estudadas para todos os tipos de arranjos de spins ordenados, incluindo ferromagnéticos, ferrimagnéticos, antiferromagnéticos e arranjos espirais. Os fenômenos envolvendo as excitações coletivas de spins em materiais magnéticos, são cada vez mais promissoras em aplicações de dispositivos para processamento de sinais na faixa de frequência de micro-ondas. Este fato, juntamente como os desenvolvimentos contínuos em estruturas magnéticas híbridas e observações de novos efeitos físicos, tornaram a *spintrônica* de *mágnons*, também chamada *magnônica*, um campo de pesquisa muito ativo. Iniciaremos este capítulo fazendo uma revisão das teorias semi-clássicas para ondas magnetostáticas e magnetoelásticas. Depois apresentaremos uma teoria quântica proposta para descrever o comportamento das ondas de spin em um campo magnético não uniforme. Na parte final deste capítulo apresentaremos medidas que demonstram a conversão de ondas de spin em ondas elásticas, cujos *fônons* tem spin.

4.1 Teoria semi-clássica para ondas magnetostáticas em um meio ferromagnético

Os modos de ressonância em amostras ferromagnéticas de tamanho finito, não se restringem ao modo uniforme estudado no capítulo 2. Isto porque, devido à interação entre spins vizinhos, as excitações magnéticas se comportam como ondas que devem satisfazer as condições de contorno nas superfícies da amostra. Para ondas com comprimento de onda comparável com as dimensões de amostras milimétricas, a energia de troca é pequena e a interação entre os spins é dominada pela interação dipolar. Como o campo magnético dipolar satisfaz às equações da magnetostática, ondas de spin nessas condições são chamadas de magnetostáticas. Os modos magnetostáticos foram estudados para diferentes geometrias, para esferas [1] e para esferóides com campo magnético estático aplicado ao longo do eixo de revolução [2]. Em outras palavras, quando o comprimento de onda é grande, ou o vetor de onda é pequeno, um pequeno desvio entre spins vizinhos faz com

que a energia de troca seja praticamente a mesma dos spins paralelos. Nesse caso, a variação da energia é devida à interação magnética dipolar, cujo campo envolvido obedece às equações da magnetostática. Por esta razão, as ondas de spin com vetor de onda pequeno são chamadas de magnetostáticas.

Em trabalho pioneiro Walker [2] analisou uma sequência de modos magnetostáticos, daí veio o nome de “modos de Walker”. É de interesse determinar soluções similares para outras geometrias, como por exemplo, os modos magnetostáticos de uma placa ferromagnética. A teoria de excitação de modos magnetostáticos para filmes ferromagnéticos foi originalmente desenvolvida por Damon e Eshbach [3]. Neste caso, modos característicos de uma placa fina (espessura ≥ 100 nm) magnetizada no seu plano são obtidos no limite magnetostático. Verificou-se que o espectro de modos magnetostáticos é determinado pelos mesmos limites de frequência como para o esferóide. Na placa, no entanto, em certas condições a configuração de modo muda claramente a partir de uma distribuição de volume para uma onda de superfície, assim como a frequência aumenta acima da região que a onda de spin extrapola.

Como mostraram Damon e Eshbach [3], as funções características são ondas propagantes que viajam ao longo da placa na direção transversal ao campo magnético aplicado. Eles obtiveram ainda a distribuição de modos no espaço de vetor de onda para ambos os modos: volume e superfície. A variação da densidade de modos mostra que os modos de volume conectam-se sem problemas com o espectro de onda de spin de um meio de extensão infinita. Os modos de superfície também existem mesmo em comprimentos de onda muito pequenos, mas tornam-se estatisticamente menos importantes quando o comprimento de onda diminui. Apresentaremos a seguir os modos magnetostáticos de uma placa ferromagnética baseando-se na descrição de Damon e Eshbach [3].

4.1.1 Formalismo de Damon-Eshbach

Para estudar este formalismo considera-se três fatores: as equações de Maxwell aplicáveis ao problema, as devidas condições de contorno e a equação de Landau-Lifshitz. Partindo das equações de Maxwell escreve-se,

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad \nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J}, \quad (4.1)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho_q, \quad \nabla \cdot \vec{B} = 0. \quad (4.2)$$

onde ρ_q e $\vec{J}$ são as densidades de correntes de carga e elétrica, respectivamente. Mas, no limite magnetostático, $\partial_t \vec{E} = \partial_t \vec{D} = 0$ e como não temos cargas ou correntes, $\rho_q = \vec{J} = 0$.

Assim, as equações de Maxwell para $\vec{B}$ e $\vec{H}$ ficam:

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0, \quad (4.3)$$

$$\nabla \times \vec{H} = 0. \quad (4.4)$$

Agora considera-se as condições de contorno para um sistema ferromagnético:

- Normais

$$\hat{n} \cdot (\vec{D}_2 - \vec{D}_1) = \sigma, \quad (4.5)$$

$$\hat{n} \cdot (\vec{B}_2 - \vec{B}_1) = 0. \quad (4.6)$$

- Tangenciais

$$\hat{n} \times (\vec{E}_2 - \vec{E}_1) = 0, \quad (4.7)$$

$$\hat{n} \times (\vec{H}_2 - \vec{H}_1) = \vec{K}. \quad (4.8)$$

Mas, neste caso, como não temos cargas ou correntes livres, $\sigma = \vec{K} = 0$. Com isso, a equação 4.6 se resume a:

$$B_2^\perp = B_1^\perp, \quad (4.9)$$

ou seja, a componente normal de $\vec{B}$ deve ser contínua na superfície. Tem-se também da equação 4.8,

$$H_2^{//} = H_1^{//}, \quad (4.10)$$

isto é, a componente tangencial de $\vec{H}$ deve ser também contínua na superfície. Agora considera-se um campo magnético estático aplicado na direção $\hat{z}$ do filme ($H\hat{z}$) e um campo magnético devido a rf que está na direção de $\vec{m}$. Os campos estão perpendiculares entre si como mostra a **Figura 40**. Com isso, o campo magnético total pode ser escrito como,

$$\vec{H}_{tot} = H\hat{z} + \vec{h}_{tot}e^{i\omega t}, \quad (4.11)$$

onde $\vec{h}_{tot}$ representa os campos produzidos pela rf. Com isso, pode-se escrever a magnetização da seguinte forma,

$$\vec{M}_{tot} = M_S\hat{z} + \vec{m}e^{i\omega t}, \quad (4.12)$$

onde, M_S é a magnetização de saturação e $\vec{m}$ é a parte da magnetização devido a rf, onde $|\vec{m}| \ll M_S$. Além disso, $\vec{m}$ está restringida ao plano x - y , de modo que, $|\vec{M}_{tot}| = \text{cte}$. Lembrando que $\vec{B} = \vec{H}_{tot} + 4\pi\vec{M}_{tot}$ e considerando o regime magnetostático (equações 4.3 e 4.4), tem-se:

$$\nabla \cdot (\vec{H}_{tot} + 4\pi\vec{M}_{tot}) = 0 \longrightarrow \nabla \cdot (\vec{h}_{dip} + 4\pi\vec{m}) = 0 \quad (4.13)$$

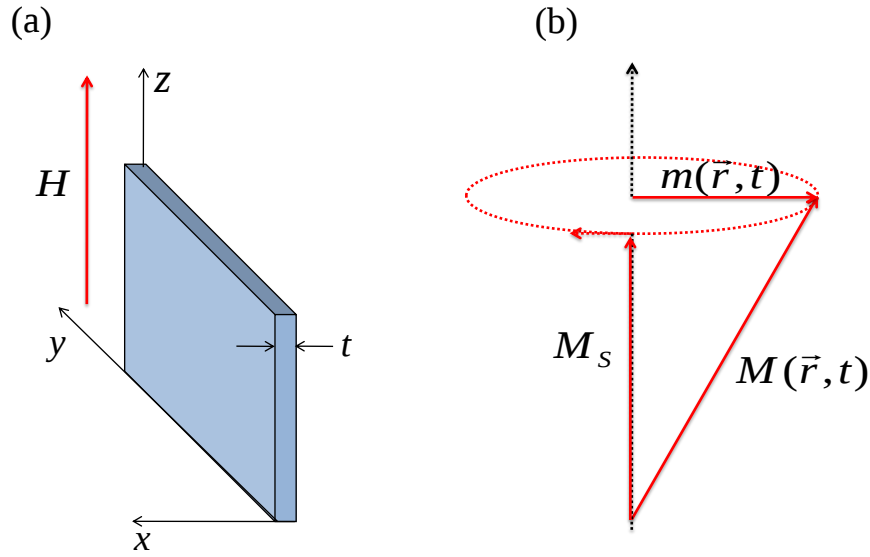


Figura 40 – (a) Ilustração do filme ferromagnético, indicando o sistema de coordenadas, a direção do campo magnético aplicado. (b) Representação do comportamento da magnetização do filme ferromagnético.

e

$$\nabla \times \vec{h}_{dip} = 0. \quad (4.14)$$

A equação 4.14 permite a introdução de um potencial magnético ψ , de modo que, $\vec{h}_{dip} = \nabla\psi$. Com isso, reescreve-se a equação 4.13 como:

$$\nabla^2\psi + 4\pi\nabla \cdot \vec{m} = 0. \quad (4.15)$$

Agora toma-se a equação de movimento da magnetização de Landau-Lifshitz, equação 2.7,

$$\frac{d\vec{M}_{tot}}{dt} = -\gamma(\vec{M}_{tot} \times \vec{H}_{tot}), \quad (4.16)$$

onde γ é o fator giromagnético. Substituindo $\vec{M}_{tot}$ e $\vec{H}_{tot}$, escreve-se:

$$\frac{d}{dt} \begin{vmatrix} m_x e^{i\omega t} \hat{x} \\ m_y e^{i\omega t} \hat{y} \\ M_z \hat{z} \end{vmatrix} = -\gamma \begin{vmatrix} \hat{x} & \hat{y} & \hat{z} \\ m_x e^{i\omega t} & m_y e^{i\omega t} & M_S \\ h_x e^{i\omega t} & h_y e^{i\omega t} & H_S \end{vmatrix}, \quad (4.17)$$

de onde se obtém,

$$\begin{cases} i\omega m_x = -\gamma(Hm_y - M_S h_y) \\ i\omega m_y = -\gamma(M_S h_x - Hm_x) \\ m_x h_y = m_y h_x \end{cases} \quad (4.18)$$

ou melhor,

$$4\pi m_x = \left(\frac{4\pi\gamma^2 M_S H}{\gamma^2 H^2 - \omega^2} \right) h_x + i \left(\frac{4\pi\gamma M_S \omega}{\gamma^2 H^2 - \omega^2} \right) h_y, \quad (4.19)$$

$$4\pi m_y = -i \left(\frac{4\pi\gamma M_S \omega}{\gamma^2 H^2 - \omega^2} \right) h_x + \left(\frac{4\pi\gamma^2 M_S H}{\gamma^2 H^2 - \omega^2} \right) h_y. \quad (4.20)$$

É possível reescrever as equações 4.19 e 4.20 em forma de matriz, de modo que escreve-se:

$$\begin{pmatrix} 4\pi m_x \\ 4\pi m_y \end{pmatrix} = \begin{vmatrix} \kappa & i\nu \\ -i\nu & \kappa \end{vmatrix} \cdot \begin{pmatrix} h_x \\ h_y \end{pmatrix}, \quad (4.21)$$

onde

$$\kappa = \frac{\Omega_H}{\Omega_H^2 - \Omega^2}, \quad \nu = \frac{\Omega}{\Omega_H^2 - \Omega^2}, \quad (4.22)$$

com

$$\Omega_H = \frac{H}{4\pi M_S}, \quad \Omega = \frac{\omega}{4\pi M_S \gamma}. \quad (4.23)$$

Mas, $h_x = \partial\psi/\partial x$ e $h_y = \partial\psi/\partial y$ de modo que é possível reescrever 4.21 como:

$$4\pi m_x = \kappa \frac{\partial\psi}{\partial x} + i\nu \frac{\partial\psi}{\partial y}, \quad (4.24)$$

$$4\pi m_y = -i\nu \frac{\partial\psi}{\partial x} + \kappa \frac{\partial\psi}{\partial y}. \quad (4.25)$$

ou ainda,

$$4\pi \frac{\partial m_x}{\partial x} = \kappa \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + i\nu \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial y}, \quad (4.26)$$

$$4\pi \frac{\partial m_y}{\partial y} = -i\nu \frac{\partial^2 \psi}{\partial y \partial x} + \kappa \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2}. \quad (4.27)$$

Das equações 4.26 e 4.27 encontra-se,

$$4\pi \nabla \cdot \vec{m} = \kappa \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \right). \quad (4.28)$$

Substituindo a equação 4.15 na equação 4.28, encontra-se a seguinte equação que o potencial dentro da amostra deve satisfazer:

$$(\kappa + 1) \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = 0. \quad (4.29)$$

A equação 4.29 é conhecida como equação de Walker [2]. Fora da amostra o potencial

deve satisfazer a equação de Laplace, onde $\vec{M} = 0$ de modo que $\kappa = 0$:

$$\nabla^2 \psi = 0. \quad (4.30)$$

Considerando a geometria da **Figura 40**, o fator desmagnetizante ao longo do eixo z é nulo ($N_z = 0$). Tomando a condição de contorno 4.9 e a descrição feita na **Figura 40**, escreve-se,

$$B_{\perp}|_{x=\pm t/2} = B_{\perp}|_{x=\pm t/2}. \quad (4.31)$$

ou melhor,

$$(h_x + 4\pi m_x)|_{x=\pm t/2} = h_x|_{x=\pm t/2}. \quad (4.32)$$

Usando $h_x = \partial\psi/\partial x$ e a equação 4.24, reescreve-se 4.32 como,

$$\left[(1 + \kappa) \frac{\partial\psi}{\partial x} + i\nu \frac{\partial\psi}{\partial y} \right] \Big|_{x=\pm t/2} = \left[\frac{\partial\psi}{\partial x} \right] \Big|_{x=\pm t/2}. \quad (4.33)$$

De forma semelhante, a continuidade da componente tangencial de $\vec{H}_{tot}$ requer,

$$H_{//}|_{x=\pm t/2} = H_{//}|_{x=\pm t/2} \longrightarrow \left[\frac{\psi}{\partial y} \right] \Big|_{x=\pm t/2} = \left[\frac{\psi}{\partial y} \right] \Big|_{x=\pm t/2}. \quad (4.34)$$

com isso, obtém-se:

$$\psi|_{x=\pm t/2} = \psi|_{x=\pm t/2} + cte. \quad (4.35)$$

onde a constante pode ser tomada como zero ($cte = 0$), logo:

$$\psi|_{x=\pm t/2} = \psi|_{x=\pm t/2}. \quad (4.36)$$

Para o tratamento adequado do problema toma-se o sistema de coordenadas retangulares para encontrar o potencial. Assim, por separação de variáveis pode-se propor uma solução do tipo:

$$\psi(x, y, z) = X(x)Y(y)Z(z). \quad (4.37)$$

Substituindo a solução 4.37 nas equações 4.29 e 4.30 (equações de Walker e de Laplace) encontra-se as seguintes soluções:

- Interior

$$\psi(x, y, z) = [a \sin(k_x x) + b \cos(k_x x)] e^{ik_y y} \cos(k_z z) \xrightarrow{\text{para}} |x| \leq t/2. \quad (4.38)$$

- Exterior

$$\psi(x, y, z) = \begin{cases} c e^{-k_x x} e^{ik_y y} \cos(k_z z) \xrightarrow{\text{para}} x \geq +t/2 \\ d e^{k_x x} e^{ik_y y} \cos(k_z z) \xrightarrow{\text{para}} x \leq -t/2 \end{cases} \quad (4.39)$$

onde a , b , c , e d são constantes. Além disso, os vetores de onda satisfazem as seguintes relações:

$$\begin{cases} (1 + \kappa)[(k_x)^2 + (k_y)^2] + (k_z)^2 = 0 \\ (k_x)^2 - (k_y)^2 - (k_z)^2 = 0 \end{cases} \quad (4.40)$$

Usando a condição de contorno 4.36, obtém-se:

- Para $x = +t/2$

$$a \operatorname{sen} \left(\frac{k_x t}{2} \right) + b \cos \left(\frac{k_x t}{2} \right) = c e^{-(k_x t)/2}. \quad (4.41)$$

- Para $x = -t/2$

$$-a \operatorname{sen} \left(\frac{k_x t}{2} \right) + b \cos \left(\frac{k_x t}{2} \right) = c e^{-(k_x t)/2}. \quad (4.42)$$

Das equações 4.41 e 4.42 encontra-se:

$$a = \frac{(c - d)}{2} \frac{e^{-(k_x t)/2}}{\operatorname{sen}[(k_x t)/2]}, \quad (4.43)$$

e

$$b = \frac{(c + d)}{2} \frac{e^{-(k_x t)/2}}{\cos[(k_x t)/2]}. \quad (4.44)$$

Substituindo as equações 4.43 e 4.44 nas equações 4.38 e 4.39, os potenciais ficam:

- Interior

$$\begin{aligned} \psi(x, y, z) &= \left[\frac{(c - d)}{2} \frac{\operatorname{sen}(k_x x)}{\operatorname{sen}[(k_x t)/2]} + \frac{(c + d)}{2} \frac{\cos(k_x x)}{\cos[(k_x t)/2]} \right] e^{-(k_x t)/2} e^{ik_y y} \\ &\quad \cos(k_z z) \xrightarrow{\text{para}} |x| \leq t/2. \end{aligned} \quad (4.45)$$

- Exterior

$$\psi(x, y, z) = \begin{cases} c e^{-k_x x} e^{ik_y y} \cos(k_z z) \xrightarrow{\text{para}} x \geq +t/2 \\ d e^{k_x x} e^{ik_y y} \cos(k_z z) \xrightarrow{\text{para}} x \leq -t/2 \end{cases} \quad (4.46)$$

Adotando a condição de contorno 4.33 nas equações 4.45 e 4.46 obtém-se

- Para $x = +t/2$

$$(1 + \kappa) k_x \left[\left(\frac{c - d}{2} \right) \cot \left(\frac{k_x t}{2} \right) - \left(\frac{c + d}{2} \right) \tan \left(\frac{k_x t}{2} \right) \right] + c \nu k_y = -k_x c \quad (4.47)$$

- Para $x = -t/2$

$$(1 + \kappa) k_x \left[\left(\frac{c - d}{2} \right) \cot \left(\frac{k_x t}{2} \right) + \left(\frac{c + d}{2} \right) \tan \left(\frac{k_x t}{2} \right) \right] + d \nu k_y = -k_x d \quad (4.48)$$

Com as equações 4.47 e 4.48 é possível obter as seguintes expressões:

$$\left(\frac{c-d}{c+d}\right) = \frac{-\nu k_y}{[(1+\kappa)k_x \cot[(k_x t)/2] + k_x]} \quad (4.49)$$

e

$$\left(\frac{c-d}{c+d}\right) = \frac{[(1+\kappa)k_x \tan[(k_x t)/2] - k_x]}{\nu k_y}. \quad (4.50)$$

Igualando as expressões 4.49 e 4.50 encontra-se a seguinte equação característica:

$$(k_x)^2 - (1+\kappa)^2(k_x)^2 - (\nu k_y)^2 + 2(1+\kappa)k_x^2 \cot(k_x t) = 0. \quad (4.51)$$

A equação 4.51 juntamente com as expressões 4.40 determinam o espectro dos modos consistentes com as condições de contorno. As relações entre vetores de onda (expressões 4.40) podem ser redefinidas como:

$$\begin{cases} (1+\kappa)[(k_x)^2 + (k_y)^2] + (k_z)^2 = 0 \\ (k_x)^2 = (k_y)^2 + (k_z)^2 = k^2 \end{cases} \quad (4.52)$$

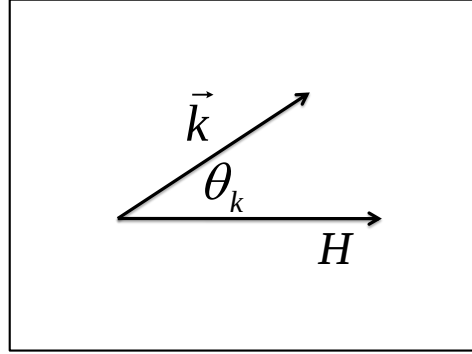


Figura 41 – Imagem ilustrativa da direção do vetor de onda $\vec{k}$ em relação ao campo magnético, enfatizando o ângulo entre eles.

Usando a geometria da **Figura 41**, escreve-se: $k_y = k \sin \theta_k$ e $k_z = k \cos \theta_k$. Além disso, é possível obter a seguinte relação:

$$k_x = \pm \sqrt{-\frac{(1+\kappa \sin^2 \theta_k)}{1+\kappa}} k = \pm \sqrt{-\delta} k. \quad (4.53)$$

Então, usando $k_x = +\sqrt{-\delta}k$, $k_y = k\sin\theta_k$ e $k_z = k\cos\theta_k$, na equação 4.51 obtém-se:

$$2(1 + \kappa)\sqrt{-\delta}\cot(k_x t) + \delta(1 + \kappa)^2 - \nu^2\sin^2\theta_k + 1 = 0. \quad (4.54)$$

A expressão 4.54 é conhecida como equação de Damon-Eshbach. Essa equação descreve os possíveis modos em um filme homogêneo. Entre esses modos estão os modos de superfície e de volume. Vamos analisar agora esses dois regimes de espectros de modos separadamente. Primeiro para $\delta > 0$ onde k_x é imaginário, resultando em modos de superfície. Segundo para $\delta < 0$ onde todas as componentes do vetor de onda são reais, correspondendo ao modo de volume.

4.1.1.1 Modos de superfície para propagação perpendicular ao campo

Para os modos de superfície no caso particular, $\theta_k = \pi/2$, tem-se $\delta = 1$ e $k_x = (-1)^{1/2}k = \pm ik$. Então, considerando $k_x = +ik$ a equação 2.54 é reescrita como:

$$2(1 + \kappa)\coth(kt) + \delta(1 + \kappa)^2 - \nu^2 + 1 = 0. \quad (4.55)$$

A solução para a equação 4.55 é obtida analiticamente e pode ser expressa da seguinte forma:

$$\Omega^2 = \Omega_H^2 + \Omega_H + \frac{1}{2} \left[\frac{1}{1 + \coth(kt)} \right], \quad (4.56)$$

ou melhor,

$$\omega_{DS}(k) = \pm \sqrt{\omega_H^2 + \omega_M\omega_H + \frac{\omega_M^2}{4}(1 - e^{-2tk})}. \quad (4.57)$$

onde $\omega_H = \gamma H$, $\omega_M = \gamma 4\pi M_S$ e $\omega_{DS}(k)$ é a frequência dos modos de superfície puros.

4.1.1.2 Modos de volume para propagação na direção do campo

Para o modo de volume no caso particular de $\theta_k = 0$, a equação 2.54 fica:

$$2(1 + \kappa)\cot(k_x t) + \delta(1 + \kappa)^2 + 1 = 0. \quad (4.58)$$

Neste caso, $\delta = 1/(1 + \kappa)$. A equação 4.58 pode ser resolvida apenas numericamente. Para $k_y = 0$, onde a propagação da onda ocorre na direção de k_z e tem-se, $k_x = +\sqrt{-\delta}k_z = +\sqrt{-\delta}k$. Dito isso, reescreve a equação 4.58 como:

$$2\coth \left[\frac{kt}{\sqrt{1 + \kappa}} \right] + \frac{1}{\sqrt{1 + \kappa}} + \sqrt{1 + \kappa} = 0. \quad (4.59)$$

Usando 4.22 reescreve-se 4.59 como:

$$\Omega_H^2 + 4\Omega_H(\Omega_H^2 - \Omega^2) \left[\frac{1}{2} - \coth \left(\frac{kt}{\sqrt{1+\kappa}} \right) \right] + 4(\Omega_H^2 - \Omega^2) \left[1 - \coth \left(\frac{kt}{\sqrt{1+\kappa}} \right) \right] = 0. \quad (4.60)$$

4.2 Teoria semi-clássica para ondas magnetoelásticas em um meio ferro-magnético

Os primeiros estudos da interação entre mágnons e fônons datam da década de 50. A discussão de como essas duas partículas interagem sempre foi alvo de intensa investigação [4-15]. Aqui será discutido o comportamento desse fenômeno para um cristal cúbico. A abordagem será feita encima da interação magnetoelástica em um campo uniforme e em um campo não uniforme.

4.2.1 Ondas magnetoelásticas em um campo magnético uniforme

Inicialmente se realizará uma derivação das equações acopladas de movimento de ondas magnetoelásticas tratadas como campos clássicos seguindo a formulação de Kittel [16]. A densidade da lagrangiana e a densidade hamiltoniana são definidas por $\mathfrak{S}$ e $\mathfrak{R}$, respectivamente. Logo, escreve-se:

$$\mathfrak{S} = \mathfrak{S}_{Ze} + \mathfrak{S}_{ex} + \mathfrak{S}_{m-e} + \mathfrak{S}_e, \quad (4.61)$$

$$\mathfrak{R} = \mathfrak{R}_{Ze} + \mathfrak{R}_{ex} + \mathfrak{R}_{m-e} + \mathfrak{R}_e, \quad (4.62)$$

onde os índices Ze , ex , $m-e$ e e indicam os termos, respectivamente, Zeeman, exchange, interação magnetoelástica e elástica. Esta abordagem será feita para ondas que se propagam com vetor de onda ($\vec{k}$) paralelo ao campo magnético estático ($\vec{H}$), de modo que o campo dipolar pode ser negligenciado. O sistema de coordenadas cartesianas adotado aqui têm seus eixos situados ao longo das direções cristalográficas [100].

4.2.1.1 Termo Zeeman

A densidade lagrangiana pode ser escrita para $M_y \ll M_S$ na forma

$$\mathfrak{S}_{Ze} = \left(\frac{M_y}{\omega_S} \right) \frac{dM_x}{dt} - \gamma (M_x^2 + M_y^2) \frac{H}{2\omega_S}, \quad (4.63)$$

onde H é o campo estático ao longo da direção $\hat{z}$, $\omega_S = \gamma M_S$ e M_S é a magnetização de saturação. Deve-se observar que a expressão $M_z = [M_S^2 - M_x^2 - M_y^2]^{1/2}$ foi expandida, de modo que,

$$M_z = M_S \left(1 - \frac{M_x^2 + M_y^2}{2M_S^2} + \dots \right), \quad (4.64)$$

neste caso, preservou-se apenas os termos inferiores a segunda ordem [17] em M_x e M_y . Quando se substitui a equação 4.63 nas equações de movimento de Lagrange para um campo,

$$\frac{\partial \mathfrak{S}}{\partial Y_i} - \frac{d}{dt} \left[\frac{\partial \mathfrak{S}}{\partial (\partial Y_i / \partial t)} \right] - \sum_j \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\partial \mathfrak{S}}{\partial (\partial Y_i / \partial x_j)} \right] = 0, \quad (4.65)$$

encontra-se as equações usuais de movimento de um sistema de spin. Fazendo $Y_i = M_x$, obtém-se

$$\frac{dM_y}{dt} = -\gamma H M_x, \quad (4.66)$$

similarmente, tomando $Y_i = M_y$, encontra-se:

$$\frac{dM_x}{dt} = \gamma H M_y. \quad (4.67)$$

As equações 4.66 e 4.67 são as equações usuais de ressonância de um sistema de spins. O Hamiltoniano é obtido usando a densidade de momento,

$$P = \frac{\partial \mathfrak{S}}{\partial (dM_x/dt)} = \frac{\partial \mathfrak{S}_{Ze}}{\partial (dM_x/dt)} = \frac{M_y}{\omega_S}, \quad (4.68)$$

logo, obtém-se

$$\mathfrak{R}_{Ze} = P \frac{dM_x}{dt} - \mathfrak{S}_{Ze} = \left(\frac{\omega_0}{2\omega_S} \right) (\omega_S^2 P^2 + Y^2), \quad (4.69)$$

onde $\omega_0 = \gamma H$ e define-se o deslocamento de campo Y por $Y \equiv M_x$.

4.2.1.2 Termo de troca (exchange)

A densidade hamiltoniana de exchange pode ser escrita como [15, 17],

$$\mathfrak{R} = \left(\frac{A}{M_S^2} \right) [\omega_S^2 (\nabla P)^2 + (\nabla Y)^2], \quad (4.70)$$

desprezando os termos em M_x e M_y acima da segunda ordem. Se P e Y tiverem uma dependência do tipo $e^{i(\omega t - kz)}$, tem-se:

$$\mathfrak{R}_{ex} = - \left(\frac{Ak^2}{M_S^2} \right) (\omega_S^2 P^2 + Y^2), \quad (4.71)$$

onde agora P e Y são escritos como as amplitudes do momento e do deslocamento do campo.

4.2.1.3 Termo da interação magnetoelástica

A interação entre a direção da magnetização e a tensão elástica (observada como magnetostricção) é descrita pelo acoplamento magnetoelástico [18]. Em primeira ordem nos componentes de deformação S_{ij} e para a segunda ordem nos cossenos diretores, o

acoplamento em um cristal cúbico é descrito pela densidade de energia magnetoelástica, dada por:

$$E_{m-e} = b_1 (\alpha_x^2 S_{xx} + \alpha_y^2 S_{yy} + \alpha_z^2 S_{zz}) + 2b_2 (\alpha_x \alpha_y S_{xy} + \alpha_y \alpha_z S_{yz} + \alpha_z \alpha_x S_{zx}). \quad (4.72)$$

Se a magnetização de saturação está ao longo da direção $\hat{z}$, devemos manter uma descrição linear apenas para os termos $\alpha_y \alpha_z S_{yz}$ e $\alpha_z \alpha_x S_{zx}$ em M_x e M_y . A densidade hamiltoniana $\mathfrak{R}_{m-e}$, associada a estes termos de interação é

$$\mathfrak{R}_{m-e} = \left(\frac{2b_2}{M_S} \right) (\omega_S P S_{yz} + Y S_{zx}), \quad (4.73)$$

onde as componentes de cisalhamento são definidas por

$$S_{yz} \equiv \frac{1}{2} \left(\frac{\partial R_y}{\partial z} + \frac{\partial R_z}{\partial y} \right), \quad (4.74)$$

$$S_{zx} \equiv \frac{1}{2} \left(\frac{\partial R_z}{\partial x} + \frac{\partial R_x}{\partial z} \right). \quad (4.75)$$

Aqui $\vec{R}$ é o vetor de deslocamento de um ponto no sólido definido como origem à um ponto qualquer.

4.2.1.4 Termo de interação elástica

A densidade hamiltoniana $\mathfrak{R}_e$ associada a interação elástica para um cristal cúbico com isotropia elástica é,

$$\mathfrak{R}_e = \frac{1}{2\rho} (\wedge_x^2 + \wedge_y^2 + \wedge_z^2) + \mu \sum_{i,j} S_{ij}^2 + \beta \left(\sum_i S_{ii} \right)^2, \quad (4.76)$$

onde

$$\vec{\Lambda} = \rho \frac{d\vec{R}}{dt}, \quad (4.77)$$

é a densidade de momento conjunto com a coordenada $\vec{R}$. Aqui μ e β são constantes elásticas, ρ é a densidade média de massa.

4.2.1.5 Hamiltoniano total

A densidade hamiltoniana total é encontrada ao combinar as equações 4.69, 4.71, 4.73 e 4.76,

$$\begin{aligned} \Re = & \left(\frac{\omega_0}{2\omega_S} \right) (\omega_S^2 P^2 + Y^2) + \left(\frac{A}{M_S^2} \right) [\omega_S^2 (\nabla P)^2 + (\nabla Y)^2] + \left(\frac{2b_2}{M_S} \right) (\omega_S P S_{yz} + Y S_{zx}) \\ & \frac{1}{2\rho} (\wedge_x^2 + \wedge_y^2 + \wedge_z^2) + \mu \sum_{i,j} S_{ij}^2 + \beta \left(\sum_i S_{ii} \right)^2. \end{aligned} \quad (4.78)$$

Para determinar as equações de movimento considera-se as seguinte relações para o Hamiltoniano,

$$\frac{dY}{dt} = -\frac{\partial \Re}{\partial P} + \sum_{\zeta} \frac{\partial}{\partial x_{\zeta}} \left[\frac{\partial \Re}{\partial (\partial P / \partial x_{\zeta})} \right], \quad (4.79)$$

$$\frac{dP}{dt} = \frac{\partial \Re}{\partial Y} - \sum_{\zeta} \frac{\partial}{\partial x_{\zeta}} \left[\frac{\partial \Re}{\partial (\partial Y / \partial x_{\zeta})} \right], \quad (4.80)$$

equações similares podem ser obtidas para os termos envolvendo $d\vec{\Lambda}/dt$ e $d\vec{R}/dt$. Introduzindo a equação 4.78 nas equações de movimento para, dP/dt , dY/dt , $d\vec{\Lambda}/dt$ e $d\vec{R}/dt$, obtém-se

$$\frac{dY}{dt} = - \left[\left(\omega_0 \omega_S + \frac{2A\omega_S^2}{M_S^2} \nabla^2 \right) P + \frac{2b_2}{M_S} S_{zx} \right], \quad (4.81)$$

$$\frac{dP}{dt} = \left[\left(\frac{\omega_0}{\omega_S} + \frac{2A}{M_S^2} \nabla^2 \right) Y + \frac{2b_2 \omega_S}{M_S} S_{yz} \right], \quad (4.82)$$

$$\frac{d\wedge_x}{dt} = \mu \nabla^2 R_x + (\mu + 2\beta) \frac{\partial}{\partial x} (\nabla \cdot \vec{R}) + \frac{b_2}{M_S} \left(\frac{\partial Y}{\partial z} \right), \quad (4.83)$$

$$\frac{d\wedge_y}{dt} = \mu \nabla^2 R_y + (\mu + 2\beta) \frac{\partial}{\partial y} (\nabla \cdot \vec{R}) + \frac{b_2 \omega_S}{M_S} \left(\frac{\partial P}{\partial z} \right), \quad (4.84)$$

e

$$\frac{d\wedge_z}{dt} = \mu \nabla^2 R_z + (\mu + 2\beta) \frac{\partial}{\partial z} (\nabla \cdot \vec{R}) + \frac{b_2}{M_S} \left(\frac{\partial Y}{\partial x} + \omega_S \frac{\partial P}{\partial y} \right). \quad (4.85)$$

Substituindo as equações 4.66, 4.67, 4.68, 4.74, 4.75 e 4.77 nas equações 4.81, 4.82, 4.83, 4.84 e 4.85 encontra-se [4],

$$\frac{dm_x}{dt} = -\gamma \left[(H - D\nabla^2) m_y + b_2 \left(\frac{\partial R_y}{\partial z} + \frac{\partial R_z}{\partial y} \right) \right], \quad (4.86)$$

$$\frac{dm_y}{dt} = \gamma \left[(H - D\nabla^2) m_x + b_2 \left(\frac{\partial R_x}{\partial z} + \frac{\partial R_z}{\partial x} \right) \right], \quad (4.87)$$

$$\rho \frac{d^2 R_x}{dt^2} = \mu \nabla^2 R_x + (\mu + 2\beta) \frac{\partial}{\partial x} (\nabla \cdot \vec{R}) + \frac{b_2}{M_S} \left(\frac{\partial m_x}{\partial z} \right), \quad (4.88)$$

$$\rho \frac{d^2 R_y}{dt^2} = \mu \nabla^2 R_y + (\mu + 2\beta) \frac{\partial}{\partial y} (\nabla \cdot \vec{R}) + \frac{b_2}{M_S} \left(\frac{\partial m_y}{\partial z} \right) \quad (4.89)$$

e

$$\rho \frac{d^2 R_z}{dt^2} = \mu \nabla^2 R_z + (\mu + 2\beta) \frac{\partial}{\partial z} (\nabla \cdot \vec{R}) + \frac{b_2}{M_S} \left(\frac{\partial m_x}{\partial x} + \frac{\partial m_y}{\partial y} \right), \quad (4.90)$$

onde $D = 2A/M_S$. Como a propagação da onda ocorre na direção do campo magnético estático, nenhuma variação ocorre nas direções x e y . Dito isso, é conveniente introduzir variáveis complexas

$$\begin{cases} \alpha = \alpha_x + i\alpha_y, \\ R = R_x + iR_y, \end{cases} \quad (4.91)$$

onde $\alpha = m/M_S$, $\alpha_x = m_x/M_S$ e $\alpha_y = m_y/M_S$. As primeiras quatro equações 4.86, 4.87, 4.88 e 4.89 podem ser reduzidas utilizando as equações 4.91 à duas equações complexas simples,

$$\frac{d\alpha}{dt} = i\gamma \left[\left(H - D \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \alpha + \frac{b_2}{M_S} \left(\frac{\partial R}{\partial z} \right) \right] \quad (4.92)$$

e

$$\rho \frac{d^2 R}{dt^2} = \mu \frac{\partial^2 R}{\partial z^2} + b_2 \frac{\partial \alpha}{\partial z}. \quad (4.93)$$

A equação 4.90 não está acoplada as outras quatro no presente caso e descreve as vibrações elásticas longitudinais. Considerando a dependência espacial e temporal de m e R do tipo, $\exp[i(\omega t - kz)]$, os coeficientes α e R satisfazem um conjunto de equações algébricas lineares

$$\begin{cases} (\omega - \omega_m) \alpha + i \left(\frac{\gamma b_2 k}{M_S} \right) R = 0, \\ -i \left(\frac{b_2 k}{\rho} \right) \alpha + (\omega^2 - \omega_f^2) R = 0, \end{cases} \quad (4.94)$$

que podem ser escritos em forma matricial,

$$\begin{vmatrix} (\omega - \omega_m) & i\gamma b_2 k / M_S \\ -ib_2 k / \rho & (\omega^2 - \omega_f^2) \end{vmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \alpha \\ R \end{pmatrix} = 0. \quad (4.95)$$

Aqui $\omega_m = \gamma(H + Dk^2)$ é a frequência da onda de spin (mágnon), $\omega_f = v_{ft}k_f$ é a frequência da onda elástica transversal (fônon transversal) e $v_{ft} = (\mu/\rho)^{1/2}$ é a velocidade dos fônons transversais. As duas equações 4.95 são compatíveis se o determinante secular for nulo. Assim, obtém-se a relação de dispersão para ondas magnetoelásticas propagando na direção do campo

$$(\omega - \omega_m)(\omega^2 - \omega_f^2) - \frac{1}{2} \omega_f \sigma_k^2 = 0, \quad (4.96)$$

onde

$$\sigma_k = b_2 \sqrt{\frac{2\gamma k}{\rho v_{ft} M_S}}. \quad (4.97)$$

Para a discussão subsequente, a região importante é aquela em que os modos não perturbados se cruzam. Considera-se que ω_{cr} é a frequência de cruzamento na qual isso

acontece. Nessa região $\omega + \omega_f \approx 2\omega_{cr}$ e a equação 4.96 pode ser aproximada por

$$(\omega - \omega_m)(\omega - \omega_f) - \frac{\sigma_{k,cr}^2}{4} = 0, \quad (4.98)$$

onde

$$\sigma_{k,cr} = \sigma_k|_{k=k_{cr}}. \quad (4.99)$$

A equação 4.98 é uma equação de segundo grau em ω , de modo que suas soluções são:

$$\omega_1(k) = \frac{\omega_m + \omega_f}{2} + \omega_S, \quad (4.100)$$

$$\omega_2(k) = \frac{\omega_m + \omega_f}{2} - \omega_S, \quad (4.101)$$

onde,

$$\omega_S = \sqrt{\omega_\delta^2 + \frac{\sigma_k^2}{4}}, \quad \omega_\delta = \frac{\omega_m - \omega_f}{2}. \quad (4.102)$$

A variação das frequências dos modos normais com o número de onda são dadas pelas equações 4.100 e 4.101. Na região de cruzamento, os modos normais são misturas de excitações magnética e elástica. Considerando $\omega_m = \omega_f = \omega_{cr}$ na equação 4.98, encontra-se as seguintes soluções

$$\omega_1^* = \omega_{cr} + \frac{\sigma_{k,cr}}{2} \quad (4.103)$$

e

$$\omega_2^* = \omega_{cr} - \frac{\sigma_{k,cr}}{2} \quad (4.104)$$

de modo que a separação mínima das frequências dos dois ramos é $\sigma_{k,cr}$.

4.2.2 Ondas magnetoelásticas em um campo magnético não uniforme

Para discutir a interação magnetoelástica em um campo não uniforme considera-se a discussão feita na seção anterior, ou seja, as ondas se propagam na direção do campo magnético, de modo que as equações de movimento são descritas pelas equações 4.92 e 4.93. Para um campo magnético não uniforme na direção z ($H_{nu}(z)$), os vetores de ondas dos mágnons satisfazem a relação [19]

$$k_m^2(z) = \left[\frac{(\omega_m/\gamma) - H(z)}{D} \right], \quad (4.105)$$

onde $H(z) = H + H_{nu}(z)$ é o campo magnético total e H é o campo externo. Uma dependência temporal do tipo α , $R \sim \exp(i\omega t)$ no presente contexto, implica que a precessão é circular (em vez de elíptica) e que as ondas elásticas são polarizadas circularmente [19]. É conveniente substituir as variáveis α e R nas equações 4.92 e 4.93 por novas variáveis

u e v definidas por

$$\begin{cases} u = \sqrt{DM_S}\alpha, \\ v = \sqrt{\mu}R, \end{cases} \quad (4.106)$$

de modo que as equações 4.92 e 4.93 se tornam

$$\frac{d^2u}{dz^2} + k_m^2 u - A_c \frac{dv}{dz} = 0, \quad (4.107)$$

$$\frac{d^2v}{dz^2} + k_f^2 v + A_c \frac{du}{dz} = 0, \quad (4.108)$$

onde k_m é dado pela equação 4.105, $k_f = \omega_f/v_{pt}$ e $A_c = b_2/\sqrt{DM_S\mu}$ é um número de onda característico que para os presentes fins é uma medida adequada da força de interação magnetoelástica. Afim de simplificar a discussão das equações 4.107 e 4.108 assume-se que o número de onda do mágnon k_m tende a valores constantes quando z tende a $+\infty$ ou $-\infty$. A teoria apresentada nas subseções seguintes mostra que a conversão ocorre principalmente na vizinhança do ponto de cruzamento, como é esperado.

4.2.2.1 Fluxo de energia magnetoelástica

O vetor de fluxo de energia $\vec{S}_{fe}$ pode ser definido como aquele cuja a divergência negativa é igual a taxa de variação da densidade de energia total (E_{to}). A densidade de energia magnética (E_m) no caso em questão, consiste em contribuições magnéticas Zeeman e energia de exchange,

$$E_m = \frac{1}{2} \left[HM_S \alpha \alpha^* + DM_S \left(\frac{d\alpha}{dz} \right) \left(\frac{d\alpha^*}{dz} \right) \right]. \quad (4.109)$$

onde o asterisco (*) significa complexo conjugado (c.c.). As contribuições para a energia elástica (E_e) vem da energia cinética e potencial, ou seja,

$$E_e = \frac{1}{2} \left[\rho \left(\frac{dR}{dt} \right) \left(\frac{dR^*}{dt} \right) + \mu \left(\frac{dR}{dz} \right) \left(\frac{dR^*}{dz} \right) \right], \quad (4.110)$$

e a energia de interação magnetoelástica é,

$$E_{m-e} = \frac{b_2}{2} \left[\alpha \left(\frac{dR^*}{dz} \right) + \alpha^* \left(\frac{dR}{dz} \right) \right]. \quad (4.111)$$

A densidade de energia total (E_{to}) é dada pelas equações 4.109, 4.110 e 4.111, ou seja,

$$E_{to} = E_m + E_e + E_{m-e}. \quad (4.112)$$

A componente z do vetor de fluxo de energia é dada por [19],

$$S_{fe}^z = -\frac{1}{2} \left\{ \left[DM_S \left(\frac{d\alpha^*}{dt} \right) \left(\frac{d\alpha}{dz} \right) + \mu \left(\frac{dR^*}{dt} \right) \left(\frac{dR}{dz} \right) + b_2 \left(\frac{dR^*}{dt} \right) \alpha \right] + c.c. \right\}, \quad (4.113)$$

onde $c.c.$ indica o complexo conjugado da expressão precedente. As equações 4.112 e 4.113 obedecem a relação

$$\frac{dE_{to}}{dt} + \frac{dS_{fe}^z}{dz} = 0. \quad (4.114)$$

É possível observar que a equação 4.114 é uma espécie de “equação da continuidade”, o que mostra que $\vec{S}_{fe}$ é realmente o fluxo de energia. Considerando uma dependência periódica no tempo o fluxo de energia (equação 4.114) pode ser reescrito em termos de u e v como

$$S_{fe}^z = \frac{i\omega}{2} \left\{ \left[u^* \left(\frac{du}{dz} \right) + v^* \left(\frac{dv}{dz} \right) + A_c v^* u \right] - c.c. \right\}. \quad (4.115)$$

As equações 4.113 e 4.115 mostram que o fluxo de energia contém uma componente magnetoelástica separada em adição as componentes puramente magnéticas e puramente elásticas. A componente magnetoelástica pode ser esperada para ser pequena em comparação as outras duas componentes nas condições físicas prevalecentes, isso ocorre devido ao fator A_c ser geralmente pequeno em comparação à k_f e k_m .

4.2.2.2 Aproximação de acoplamento fraco

Para o acoplamento fraco a onda de spin excitada passa por uma região de transição substancialmente inalterada. A amplitude da onda elástica gerada pela onda de spin é pequena por comparação. Por esse motivo, a reação da excitação elástica na onda de spin (o termo $A_c dv/dz$ na equação 4.107) pode ser desprezada. O termo de acoplamento $A_c du/dz$ na equação 4.108 pode então ser considerado como uma força motriz que atua em v . Um conjunto de soluções fundamentais da parte homogênea desta equação é

$$\begin{cases} v_1 = e^{-ik_f z}, \\ v_2 = e^{ik_f z}. \end{cases} \quad (4.116)$$

Assim, a solução geral é:

$$v(z) = B_1 v_1 + B_2 v_2, \quad (4.117)$$

onde,

$$B_1 = A_1 + \left(\frac{A_c}{2ik_f} \right) \int_{z_0}^z v_2 \left(\frac{du}{dz} \right) d\xi \quad (4.118)$$

e

$$B_2 = A_2 - \left(\frac{A_c}{2ik_f} \right) \int_{z_0}^z v_1 \left(\frac{du}{dz} \right) d\xi, \quad (4.119)$$

sendo que os coeficientes A_1 e A_2 devem ser escolhidos adequadamente para satisfazer as condições de contorno. Tem-se usado o fato de que o Wronskiano (W) é

$$W = \left(\frac{dv_1}{dz} \right) v_2 - \left(\frac{dv_2}{dz} \right) v_1 = -2ik_f. \quad (4.120)$$

O fluxo de energia elástica associada com a solução 4.117 de acordo com as equações 4.115, 4.116-4.120 é,

$$S_f^z = \frac{i\omega}{2} \left[v^* \left(\frac{dv}{dz} \right) - c.c. \right] = \omega k_f (|B_1|^2 + |B_2|^2). \quad (4.121)$$

Assume-se agora que a onda de spin descrita pela função de onda $u(z)$ é gerada na região de z negativo e se propaga na direção z positivo. Supondo que a onda de spin é ligeiramente amortecida, pode-se assumir que as equações 4.118 e 4.119 convergem mesmo quando se estende para $+\infty$ e $-\infty$. Se a excitação da onda de spin é bem comportada, de modo que existe uma alta propagação pode-se admitir que $B_1(-\infty) = B_2(+\infty) = 0$, ou alternativamente:

$$B_1 = \left(\frac{A_c}{2ik_f} \right) \int_{-\infty}^z v_2 \left(\frac{du}{dz} \right) d\xi \quad (4.122)$$

e

$$B_2 = \left(\frac{A_c}{2ik_f} \right) \int_z^{\infty} v_1 \left(\frac{du}{dz} \right) d\xi. \quad (4.123)$$

Se o número de onda do mágnon varia lentamente com z , a equação de onda magnética pode ser resolvida aproximadamente pelo método WKB [20]. Uma onda viajando na direção $+z$ é descrita pela solução

$$u = \frac{A_{am}}{\sqrt{k_m}} e^{(-i \int_0^z k_m d\xi)}. \quad (4.124)$$

onde A_{am} é uma amplitude arbitrária e o limite inferior de integração no expoente foi escolhido de forma a coincidir com o ponto de cruzamento. O fluxo de energia magnética associada a esta onda é

$$S_m^z = \frac{i\omega}{2} \left[u^* \left(\frac{du}{dz} \right) - c.c. \right] = \omega |A|^2. \quad (4.125)$$

Agora considera-se a onda elástica propagante gerada pela onda de spin (equação 4.124). De acordo com a equação 4.117 sua amplitude para z positivo é grande e é dada por $B_1(\infty)$. É evidente a partir das equações 4.118 e 4.119 que a proximidade do ponto de cruzamento contribui mais fortemente para $B_1(\infty)$, porque o integrando varia lentamente nesta região. A integral na equação 4.122 pode, portanto, ser avaliada de forma aproximada, expressando $k_m(z)$ como uma série de potências em z e levando

apenas os primeiros termos em consideração. A série é dada por,

$$k_m(z) = k_f + \left(\frac{dk_m}{dz} \right) z + \frac{1}{2} \left(\frac{d^2 k_m}{dz^2} \right) z^2 + \dots, \quad (4.126)$$

onde as derivadas são tomadas no ponto de cruzamento. Assim,

$$\int_0^z (k_m - k_f) d\xi = \frac{1}{2} \left(\frac{dk_m}{dz} \right) z^2 + \frac{1}{6} \left(\frac{d^2 k_m}{dz^2} \right) z^3 + \dots \quad (4.127)$$

A ordem mais baixa em $(1/k_f^2)(dk_m/dz)$ de acordo com as equações 4.116, 4.118, 4.124 e 4.127 produz,

$$B_1(\infty) = - \left(\frac{A_c A_{am}}{2\sqrt{k_f}} \right) \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{i}{2} \left(\frac{dk_m}{dz} \right) z^2} dz, \quad (4.128)$$

$$B_1(\infty) = - \left(\frac{A_c A_{am}}{2\sqrt{k_f}} \right) \sqrt{\frac{\pi}{(dk_m/dz)}} (1 - i). \quad (4.129)$$

Assim, a eficiência de conversão magnetoelástica é de acordo com as equações 4.121, 4.125 e 4.129

$$\eta_{m-f} = \frac{\pi A_{am}^2}{(dk_m/dz)} = \frac{dH_{cr}/dz}{|dH/dz|} = \frac{H'_{cr}}{|H'|} \xrightarrow{\text{para}} |H'| \ll H'_{cr}, \quad (4.130)$$

onde $H'_{cr} = \pi b_2^2 \omega / (v_{ft} M_S \mu)$ é o gradiente crítico de campo magnético. Em adição a onda elástica propagante discutida até agora, uma onda elástica reversa é gerada pela interação magnetoelástica. A amplitude desta onda é dada pelo coeficiente B_2 da equação 4.123. Neste caso, o integrando varia rapidamente por todo o intervalo de integração de modo que B_2 é pequeno em comparação com B_1 .

4.2.2.3 Aproximação de acoplamento forte

Se o acoplamento é forte [ou seja, se $A_c^2/(dk_m/dz) \gg 1$] a teoria descrita na seção anterior, obviamente não é aplicável [19]. Pode ser possível melhorar a teoria, tendo os termos anteriormente negligenciados em conta agora, por meio de uma teoria de perturbação refinada. Para acoplamento muito forte esta abordagem não parece promissora, isso porque a teoria da perturbação teria de ser realizada em uma ordem muito elevada. Sob essas condições a abordagem de acoplamento forte descrita nesta seção é preferível. Nesta abordagem reescreve-se as equações magnetoelásticas de movimento expressando-as em termo das amplitudes das ondas magnetoelásticas em vez das amplitudes das ondas magnéticas (u) e ondas elásticas (v) como anteriormente (equações 4.107 e 4.108).

Se o número de onda do mágnon k_m é constante o problema é resolvido, isso porque a interação magnetoelástica é rigorosamente tida em conta. Qualquer variação de k_m com

z , no entanto, leva a uma interação entre várias ondas magnetoelásticas. Esta interação é pequena quando k_m varia lentamente com z e pode ser tida em conta pela teoria da perturbação. Os números efetivos de onda magnetoelásticas podem ser facilmente obtidos a partir das equações 4.107 e 4.108. Supondo que $u, v \sim \exp(ikz)$, encontra-se a equação secular,

$$(k^2 - k_m^2)(k^2 - k_f^2) - A_c^2 k^2 = 0, \quad (4.131)$$

ou melhor,

$$(\omega^2 - \omega_m^2)(\omega^2 - \omega_f^2) - \sigma_k^2 \omega^2 = 0, \quad (4.132)$$

onde $\sigma_k = A_c v_{ft}$. As equações 4.131 e 4.132 possuem quatro soluções em k ou ω , correspondendo a dois tipos de ondas magnetoelásticas que se propagam no sentido positivo e negativo de z . Perto do ponto de cruzamento, ou seja, em $\omega \simeq \omega_m \simeq \omega_f$ (ou $k \simeq k_m \simeq k_f$) a equação secular 4.132 se torna a equação 4.98, como era de se esperar para uma dependência uniforme em k (ondas planas). Isso mostra que os números de ondas efetivos aproximam-se um do outro, perto do ponto de cruzamento, e que a separação mínima é dada por σ_k .

As equações magnetoelásticas de movimento 4.107 e 4.108 foram expressas anteriormente como um conjunto de duas equações de segunda ordem acopladas. Este conjunto pode ser substituído por um conjunto equivalente de quatro equações de primeira ordem acopladas [19]. Esta descrição possui como base a teoria WKB [20] e muitas aproximações são feitas até chegar a seguinte taxa de conversão mágnon-fônon [21],

$$\eta_{m \rightarrow f} = 1 - \eta_{4 \rightarrow 2}. \quad (4.133)$$

onde,

$$\eta_{4 \rightarrow 2} = \left| \frac{\pi}{2} \cosh \left[\frac{\pi A_c^2}{4(dk_m/dz)} \right] \right|^2. \quad (4.134)$$

Uma das considerações importantes para se escrever a taxa de conversão expressa pela equação 4.133, está no fato da onda refletida poder ser negligenciada para uma boa aproximação, isso por que a amplitude da onda refletida gerada na região de transição é sempre pequena em comparação com a amplitude da onda transmitida. É importante observar que a taxa de conversão para a frente $\eta_{4 \rightarrow 2}$ refere-se à conversão entre os diferentes ramos do espectro magnetoelástico. A natureza das ondas magnetoelástica muda radicalmente na região de cruzamento da predominância magnética para a predominância elástica ou vice-versa. Assim, $\eta_{4 \rightarrow 2}$ refere-se ao fluxo de energia entrando na região de interação como uma onda predominantemente magnética com relação a energia que flui para fora da região de interação como uma onda predominantemente magnética.

É instrutivo expressar a eficiência de conversão mágnon-fônon no regime de acoplamento forte em termos do gradiente de campo H' no ponto de cruzamento. Substituindo o cosseno hiperbólico na equação 4.133 pela metade da exponencial positiva, consistente com a aproximação de acoplamento forte, escreve-se:

$$\eta_{m-f} = 1 - \pi^2 e^{(-H'_{cr}/|H'|)}, \quad (4.135)$$

onde foi usado as expressões obtidas anteriormente para $A_c = b_2/\sqrt{DM_S\mu}$ e $H'_{cr} = \pi b_2^2 \omega / (v_{ft} M_S \mu)$.

4.3 Teoria quântica para ondas magnetoelásticas

Observa-se que as teorias semi-clássicas usadas para descreverem a interação magnetoelástica necessitam de muitas considerações para mostrarem a física envolvida. A complexidade aumenta quando o campo magnético se torna não uniforme com dependência temporal ou espacial. Isso de certa forma é esperado tendo em vista que a melhor descrição do problema deve ser feita usando teoria quântica. A interação magnetoelástica para um campo magnético uniforme já está bem estabelecida [21, 22]. Para um campo não uniforme com dependência temporal foi descrita por Sergio C. Guerreiro e Sergio M. Rezende [21]. Então, existe a necessidade de uma teoria quântica que descreva a interação magnetoelástica em um campo magnético espacialmente não uniforme, o que foi desenvolvida nesta tese, como apresentado abaixo.

4.3.1 Conversão mágnon-fônon em um campo magnético não uniforme

A teoria apresentada neste trabalho considera sempre a abordagem contínua para descrever o Hamiltoniano do sistema. O campo magnético externo está aplicado na direção perpendicular à direção de propagação da onda, para ser utilizada para descrever os resultados experimentais desta tese. A nossa descrição física é apresentada para um cristal cúbico, como na seção de revisão deste capítulo. O sistema de coordenadas cartesianas adotado aqui também têm seus eixos situados ao longo das direções cristalográficas [100]. Sabemos que $\sum_k / N \rightarrow V \int_0^\infty d^3k / (2\pi)^3$, onde aqui tomamos por simplicidade $V = 1$.

4.3.1.1 Mágnons

O Hamiltoniano magnético consiste das seguintes interações: de troca (exchange), Zeeman, anisotrópica e dipolar. Para aplicação da segunda quantização nos termos do Hamiltoniano magnético do sistema consideramos a magnetização como um campo e a descrevemos em termos das relações de Holstein-Primakoff [23-25]. Esta abordagem é

uma descrição alternativa ao tratamento em termos de spins individuais. Introduzimos a magnetização pela relação

$$\vec{M}(\vec{r}) = \hbar\gamma\vec{S}(\vec{r}), \quad (4.136)$$

onde usamos $g\mu_B = \hbar\gamma$, sendo $\hbar$ a constante reduzida de Planck e $\vec{S}(\vec{r}) = S(\vec{r})\hat{r}$ é o vetor operador de densidade de spin, definido por

$$S(\vec{r}) = \frac{1}{2} \sum_i \sigma_i \delta(\vec{r} - \vec{r}_i), \quad (4.137)$$

aqui σ_i são matrizes semelhantes as matrizes de Pauli e $\delta(\vec{r} - \vec{r}_i)$ é a delta de Dirac. Usando a relação $[\sigma_{ix}, \sigma_{jy}] = 2i\sigma_{ij}\delta_{ij}$, chega-se a relação de comutação para o operador de densidade de spin $[S_x(\vec{r}), S_y(\vec{r}')] = iS_z(\vec{r})\delta(\vec{r} - \vec{r}')$. Dessa forma, o campo $\vec{M}(\vec{r})$ satisfaz as seguintes relações de comutação

$$[m^+(\vec{r}), m^-(\vec{r}')] = 2\hbar\gamma M_z(\vec{r})\delta(\vec{r} - \vec{r}'), \quad (4.138)$$

onde a seguinte relação foi usada,

$$m^\pm(\vec{r}) = m_x(\vec{r}) \pm im_y(\vec{r}). \quad (4.139)$$

Partindo do fato de que o equilíbrio de $\vec{M}(\vec{r})$ fica ao longo de $\hat{z}$ (perpendicular a direção maior da amostra), escreve-se $\vec{M}(\vec{r}) = M_z(\vec{r})\hat{z} + \vec{m}(\vec{r})$. Com esta descrição feita para o campo $\vec{M}(\vec{r})$ é possível introduzir segundo Holstein-Primakoff [23-25] os operadores de campo $a(\vec{r})$ e $a^+(\vec{r})$, que satisfazem a relação de comutação $[a(\vec{r}), a^+(\vec{r}')] = \delta(\vec{r} - \vec{r}')$. Agora adota-se que $|\vec{M}(\vec{r})| = M \approx M_S$ é a magnetização de saturação, escrevemos os operadores que definem o campo $\vec{M}(\vec{r})$ em termos dos operadores de campo local $a(\vec{r})$ e $a^+(\vec{r})$,

$$m^+(\vec{r}) = \sqrt{2\hbar\gamma M_S} \sqrt{\left[1 - \left(\frac{\hbar\gamma}{2M_S}\right) a^+(\vec{r})a(\vec{r})\right]} a(\vec{r}), \quad (4.140)$$

$$m^-(\vec{r}) = \sqrt{2\hbar\gamma M_S} a^+(\vec{r}) \sqrt{\left[1 - \left(\frac{\hbar\gamma}{2M_S}\right) a^+(\vec{r})a(\vec{r})\right]} \quad (4.141)$$

e

$$M_z(\vec{r}) = M_S - \gamma\hbar a^+(\vec{r})a(\vec{r}). \quad (4.142)$$

O próximo passo consiste na introdução de uma transformação dos operadores de campo localizados $a^+(\vec{r})$ e $a(\vec{r})$ para os operadores coletivos de bósons (no caso, mágnons) a_k^+ e a_k , que satisfazem as regras de comutação de bósons $[a_k, a_{k'}^+] = \delta_{kk'}$ e $[a_k, a_{k'}] = 0$.

Em geral, para a abordagem contínua as transformações são do tipo

$$a(\vec{r}) = \sum_k \phi_k(\vec{r}) a_k \quad (4.143)$$

e

$$a^+(\vec{r}) = \sum_k (\phi_k(\vec{r}))^* a_k^+ \quad (4.144)$$

ou de modo inverso,

$$a_k = \int d^3r \phi_k(\vec{r}) a(\vec{r}) \quad (4.145)$$

e

$$a_k^+ = \int d^3r \phi_k^*(\vec{r}) a^+(\vec{r}), \quad (4.146)$$

desse modo, os coeficientes da transformação satisfazem as relações de ortonormalidade

$$\sum_k \phi_k(\vec{r}) \phi_k^*(\vec{r}') = \delta(\vec{r} - \vec{r}') \quad (4.147)$$

e

$$\int d^3r \phi_k(\vec{r}) \phi_{k'}^*(\vec{r}) = \delta_{kk'}, \quad (4.148)$$

onde $\delta(\vec{r} - \vec{r}')$ é o delta de Dirac e $\delta_{kk'}$ é o delta de Kroenecker. Tomando a primeira ordem para $m^+(\vec{r})$ e $m^-(\vec{r})$, as equações 4.140, 4.141 e 4.142 ficam,

$$m^+(\vec{r}) = \sqrt{2\hbar\gamma M_S} a(\vec{r}), \quad (4.149)$$

$$m^-(\vec{r}) = \sqrt{2\hbar\gamma M_S} a^+(\vec{r}) \quad (4.150)$$

e

$$M_z(\vec{r}) = M_S - \gamma\hbar a^+(\vec{r}) a(\vec{r}). \quad (4.151)$$

Agora descreveremos os termos que compõem o Hamiltoniano magnético.

- Termo de troca

Para um cristal cúbico podemos escrever o termo do Hamiltoniano referente a energia de troca como [14, 25],

$$H_{Tr} = \frac{1}{2} \int \left(\frac{D}{M_S} \frac{\partial m_i}{\partial r_j} \frac{\partial m_i}{\partial r_j} \right) d^3r, \quad (4.152)$$

onde $D = 2JSa^2/(\hbar\gamma)$ é o parâmetro de rigidez de troca, definido aqui apenas em termos da interação entre primeiros vizinhos. Em D , J representa a constante de troca em unidades de energia, S o spin em unidades adimensionais e a é o parâmetro de rede em unidades de comprimento. O integrando na equação 4.152 possui índices que devem ser

somados em x , y e z . Para o termo de segunda ordem escrevemos

$$\frac{\partial M_z}{\partial r_j} \frac{\partial M_z}{\partial r_j} = 0 \quad (4.153)$$

e

$$\frac{\partial m^+}{\partial r_j} \frac{\partial m^-}{\partial r_j} = \sqrt{2\hbar\gamma M_S} \frac{\partial a^+(\vec{r})}{\partial r_j} \frac{\partial a(\vec{r})}{\partial r_j}. \quad (4.154)$$

Aplicando as equações 4.153 e 4.154 no integrando da equação 4.152 encontramos a seguinte relação:

$$\frac{\partial m_i}{\partial r_j} \frac{\partial m_i}{\partial r_j} = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\partial m^+}{\partial r} \frac{\partial m^-}{\partial r} + \frac{\partial m^-}{\partial r} \frac{\partial m^+}{\partial r} \right\}. \quad (4.155)$$

Utilizando as equações 4.149, 4.150 e 4.151 na equação 4.155 obtemos,

$$\frac{\partial m_i}{\partial r_j} \frac{\partial m_i}{\partial r_j} = \hbar\gamma M_S \left\{ \frac{\partial a^+(\vec{r})}{\partial r} \frac{\partial a(\vec{r})}{\partial r} + \frac{\partial a(\vec{r})}{\partial r} \frac{\partial a^+(\vec{r})}{\partial r} \right\}. \quad (4.156)$$

Derivando as equações 4.143 e 4.144 em relação a r encontramos

$$\frac{\partial a(\vec{r})}{\partial r} = \sum_r \frac{\partial \phi_k(\vec{r})}{\partial r} a_k \quad (4.157)$$

e

$$\frac{\partial a^+(\vec{r})}{\partial r} = \sum_r \frac{\partial \phi_k(\vec{r})^*}{\partial r} a_k^+ \quad (4.158)$$

Substituindo as equações 4.156, 4.157 e 4.158 na equação 4.152 encontramos

$$H_{Tr} = \frac{D\hbar\gamma}{2} \int \sum_{k,k'} \left[\frac{\partial \phi_k(\vec{r})}{\partial r} \frac{\partial \phi_{k'}(\vec{r})}{\partial r} \right] [a_k a_{k'}^+ + a_{k'}^+ a_k] d^3r. \quad (4.159)$$

• Termo Zeeman

Agora consideramos o campo magnético não uniforme aplicado ao longo da direção z (perpendicular a direção maior da amostra). Esse campo representa a soma do campo estático aplicado (H) com um campo não uniforme ($H_{nu}(\vec{r})$) gerado por exemplo por ímãs permanentes. O campo total é $H_t(\vec{r}) = H + H_{nu}(\vec{r})$. O Hamiltoniano que representa a interação Zeeman é dado por

$$H_{Ze} = \int H_t(\vec{r}) M_z d^3r, \quad (4.160)$$

usando o termo com a expressão quadrática da equação 4.151 na equação 4.160, ficamos com

$$H_{Ze} = \gamma\hbar \int H_t(\vec{r}) a^+(\vec{r}) a(\vec{r}) d^3r, \quad (4.161)$$

usando as equações 4.143 e 4.144 obtemos,

$$H_{Ze} = \gamma \hbar \int H_t(\vec{r}) \sum_{k,k'} [\phi_{k'}(\vec{r})^* \phi_k(\vec{r})] a_{k'}^+ a_k d^3r. \quad (4.162)$$

• Termo de anisotropia uniaxial

Para direções próximos a um eixo de fácil magnetização tomado como eixo z , o termo do Hamiltoniano referente é

$$H_{An} = \int \left(\frac{H_A}{2M_S} \right) [m_x^2 + m_y^2] d^3r. \quad (4.163)$$

Da equação 4.139 encontramos a seguinte relação entre os termos m_x e m_y com os m^+ e m^- ,

$$m_x^2 + m_y^2 = \frac{1}{2} (m^+ m^- + m^- m^+). \quad (4.164)$$

Por outro lado, usando as equações 4.149 e 4.150, obtemos as seguintes relações

$$m^+ m^- = (2\hbar\gamma M_S) a(\vec{r}) a^+(\vec{r}), \quad (4.165)$$

$$m^+ m^- = (2\hbar\gamma M_S) a^+(\vec{r}) a(\vec{r}), \quad (4.166)$$

substituindo 4.165 e 4.166 em 4.164 obtemos,

$$m_x^2 + m_y^2 = \hbar\gamma M_S [a(\vec{r}) a^+(\vec{r}) + a^+(\vec{r}) a(\vec{r})]. \quad (4.167)$$

Com o uso das expressões 4.143 e 4.144 encontramos,

$$a(\vec{r}) a^+(\vec{r}) = \sum_{k,k'} \phi_k(\vec{r}) \phi_{k'}(\vec{r})^* a_k a_{k'}^+ \quad (4.168)$$

e

$$a^+(\vec{r}) a(\vec{r}) = \sum_{k,k'} \phi_{k'}(\vec{r})^* \phi_k(\vec{r}) a_{k'}^+ a_k. \quad (4.169)$$

Substituindo as equações 4.167, 4.168 e 4.169 na equação 4.163, encontramos

$$H_{An} = \left(\frac{\hbar\gamma H_A}{2} \right) \int \left[\sum_{k,k'} \phi_k(\vec{r}) \phi_{k'}(\vec{r})^* \right] [a_k a_{k'}^+ + a_{k'}^+ a_k] d^3r. \quad (4.170)$$

• Termo de interação dipolar

A interação dipolar é muito importante na descrição das ondas de spins nos materiais magnéticos. O termo apropriado do Hamiltoniano magnético referente a interação dipolar é [21-28],

$$H_{Di} = -\frac{1}{2} \int [\vec{h}_d \cdot \vec{M}(\vec{r})] d^3r. \quad (4.171)$$

A intuição física e descrição matemática deste tipo de interação parte da deter-

minação do campo dipolar criado na amostra devido a excitação do material. Essa excitação é feita na maioria das vezes pela aplicação de um campo magnético estático e um campo de rf, ambos perpendiculares entre si. Esse campo dipolar (h_d) é determinado pelas seguintes condições

$$\varepsilon_{ijk}\partial_i h_{dj}\hat{e}_k = 0 \quad (4.172)$$

e

$$\partial_i(h_{dj} + 4\pi m_j)\delta_{ij} = 0. \quad (4.173)$$

A onda de spin com $\vec{k}/z$ não apresenta nenhuma dependência com o campo dipolar para a primeira ordem na amplitude do mágnon (aproximações feitas nas equações 4.149, 4.150 e 4.151), mas para outras direções de $\vec{k}$ tem-se um campo dipolar presente. É conveniente considerar $\vec{k}$ paralelo ao plano $x-z$, com componentes $k_x(\vec{r})$ e $k_z(\vec{r})$. Devido ao carácter espacial dos operadores que descrevem m_j , o operador campo magnético dipolar pode ser escrito para a direção x como [21-28],

$$h_{dx} = -4\pi sen^2\theta_k X_{kk'} m_x, \quad (4.174)$$

onde θ_k é o ângulo entre o campo magnético e o vetor de onda $\vec{k}$. A função $X_{kk'}$ satisfaz a condição,

$$\left(\frac{\partial h_{dx}}{\partial x} + 4\pi sen^2\theta_k X_{kk'} \frac{\partial m_x}{\partial x} \right) \Big|_{k'=k} = 4\pi sen^2\theta_k m_x \frac{\partial X_{kk'}}{\partial x} \Big|_{k'=k} = 0. \quad (4.175)$$

Considerando a espessura do filme (t), a função $X_{kk'}$ pode ser descrita por [21-28]:

$$X_{kk'} = e^{(k'-k)t/2}, \quad (4.176)$$

onde k' e k denotam os sentidos de propagação nas duas superfícies do filme. Desse modo usando a expressão 4.139, o operador campo magnético dipolar na direção x é dado por:

$$h_{dx} = -2\pi sen^2\theta_k e^{(k'-k)t/2} (m^+ + m^-). \quad (4.177)$$

Usando as equações 4.143, 4.144, 4.149 e 4.150 na equação 4.175 temos

$$h_{dx} = -2\pi\sqrt{2\hbar\gamma M_S} \left\{ \sum_k sen^2\theta_k e^{(k'-k)t/2} [\phi_k(\vec{r})a_k + \phi_k(\vec{r})^*a_k^+] \right\}. \quad (4.178)$$

Por outro lado, pelas equações 4.139, 4.143 e 4.144, podemos escrever

$$m_x = \frac{1}{2} (m^+ + m^-) = \frac{1}{2} \sqrt{2\hbar\gamma M_S} [a(\vec{r}) + a^+(\vec{r})], \quad (4.179)$$

$$m_x = \frac{1}{2} \sqrt{2\hbar\gamma M_S} \left\{ \sum_{k'} [\phi_{k'}(\vec{r}) a_{k'} + \phi_{k'}(\vec{r})^* a_{k'}^+] \right\}. \quad (4.180)$$

O hamiltoniano magnético referente a interação dipolar na direção x é

$$H_{Di} = -\frac{1}{2} \int h_{dx} m_x d^3r, \quad (4.181)$$

substituindo 4.178 e 4.180 encontramos,

$$H_{Di} = \int (\hbar\gamma M_S) \pi \sum_{kk'} \text{sen}^2 \theta_k e^{(k'-k)t/2} \left\{ [\phi_k(\vec{r}) a_k + \phi_k(\vec{r})^* a_k^+] [\phi_{k'}(\vec{r}) a_{k'} + \phi_{k'}(\vec{r})^* a_{k'}^+] \right\} d^3r. \quad (4.182)$$

- Hamiltoniano magnético total

As funções ϕ_k 's possuem dependência espacial não uniforme, de acordo com a teoria WKB [20], estas funções são do tipo

$$\phi_k(\vec{r}) = e^{i \int \vec{k}(\vec{r}) \cdot d\vec{r}}, \quad (4.183)$$

onde as funções ϕ_k 's aqui, estão normalizadas considerando um volume unitário. Com a equação 4.183 e as relações de comutação para operadores bosônicos, a saber, $[a_k, a_{k'}^+] = \delta_{kk'}$ e $[a_k, a_{k'}] = 0$, os termos para o Hamiltoniano total ficam:

- Termo de troca

$$H_{Tr} = \sum_k \left(\frac{\gamma \hbar D}{2} \right) k^2(\vec{k}) [2a_k^+ a_k + 1] \quad (4.184)$$

- Termo Zeeman

$$H_{Ze} = - \sum_k \gamma \hbar H_t(\vec{r}) [a_k^+ a_k] \quad (4.185)$$

- Termo de anisotropia uniaxial

$$H_{An} = \sum_k \left(\frac{\gamma \hbar H_A}{2} \right) [2a_k^+ a_k + 1] \quad (4.186)$$

- Termo de interação dipolar

$$H_{Di} = \sum_k (\pi \gamma \hbar M_S) \text{sen}^2 \theta_k [e^{-kt} a_k a_{-k} + 2a_k^+ a_k + 1 + e^{-kt} a_k^+ a_{-k}^+] \quad (4.187)$$

Com os termos descritos acima para as interações de troca, Zeeman, anisotrópica e

dipolar (equações 4.182, 4.183, 4.184 e 4.185) o hamiltoniano total fica,

$$H_m = \hbar \sum_k \gamma \left[(Dk^2(\vec{r}) + H_t(\vec{r}) + H_A + 2\pi M_S \sin^2 \theta_k) a_k^+ a_k + (\pi M_S \sin^2 \theta_k e^{-kt}) (a_k a_{-k} + a_k^+ a_{-k}^+) \right], \quad (4.188)$$

onde os termos sem dependência nos operadores foram desprezados. Por uma questão de simplicidade, vamos reescrever a equação 4.188 como

$$H_m = \hbar \sum_k \left[A_k a_k^+ a_k + \frac{B_k^*}{2} a_k^+ a_{-k}^+ + \frac{B_k}{2} a_k a_{-k} \right], \quad (4.189)$$

onde

$$A_k = \gamma [Dk^2(\vec{r}) + H_t(\vec{r}) + H_A + 2\pi M_S \sin^2 \theta_k] \quad (4.190)$$

e

$$B_k = B_k^* = 2\gamma\pi M_S \sin^2 \theta_k e^{-kt}. \quad (4.191)$$

Como mostrado na equação 4.191, o hamiltoniano magnético obtido não está diagonalizado. Isto está relacionado a interação dipolar presente no sistema magnético. Para verificar este fato aplicaremos a equação de movimento de Heisenberg para os operadores a_k e a_{-k}^+ ,

$$i \left(\frac{da_k}{dt} \right) = \frac{1}{\hbar} [a_k, H_m] \quad (4.192)$$

e

$$i \left(\frac{da_{-k}^+}{dt} \right) = \frac{1}{\hbar} [a_{-k}^+, H_m]. \quad (4.193)$$

Para a equação 4.190 podemos escrever:

$$i \left(\frac{da_k}{dt} \right) = \frac{a_k H_m - H_m a_k}{\hbar}. \quad (4.194)$$

Os termos do lado direito da equação 4.194 podem ser calculados considerando o hamiltoniano definido na equação 4.189, de modo que podemos escrever

$$\frac{a_k H_m}{\hbar} = A_k a_k a_k^+ a_k + \frac{B_k}{2} (a_k a_k^+ a_{-k}^+ + a_k a_k a_{-k}), \quad (4.195)$$

e

$$\frac{H_m a_k}{\hbar} = A_k a_k^+ a_k a_k + \frac{B_k}{2} (a_k^+ a_{-k}^+ a_k + a_k a_{-k} a_k), \quad (4.196)$$

assim,

$$\frac{a_k H_m - H_m a_k}{\hbar} = A_k a_k + B_k a_{-k}^+. \quad (4.197)$$

Substituindo 4.197 em 4.194 encontramos,

$$i \left(\frac{da_k}{dt} \right) = A_k a_k + B_k a_{-k}^+. \quad (4.198)$$

Fazendo uma descrição similar para a equação 4.193 obtemos,

$$i \left(\frac{da_{-k}^+}{dt} \right) = -A_k a_{-k}^+ - B_k a_k. \quad (4.199)$$

Assumindo uma dependência temporal harmônica $\exp(i\omega t)$ para os operadores a_k e a_{-k}^+ , obtemos das equações 4.198 e 4.197

$$(\omega_m + A_k) a_k + B_k a_{-k}^+ = 0 \quad (4.200)$$

e

$$-B_k a_k + (\omega_m - A_k) a_{-k}^+ = 0. \quad (4.201)$$

Podemos escrever as equações 4.200 e 4.201 em forma de matriz, de modo que,

$$\begin{vmatrix} (\omega_m + A_k) & B_k \\ -B_k & (\omega_m - A_k) \end{vmatrix} \cdot \begin{pmatrix} a_k \\ a_{-k}^+ \end{pmatrix} = 0. \quad (4.202)$$

A matriz não diagonal no sistema 4.202 mostra de forma clara que o Hamiltoniano apresentado na equação 4.189 não está diagonalizado. Com este procedimento notamos de modo explicito que a interação dipolar ($B_k \neq 0$) é responsável por fazer com que os operadores a_k e a_{-k}^+ não sejam auto-estados do Hamiltoniano. Isso significa que tanto a energia da onda de spin como seu carácter físico são modificados. É possível notarmos que quando a onda se propaga na mesma direção do campo magnético ($\vec{k} // \vec{H}$ e $B_k = 0$) as equações 4.192 e 4.193 descrevem a evolução dos operadores dos modos normais do sistema magnético. A matriz do sistema 4.202 sugere que para diagonalizarmos o Hamiltoniano 4.189 precisamos fazer uma transformação nos atuais operadores de mágnons. Utilizando as transformações de Bogoliubov [29] podemos escrever

$$\begin{pmatrix} a_k \\ a_{-k}^+ \end{pmatrix} = \begin{vmatrix} u_k & -v_k \\ -v_{-k} & u_{-k} \end{vmatrix} \cdot \begin{pmatrix} b_k \\ b_{-k}^+ \end{pmatrix}, \quad (4.203)$$

ou simplesmente,

$$\begin{cases} a_k = u_k b_k - v_k b_{-k}^+, \\ a_{-k}^+ = u_{-k} b_{-k}^+ - v_{-k} b_k. \end{cases} \quad (4.204)$$

É requerido que os novos operadores b_k e b_{-k}^+ possuam propriedades de bósons, ou seja,

$$[b_k, b_{k'}^+] = \delta_{kk'}, \quad [b_k, b_{k'}] = 0. \quad (4.205)$$

Usando as relações de comutação para operadores bosônicos, a saber, $[a_k, a_{-k}^+] = \delta_{k-k}$, $[a_k, a_{k'}] = 0$, e as relações 4.206 obtemos,

$$[a_k, a_{-k}^+] = (u_k u_{-k} - v_k v_{-k}) [b_k, b_{-k}^+] = \delta_{k-k}. \quad (4.206)$$

Para diagonalizar o Hamiltoniano do sistema adotaremos um procedimento geral [30]. Um Hamiltoniano quadrático pode ser escrito de modo geral como:

$$H_{To} = \sum_k T_k, \quad (4.207)$$

onde T_k é um produto de matrizes do tipo

$$T_k = C^+ Q C, \quad (4.208)$$

sendo C^+ uma matriz coluna com elementos tomados dos operadores que aparecem em H_{To} e Q é a matriz quadrada formada com os coeficientes de H_{To} . Então, tomemos

$$C = \begin{pmatrix} a_k \\ a_{-k}^+ \end{pmatrix}, \quad Q = \begin{vmatrix} A_k & B_k \\ B_k & A_k \end{vmatrix}. \quad (4.209)$$

Substituindo 4.209 na expressão 4.208 obtemos,

$$T_k = A_k a_k^+ a_k + A_k a_{-k}^+ a_{-k} + B_k a_k a_{-k} + B_k a_k^+ a_{-k}^+. \quad (4.210)$$

As relações de comutação dos operadores que aparecem em C podem ser escritas todas em forma de matriz

$$[C, C^+] = C(C^*)^T - (C^* C^T)^T = \Xi, \quad (4.211)$$

onde $C(C^*)^T = C C^T$ é um produto direto de matrizes. No nosso caso,

$$\Xi = \begin{pmatrix} a_k \\ a_{-k}^+ \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_k^+ & a_{-k} \end{pmatrix} - \left[\begin{pmatrix} a_k^+ \\ a_{-k} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_k & a_{-k}^+ \end{pmatrix} \right]^T, \quad (4.212)$$

$$\Xi = \begin{vmatrix} a_k a_k^+ - a_k^+ a_k & a_k a_{-k} - a_{-k} a_k \\ a_{-k}^+ a_k^+ - a_k^+ a_{-k}^+ & a_{-k}^+ a_{-k} - a_{-k} a_{-k}^+ \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{vmatrix}. \quad (4.213)$$

Queremos encontrar os novos operadores que diagonalizam T_k . Eles podem ser escritos também na forma de uma matriz G , com relações de comutação definidas como,

$$[G, G^+] = G(G^*)^T - (G^* G^T)^T = \Xi', \quad (4.214)$$

ou seja, semelhantes a equação 4.211. Com G podemos escrever T_k como

$$T_k = G^+ Z_T G, \quad (4.215)$$

onde Z_T é a seguinte matriz diagonal,

$$Z_T = \begin{vmatrix} \omega_{m1} & 0 \\ 0 & \omega_{m2} \end{vmatrix}, \quad (4.216)$$

sendo ω_{m1} e ω_{m2} as frequências dos modos normais. A transformação da forma T_k é possível através de uma transformação canônica entre operadores,

$$C = FG. \quad (4.217)$$

Para encontrar F e Z_T substituímos 4.217 em 4.208 e usamos 4.215, logo,

$$T_k = C^+ Q C = G^+ F^T Q F G = G^+ Z_T G, \quad (4.218)$$

assim,

$$Z_k = F^T Q F. \quad (4.219)$$

Observe que geralmente a transformação 4.217 não é unitária e, portanto, a expressão 4.219 não se reduz ao problema usual de diagonalização da matriz. No entanto 4.219 pode ser resolvida mais facilmente por meio de uma relação entre F^T e F^{-1} , obtida da seguinte forma,

$$[C, C^+] = [FG, G^+ F^+] = (FG)(G^+ F^+) - (F^* G^* G^T F^T)^T = \Xi. \quad (4.220)$$

Como F pode ser uma matriz de números complexos, podemos escrever

$$F \{GG^+ - (G^* G^T)^T\} F^+ = F \Xi' F^+ = \Xi, \quad (4.221)$$

assim,

$$F \Xi' F^+ = \Xi, \quad F^{-1} = \Xi' F^+ \Xi^{-1}. \quad (4.222)$$

Usando 4.222 em 4.219 obtemos,

$$QF - \Xi' F \Xi' Z_T = 0, \quad (4.223)$$

Este é um conjunto de equações de autovalores que podem ser resolvidas para obter

F e Z_T . Considerando a previa discussão, escrevemos para o hamiltoniano 4.189,

$$C = \begin{pmatrix} a_k \\ a_{-k}^+ \end{pmatrix}, \quad Q = \begin{vmatrix} A_k & B_k \\ B_k & A_k \end{vmatrix}, \quad G = \begin{pmatrix} b_k \\ b_{-k}^+ \end{pmatrix}. \quad (4.224)$$

e

$$\Xi = \Xi' = \Xi^{-1} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (4.225)$$

Além disso, temos

$$Z_T = \begin{vmatrix} \omega_{m1} & 0 \\ 0 & \omega_{m2} \end{vmatrix}, \quad F = \begin{vmatrix} F_{11} & F_{12} \\ F_{21} & F_{22} \end{vmatrix}. \quad (4.226)$$

Usando as relações 4.224, 4.225 e 4.226 nos termos da expressão 4.223, obtemos

$$QF = \begin{vmatrix} A_k F_{11} + B_k F_{21} & A_k F_{12} + B_k F_{22} \\ B_k F_{11} + A_k F_{21} & B_k F_{12} + A_k F_{22} \end{vmatrix} \quad (4.227)$$

e

$$E^{-1} F E' Z_T = \begin{vmatrix} F_{11} \omega_{m1} & -F_{12} \omega_{m2} \\ -F_{21} \omega_{m1} & F_{22} \omega_{m2} \end{vmatrix}. \quad (4.228)$$

Substituindo os termos 4.227 e 4.228 na expressão 4.223 obtemos,

$$QF - E^{-1} F E' Z_T = \begin{vmatrix} (A_k - \omega_{m1}) F_{11} + B_k F_{21} & (A_k + \omega_{m2}) F_{12} + B_k F_{22} \\ (A_k + \omega_{m1}) F_{21} + B_k F_{11} & (A_k - \omega_{m1}) F_{22} + B_k F_{12} \end{vmatrix} = 0. \quad (4.229)$$

A matriz 4.229 nos permite obter os seguintes sistemas de equações,

$$\begin{cases} (A_k - \omega_{m1}) F_{11} + B_k F_{21} = 0 \\ B_k F_{11} + (A_k + \omega_{m1}) F_{21} = 0 \end{cases} \quad (4.230)$$

e

$$\begin{cases} (A_k + \omega_{m2}) F_{12} + B_k F_{22} = 0 \\ B_k F_{12} + (A_k - \omega_{m2}) F_{22} = 0 \end{cases} \quad (4.231)$$

ou ainda,

$$\omega_m = \pm \sqrt{A_k^2 - B_k^2} = \pm \sqrt{(A_k + B_k)(A_k - B_k)}, \quad (4.232)$$

Substituindo as expressões 4.190 e 4.191 na expressão 4.232, ficamos com

$$\omega_m^2(k) = \omega_H^2(k) + \omega_M \omega_H(k) + \frac{\omega_M^2}{4} (1 - e^{-2tk}). \quad (4.233)$$

onde $\omega_H^2(k) = [\gamma (Dk^2 + H_t(\vec{r}) + H_A)]^2$ e $\omega_M = \gamma 4\pi M_S$. A equação 4.233 para $D = 0$ e $\theta_k = \pi/2$ dá a equação 4.57 segundo Damon-Eshbach. Adotando a condição 4.222 ($F^{-1} = \Xi' F^+ \Xi^{-1}$) e usando o sistema de equações 4.203 em comparação com a matriz

para F na expressão 4.226, escrevemos que

$$\begin{cases} F_{11} = F_{22}^* = u_k = u_k^* \\ F_{12} = F_{21}^* = -v_k = -v_k^* \end{cases} \quad (4.234)$$

de modo que,

$$\det(F) = u_k^2 - v_k^2 = 1. \quad (4.235)$$

que, juntamente com 4.230 e 4.231, dá

$$v_k = \sqrt{\frac{A_k - \omega_m}{2\omega_m}} \quad (4.236)$$

e

$$u_k = \sqrt{\frac{A_k + \omega_m}{2\omega_m}}. \quad (4.237)$$

Com as expressões 4.232, 4.236 e 4.237, caracterizamos as transformações necessárias para diagonalizar o Hamiltoniano. Desse modo, por completeza escrevemos o Hamiltoniano diagonalizado,

$$H_m = \sum_k \hbar \omega_m b_k^+ b_k, \quad (4.238)$$

onde, as transformações se fizeram necessárias,

$$\begin{pmatrix} a_k \\ a_{-k}^+ \end{pmatrix} = \begin{vmatrix} u_k & -v_k \\ -v_k & u_k \end{vmatrix} \cdot \begin{pmatrix} b_k \\ b_{-k}^+ \end{pmatrix} \quad (4.239)$$

e

$$\begin{pmatrix} b_k \\ b_{-k}^+ \end{pmatrix} = \begin{vmatrix} u_k & v_k \\ v_k & u_k \end{vmatrix} \cdot \begin{pmatrix} a_k \\ a_{-k}^+ \end{pmatrix}. \quad (4.240)$$

É possível observar que quando a interação dipolar é negligenciada obtemos $A_k = \omega_k$ e $v_k = 0$, de modo que $b_k = a_k$.

4.3.1.2 Auto-estados do Hamiltoniano magnético

Como discutimos na seção anterior o Hamiltoniano de um sistema de spin ferromagnético pode ser escrito como

$$H_{To} = \sum_k \hbar \omega_m b_k^+ b_k. \quad (4.241)$$

Os auto-estados deste Hamiltoniano são estados independentes do tipo oscilador-harmônico, que são designados por

$$|n_1, n_2, \dots, n_k, \dots, n_N\rangle, \quad (4.242)$$

onde n_k é o número de mágnons com energia $\hbar\omega_m$. Esses estados formam um conjunto ortogonal completo. Mágnons são bósons e portanto n_k pode variar de 0 a ∞ . Os operadores b_k e b_k^+ são, respectivamente, os operadores de criação e aniquilação de mágnons, que possuem as propriedades,

$$b_k^+ |n_1, n_2, \dots, n_k, \dots, n_N\rangle = \sqrt{n_k + 1} |n_1, n_2, \dots, (n_k + 1), \dots, n_N\rangle \quad (4.243)$$

e

$$b_k |n_1, n_2, \dots, n_k, \dots, n_N\rangle = \sqrt{n_k} |n_1, n_2, \dots, (n_k - 1), \dots, n_N\rangle, \quad (4.244)$$

de modo que o operador $n_k = c_k^+ c_k$ satisfaz

$$(n_k)_{no} |n_1, n_2, \dots, n_k, \dots, n_N\rangle = n_k |n_1, n_2, \dots, n_k, \dots, n_N\rangle \quad (4.245)$$

onde n_k é o operador número de ocupação (*no*) para mágnons- k . O estado com zero mágnons é o estado de vácuo,

$$|0_1, 0_2, \dots, 0_k, \dots, 0_N\rangle \equiv |0\rangle. \quad (4.246)$$

O estado com n_k mágnons, com energia $\hbar\omega_k$ e zero mágnons com outras energias é representado como $|n_k\rangle$. Usando 4.243 podemos gerar o estado n_k do vácuo pela aplicação sucessiva do operador de criação,

$$|n_k\rangle = \frac{1}{\sqrt{n!}} (b_k^+)^{n_k} |0\rangle. \quad (4.247)$$

Este auto-estado de H_{To} tem um número bem definido de mágnons, cada um com $\hbar\omega_m$ de energia e $\hbar\vec{k}$ de quase-momento. O estado de vácuo é definido pela condição

$$b_k |0\rangle = 0. \quad (4.248)$$

Usando a transformação 4.240 esta condição pode ser escrita como,

$$(u_k a_k + v_k a_{-k}^+) |0\rangle = 0. \quad (4.249)$$

Notemos que $M_z(\vec{r}_i) = M_S - \gamma\hbar a^+(\vec{r}_i)a(\vec{r}_i)$ para uma abordagem em termos da magnetização local do sítio i ou simplesmente $S_i^z = S - n_i$ em termos dos spins, define o número de desvio de spins no então, sítio i , como ilustra a **Figura 42 (a)**. Logo,

$$n_i = S - S_i^z. \quad (4.250)$$

Isso significa que devido as propriedades,

$$\begin{cases} a_i^+ |n_i\rangle = \sqrt{n_i + 1} |n_i + 1\rangle \\ a_i |n_i\rangle = \sqrt{n_i} |n_i - 1\rangle \end{cases} \quad (4.251)$$

e

$$\begin{cases} [a_i, a_j^+] = \delta_{ij} \\ [a_i, a_j] = [a_i^+, a_j^+] = 0 \end{cases} \quad (4.252)$$

mas, especificamente a segunda expressão das relações 4.251, temos $a_k |\uparrow\rangle = 0$. Em outras palavras, o vácuo para as excitações dos operadores de desvio de spin a_k e a_k^+ representa o estado com todos os spins up, como enfatizado na **Figura 42 (b)**.

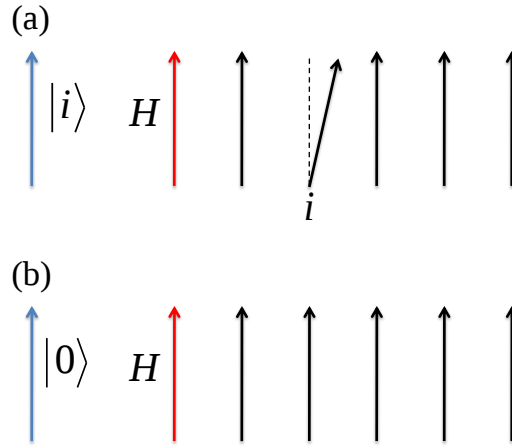


Figura 42 – (a) Mostra o desvio de um spin no sítio i . (b) Enfatiza o estado de vácuo para os operadores a_k e a_k^+ .

Aplicando esta característica ($a_k |\uparrow\rangle = 0$) à equação 4.249, concluímos que a introdução da interação dipolar, que traz o termo v_k em 4.249, muda não apenas as características das excitações, mas também o estado do vácuo. Esta mudança no estado do vácuo devido à interação dipolar é responsável por efeitos interessantes, como a produção de pares de mágnons em um campo magnético variável no tempo [11, 21]. Para entender outras propriedades dos estados de mágnons, vamos relacionar os operadores b_k^+ e b_k com as componentes (m_x , m_y e M_z) do operador campo magnetização. Para isso, consideramos

as equações 4.141, 4.151, 4.152 e 4.153 de modo que obtemos,

$$m_x(\vec{r}_i) = \sqrt{\frac{\gamma\hbar M_S}{2}} [a(\vec{r}_i) + a^+(\vec{r}_i)], \quad (4.253)$$

$$m_y(\vec{r}_i) = -i\sqrt{\frac{\gamma\hbar M_S}{2}} [a(\vec{r}_i) - a^+(\vec{r}_i)], \quad (4.254)$$

$$M_z(\vec{r}_i) = M_S - \gamma\hbar a^+(\vec{r}_i)a(\vec{r}_i). \quad (4.255)$$

Substituindo 4.144, 4.146 e 4.171 em 4.253, 4.254 e 4.255 encontramos,

$$m_x(\vec{r}_i) = \sqrt{\frac{\gamma\hbar M_S}{2}} \sum_k [\phi_k(\vec{r}_i)a_k + \phi_k^*(\vec{r}_i)a_k^+], \quad (4.256)$$

$$m_y(\vec{r}_i) = -i\sqrt{\frac{\gamma\hbar M_S}{2}} \sum_k [\phi_k(\vec{r}_i)a_k - \phi_k^*(\vec{r}_i)a_k^+], \quad (4.257)$$

$$M_z(\vec{r}_i) = M_S - \gamma\hbar \sum_k [\phi_{-k}^*(\vec{r}_i)\phi_k(\vec{r}_i)a_{-k}^+a_k]. \quad (4.258)$$

onde $k' = -k$ em $M_z(\vec{r}_i)$. Por outro lado, das relações 4.239, obtemos

$$\begin{cases} a_k = u_k b_k - v_k b_{-k}^+ \\ a_k^+ = u_k b_k^+ - v_k b_{-k} \\ a_{-k}^+ = u_k b_{-k}^+ - v_k b_k \end{cases} \quad (4.259)$$

Substituindo 4.259 em 4.256, 4.257, 4.258 e reorganizando os termos, encontramos

$$m_x(\vec{r}_i) = \sqrt{\frac{\gamma\hbar M_S}{2}} \sum_k (u_k - v_k) [\phi_k(\vec{r}_i)b_k + \phi_k^*(\vec{r}_i)b_k^+], \quad (4.260)$$

$$m_y(\vec{r}_i) = -i\sqrt{\frac{\gamma\hbar M_S}{2}} \sum_k (u_k + v_k) [\phi_k(\vec{r}_i)b_k - \phi_k^*(\vec{r}_i)b_k^+], \quad (4.261)$$

$$M_z(\vec{r}_i) = M_S - \gamma\hbar \sum_k \phi_{-k}^*(\vec{r}_i)\phi_k(\vec{r}_i) [u_k^2 b_{-k}^+ b_k + v_k^2 b_k b_{-k}^+ - u_k v_k (b_{-k}^+ b_{-k}^+ + b_k b_k)]. \quad (4.262)$$

O operador b_k possui uma dependência harmônica do tipo $\exp[i\omega_m(\vec{k})t]$ como assumido anteriormente, de modo que $b_k(t) = b_k(0)\exp[i\omega_m(\vec{k})t]$, onde $b_k(0)$ é o operador $b_k(t)$ em $t = 0$. Desse modo, aplicando os estados $|n_k\rangle$ e $\langle n_k|$ na expressões 4.243 e 4.244, obtemos

$$\begin{cases} \langle n_k| b_k(t) |n_k\rangle = 0, \\ \langle n_k| b_k^+(t) |n_k\rangle = 0. \end{cases} \quad (4.263)$$

Isso é devido à ortogonalidade dos estados com diferentes número de mágnons. Aplicando os operadores $|n_k\rangle$ e $\langle n_k|$ nas expressões 4.260, 4.261 e 4.262 com a expressão

4.183, e utilizando além disso, as relações 4.263, encontramos para um determinado $k(\vec{r}_i)$,

$$\begin{cases} \langle n_k | m_x(\vec{r}_i, t) | n_k \rangle = 0, \\ \langle n_k | m_y(\vec{r}_i, t) | n_k \rangle = 0, \\ \langle n_k | M_z(\vec{r}_i, t) | n_k \rangle = M_S - \gamma \hbar [v_k^2 + (u_k^2 + v_k^2) n_k]. \end{cases} \quad (4.264)$$

De modo explicito, com a introdução da dependência temporal harmônica nos operadores $\{b_k(t) = b_k(0)\exp[i\omega_m(\vec{k})t]$ e $b_k^+(t) = b_k^+(0)\exp[-i\omega_m(\vec{k})t]\}$, reescrevemos as expressões 4.260, 4.261 e 4.262 como

$$m_x(\vec{r}_i, t) = \sqrt{\frac{\gamma \hbar M_S}{2}} \sum_k (u_k - v_k) \left[\phi_k(\vec{r}_i) b_k(0) e^{i[\omega_m(\vec{k})t]} + \phi_k^*(\vec{r}_i) b_k^+(0) e^{-i[\omega_m(\vec{k})t]} \right], \quad (4.265)$$

$$m_y(\vec{r}_i, t) = -i \sqrt{\frac{\gamma \hbar M_S}{2}} \sum_k (u_k + v_k) \left[\phi_k(\vec{r}_i) b_k(0) e^{i[\omega_m(\vec{k})t]} - \phi_k^*(\vec{r}_i) b_k^+(0) e^{-i[\omega_m(\vec{k})t]} \right], \quad (4.266)$$

$$\begin{aligned} M_z(\vec{r}_i, t) &= M_S - \gamma \hbar \sum_k \phi_{-k}^*(\vec{r}_i) \phi_k(\vec{r}_i) \left[u_k^2 b_{-k}^+(0) b_k(0) + v_k^2 b_k(0) b_{-k}^+(0) - \right. \\ &\quad \left. u_k v_k \left(b_{-k}^+(0) b_{-k}^+(0) e^{-2i[\omega_m(\vec{k})t]} + b_k(0) b_k(0) e^{2i[\omega_m(\vec{k})t]} \right) \right]. \end{aligned} \quad (4.267)$$

As expressões 4.264 mostram que não existe uma componente da magnetização local (ou de spin) transversal ao campo magnético aplicado ($\vec{H}$) quando o sistema magnético estiver em um estado equivalente do hamiltoniano total H_{To} . Em outras palavras, os estados 4.247 que possuem um número bem definido de mágnons têm uma fase incerta. Eles produzem uma mudança líquida na componente z da magnetização, que não está simplesmente relacionada ao número de mágnons. Observe que somente quando a interação dipolar é negligenciada ($B_k = 0$), o termo $\sum_k a_k^+ a_k$ é o número total de mágnons no sistema.

O resultado 4.264 revela que os estados com um número bem definido de mágnons não correspondem à imagem “clássica” da onda de spin na qual os spins precessionam sobre o campo externo. Os estados que correspondem a uma situação “clássica” ou macroscópica devem envolver um número grande e incerto de mágnons. Os estados que apresentam esta característica são os estados coerentes de mágnons.

4.3.1.3 Estados coerentes de mágnons

Como mostramos na seção anterior os estados independentes do hamiltoniano 4.241 não possuem as propriedades necessárias para representar uma onda de spin macroscópica. Essas propriedades pertencem a estados de fótons coerentes usados na óptica quântica

[31], onde pode-se definir um estado de mágnon coerente [32, 33] como o auto-estado do operador de aniquilação de mágnon, ou seja,

$$b_k |\alpha_k\rangle = \alpha_k |\alpha_k\rangle, \quad (4.268)$$

onde α_k é um número complexo que caracteriza o estado. Este estado pode ser expandido em termos de auto-estados do hamiltoniano [31]

$$|\alpha_k\rangle = e^{\frac{-|\alpha|^2}{2}} \sum_{n_k=0}^{\infty} \frac{(\alpha_k)^{n_k}}{\sqrt{n_k!}} |n_k\rangle. \quad (4.269)$$

Propriedades do estado $|\alpha_k\rangle$, como a probabilidade de se encontrar n_k mágnons no estado coerente $|\alpha_k\rangle$, evidenciam as características das ondas de spin. A probabilidade de encontrarmos n_k mágnons no estado coerente $|\alpha_k\rangle$ segue imediatamente a partir da expressão 4.269, e é dada por uma distribuição de Poisson

$$P_{|n_k\rangle \rightarrow |\alpha_k\rangle} = |\langle n_k | \alpha_k \rangle|^2 = \frac{|\alpha_k|^{2n_k}}{n_k!} e^{-|\alpha_k|^2}. \quad (4.270)$$

O valor médio da distribuição é o valor esperado do número de ocupação, que é encontrado na expressão 4.270 e seu conjugado:

$$\langle \alpha_k | n_k | \alpha_k \rangle = |\alpha_k|^2. \quad (4.271)$$

Os estados coerentes $|\alpha_k\rangle$ não são ortogonais entre si, mas eles formam um conjunto completo. Esta propriedade permite a expansão de um estado arbitrário em termos de estados coerentes $|\alpha_k\rangle$, podemos calcular o valor esperado das componentes do operador magnetização neste estado. Escrevendo o número complexo α_k como $\alpha_k = |\alpha_k| \exp(i\vartheta_k)$, onde ϑ_k é uma fase, usando o fato de que u_k e v_k são reais, e considerando a expressão 4.183, podemos reescrever as expressões 4.265, 4.266 e 4.267 para um determinado $k(\vec{r}_i)$ como,

$$\langle \alpha_k | m_x(\vec{r}_i, t) | \alpha_k \rangle = M_k \cos \left[\omega_m(\vec{k})t + \vartheta_k + \int \vec{k}(\vec{r}_i) \cdot d\vec{r}_i \right], \quad (4.272)$$

$$\langle \alpha_k | m_y(\vec{r}_i, t) | \alpha_k \rangle = M_k \epsilon_k \sin \left[\omega_m(\vec{k})t + \vartheta_k + \int \vec{k}(\vec{r}_i) \cdot d\vec{r}_i \right], \quad (4.273)$$

$$\langle \alpha_k | M_z(\vec{r}_i, t) | \alpha_k \rangle = N_k - \varrho_k \cos \left[2 \left(\omega_m(\vec{k})t + \vartheta_k + \int \vec{k}(\vec{r}_i) \cdot d\vec{r}_i \right) \right], \quad (4.274)$$

onde,

$$M_k = \sqrt{2\gamma\hbar M_S(u_k - v_k)} |\alpha_k|, \quad (4.275)$$

$$\epsilon_k = \frac{u_k + v_k}{u_k - v_k} = \sqrt{\frac{A_k + B_k}{A_k - B_k}}, \quad (4.276)$$

$$N_k = M_S - \gamma \hbar (u_k^2 + v_k^2) |\alpha_k|^2 \quad (4.277)$$

e

$$\varrho_k = 2\gamma \hbar u_k v_k |\alpha_k|^2. \quad (4.278)$$

Devemos observar que ϱ_k representa a elipticidade da onda de spin. Com essa discussão podemos escrever o valor médio para o vetor operador magnetização total ($\vec{M}(\vec{r}_i, t)$) no sítio i para um determinado $k(\vec{r}_i)$,

$$\langle \alpha_k | \vec{M}(\vec{r}_i, t) | \alpha_k \rangle = \hat{x} \langle \alpha_k | m_x(\vec{r}_i, t) | \alpha_k \rangle + \hat{y} \langle \alpha_k | m_y(\vec{r}_i, t) | \alpha_k \rangle + \hat{z} \langle \alpha_k | M_z(\vec{r}_i, t) | \alpha_k \rangle. \quad (4.279)$$

O resultado 4.279 fornece a visão de uma onda de spin correspondente a um estado de mágnon coerente. Conforme ilustrado na **Figura 43** a magnetização precessiona com frequência angular $\omega_m(\vec{k})$ sobre a direção de equilíbrio, com uma fase de precessão que muda na direção de propagação da onda. A distância mais curta entre spins paralelos na direção $\vec{k}(\vec{r})$ é o comprimento de onda λ , que está relacionado ao número de onda através de $\lambda = 2\pi/|\vec{k}(\vec{r})|$.

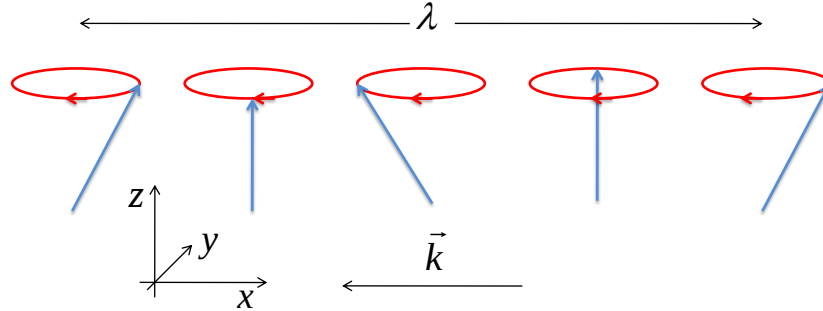


Figura 43 – Esquema mostrando a propagação de uma onda de spin perpendicular ao campo magnético.

Considerando o ramo positivo da frequência angular da onda de spin, dada por 4.233, a saber,

$$\omega_m(\vec{k}) = \sqrt{\omega_H^2(k) + \omega_M \omega_H(k) + \frac{\omega_M^2}{4}(1 - e^{-2kt})}, \quad (4.280)$$

vamos analisar o comportamento da onda de spin que precessiona com frequência $\omega_m(\vec{k})$. É observável que a frequência dada pela expressão 4.280 é uma função do ângulo de propagação em relação ao campo aplicado (H). A análise da expressão 4.280 revela que o aumento da frequência com o ângulo θ_k é devido à energia dipolar. Isso pode ser entendido partindo do fato de que a propagação perpendicular ao campo magnético aplicado (H) produz uma flutuação na densidade de dipolo ao longo de $\vec{k}$, dando origem a uma energia dipolar diferente de zero. Em contrapartida, a propagação ao longo do campo magnético estático uniforme não produz flutuação na densidade e portanto, não há energia dipolar. Usando na expressão 4.276 as expressões 4.190 e 4.191, obtemos

$$\epsilon_k = \sqrt{\frac{\omega_H + \frac{\omega_M}{2}(1 + e^{-kt})}{\omega_H + \frac{\omega_M}{2}(1 - e^{-kt})}}, \quad (4.281)$$

Para $\theta_k = 0$, obtemos $\epsilon_k = 1$, de modo que a precessão é circular. É possível notar pela expressão 4.274 que a elipticidade da precessão para $\theta_k = 0$ produz uma variação temporal na componente $\langle \alpha_k | M_z(\vec{r}_i, t) | \alpha_k \rangle$ com o dobro da frequência da precessão. Para $\theta_k = \pi/2$, encontramos

$$\epsilon_k = \sqrt{\frac{\omega_H + \frac{\omega_M}{2}(1 + e^{-kt})}{\omega_H + \frac{\omega_M}{2}(1 - e^{-kt})}} \rightarrow 1, \quad (4.282)$$

de onde concluímos que a precessão tende a se tornar circular, principalmente quando consideramos o campo magnético não uniforme $H_{nu}(\vec{r})$. Esse campo magnético não uniforme pode ser escrito em uma série polinomial, de modo que:

$$H_{nu}(\vec{r}) = \sum_{\nu=0} H_{\nu} r^{\nu}. \quad (4.283)$$

A presença deste campo nas expressões 4.280 e 4.276 evidencia cada vez mais o carácter circular da polarização da onda.

4.3.1.4 Fônons

A descrição física das vibrações da rede parte do fato de que o material é um sólido contínuo, elasticamente isotrópico com densidade média de massa ρ . A estrutura cristalina cúbica do material permite que dentro da aproximação linear, a relação entre o tensor de tensão e o tensor de deformação envolva apenas duas constantes elásticas diferentes C_{12} e C_{44} . As deformações elásticas do sólido são expressas em termos do vetor deslocamento $\vec{u} = \vec{r}' - \vec{r}$, onde $\vec{r}$ é a posição inicial e $\vec{r}'$ é a posição após a deformação. As contribuições do sistema elástico para o Hamiltoniano surgem das energias cinéticas e potenciais. Apresentando a densidade de momento conjugado ao deslocamento, $\rho \partial u_i / \partial t$,

na aproximação linear, escrevemos o Hamiltoniano elástico como [21, 25, 28],

$$H_{el} = \int d^3r \left(\frac{\rho}{2} \frac{\partial u_i}{\partial t} \frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\alpha}{2} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \frac{\partial u_j}{\partial x_j} + \frac{\beta}{2} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right), \quad (4.284)$$

onde as constantes elásticas são escritas como $\alpha = C_{12} + C_{44}$ e $\beta = C_{44}$, para o sistema de coordenadas cartesianas adotado [21]. Para obter os operadores de excitação coletiva para o sistema elástico, usamos a transformação canônica geral [21, 25, 28],

$$Q_k^\mu(t) = \frac{1}{\sqrt{\hbar}} \int \varepsilon_{i\mu}(\vec{k}) u_i(\vec{r}, t) \phi_k^*(\vec{r}) d^3r \quad (4.285)$$

e

$$P_k^\mu(t) = \frac{1}{\sqrt{\hbar}} \int \varepsilon_{i\mu}(\vec{k}) \left(\rho \frac{\partial u_i(\vec{r}, t)}{\partial t} \right) \phi_k(\vec{r}) d^3r \quad (4.286)$$

ou

$$u_i(\vec{r}, t) = \sqrt{\hbar} \sum_{k,\mu} \varepsilon_{i\mu}(\vec{k}) Q_k^\mu(t) \phi_k(\vec{r}) \quad (4.287)$$

e

$$\rho \frac{\partial u_i(\vec{r}, t)}{\partial t} = \sqrt{\hbar} \sum_{k,\mu} \varepsilon_{i\mu}(\vec{k}) P_k^\mu(t) \phi_k^*(\vec{r}), \quad (4.288)$$

onde $\varepsilon_{i\mu} = \hat{r}_i \cdot \hat{\varepsilon}(\vec{k}, \mu)$ e $\hat{\varepsilon}(\vec{k}, \mu)$ são os vetores unitários da polarização. Além disso, as funções $\phi_k(\vec{r})$'s satisfazem as relações de ortonormalidade.

$$\int d^3r \phi_k(\vec{r}) \phi_{k'}^*(\vec{r}) = \delta_{kk'} \quad (4.289)$$

e

$$\sum_k \phi_k(\vec{r}) \phi_k^*(\vec{r}') = \delta(\vec{r} - \vec{r}'). \quad (4.290)$$

Devemos observar que os termos $Q_k^i = (Q_{-k}^i)^\dagger$ e $P_k^i = (P_{-k}^i)^\dagger$ são hermitianos. A quantização das vibrações é feita através das relações de comutação envolvendo $u_i(\vec{r})$ e a densidade de momento conjugado $\rho \partial \vec{u} / \partial t$. O único par de termos que não comuta é

$$[u_i(\vec{r}), \rho u_j(\vec{r}')] = i\hbar \delta_{ij}(\vec{r} - \vec{r}'), \quad (4.291)$$

o que leva a

$$[Q_k^\mu, P_{k'}^\nu] = i\hbar \delta_{kk'} \delta_{\mu\nu}. \quad (4.292)$$

Para diagonalizar o hamiltoniano elástico, é necessário introduzir a transformação canônica,

$$Q_k^\mu = \sqrt{\left[\frac{\hbar}{2\rho\omega_{f\mu}(k)} \right]} (c_{\mu-k}^+ + c_{\mu k}), \quad (4.293)$$

e

$$P_k^\mu = i\sqrt{\left[\frac{\rho\hbar\omega_{f\mu}(k)}{2}\right]}(c_{\mu k}^+ - c_{\mu -k}), \quad (4.294)$$

onde

$$\omega_{f\mu}(k) = k\sqrt{\frac{\beta + \alpha\delta_{\mu l}}{\rho}}, \quad (4.295)$$

é a frequência do fônon. A velocidade associada é

$$v_{f\mu}(k) = \frac{\partial\omega_{f\mu}(k)}{\partial k} = \sqrt{\frac{\beta + \alpha\delta_{\mu l}}{\rho}}, \quad (4.296)$$

onde $l = 3$ denota o fônon longitudinal ($Q_k//k$) e as outras duas direções definidas por $\mu = 1, 2$ representam os fônons transversais. Notemos que,

$$\begin{cases} [c_{\mu k}, c_{\nu k'}] = 0 \\ [c_{\mu k}, c_{\nu k'}^+] = \delta_{\mu\nu}\delta_{kk'}. \end{cases} \quad (4.297)$$

Utilizando a expressão 4.183, substituindo as transformações 4.287 e 4.88 e usando as relações de ortonormalidade das funções $\phi_k(\vec{r})$'s juntamente com as relações de comutação 4.291 e 4.192, reescrevemos o Hamiltoniano 4.284 para os fônons em sua forma diagonalizada, ou seja,

$$H_{el} = \sum_{k,\mu} \hbar\omega_{f\mu} \left(c_{\mu k}^+ c_{\mu k} + \frac{1}{2} \right). \quad (4.298)$$

O processo de diagonalização do Hamiltoniano 4.298 é similar ao utilizado para o Hamiltoniano magnético que descreve os mágnons. Em termos dos operadores $c_{\mu k}$ e $c_{\mu k}^+$, o deslocamento e o operador de densidade de momento ficam

$$u_i = \sqrt{\left(\frac{\hbar}{2\rho}\right)} \sum_{k,\mu} \frac{\varepsilon_{i\mu}}{\sqrt{\omega_{f\mu}}} [\phi_k^*(\vec{r})c_{\mu k}^+ + \phi_k(\vec{r})c_{\mu k}] \quad (4.299)$$

e

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial t} = \sqrt{\left(\frac{\rho\hbar}{2}\right)} \sum_{k,\mu} i\varepsilon_{i\mu} \sqrt{\omega_{f\mu}} [\phi_k^*(\vec{r})c_{\mu k}^+ - \phi_k(\vec{r})c_{\mu k}]. \quad (4.300)$$

4.3.1.5 Interação magnetoelástica

Devido a interação spin-órbita, o deslocamento elástico em um meio magnético é acoplado à excitação de spin. Isto é o que, em última análise, relaxa a dinâmica da magnetização em qualquer material e também dá origem as propriedades magnetostrictivas dos materiais ferromagnéticos [4-21, 25, 28]. Assim, esperamos que, se uma onda de spin tiver uma frequência e um vetor de onda próximos dos de uma onda elástica, eles se tornam for-

temente acoplados, dando origem a excitações híbridas, chamadas ondas magnetoelásticas ou excitações de mágnon-fônon. A interação magnetoelástica pode ser expressa por um Hamiltoniano fenomenológico, que é uma função dos operadores $M(\vec{r}_i, t)$ e $u_i(\vec{r}, t)$. Para um cristal cúbico, com o campo magnético estático aplicado em um dos eixos cristalinos, o Hamiltoniano fenomenológico pode ser expresso como descrito por Kittel [14],

$$H'_{m-e} = \int d^3r \left[\left(\frac{b_1}{M_S^2} \right) M_i^2 u_{ii} + \left(\frac{b_2}{M_S^2} \right) M_i M_j u_{ij} \right], \quad (4.301)$$

onde

$$u_{i\xi} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_\xi} + \frac{\partial u_\xi}{\partial x_i} \right), \quad (4.302)$$

com $\xi = i$ ou j , sendo b_1 e b_2 constantes magnetoelásticas do tensor de tensão e $i, j = x, y, z$. Considerando o termo de ordem mais baixa [14, 21, 28], ficamos com,

$$H'_{m-e} = \int \left[\left(\frac{b_2}{2M_S^2} \right) M_i M_j \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] d^3r. \quad (4.303)$$

Substituindo os operadores $M(\vec{r}_i, t)$ e $u_i(\vec{r})$ definidos nas seções de mágnons e fônons, respectivamente, podemos reescrever o Hamiltoniano 4.303 como

$$\begin{aligned} H'_{m-e} = & \int \left[\left(\frac{b_2 \sqrt{2\hbar\gamma M_S}}{4M_S} \right) \right] \left\{ [b(\vec{r}) + b^+(\vec{r})] \left[\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right] - \right. \\ & \left. i [b(\vec{r}) - b^+(\vec{r})] \left[\frac{\partial u_y}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial y} \right] \right\} d^3r, \end{aligned} \quad (4.304)$$

introduzindo os operadores de quantização de mágnons reescrevemos 4.304 como

$$\begin{aligned} H'_{m-e} = & \int \left[\left(\frac{b_2 \sqrt{2\hbar\gamma M_S}}{4M_S} \right) \right] \sum_k \left\{ [\phi_k(\vec{r}) b_k + \phi_k^*(\vec{r}) b_k^+] \left[\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right] - \right. \\ & \left. i [\phi_k(\vec{r}) b_k - \phi_k^*(\vec{r}) b_k^+] \left[\frac{\partial u_y}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial y} \right] \right\} d^3r, \end{aligned} \quad (4.305)$$

Para uma propagação arbitrária da onda, adotaremos o sistema de coordenadas mostrado na **Figura 44**,

$$\begin{cases} u_1 = -u_z \sin \theta_k + u_x \cos \theta_k \\ u_2 = u_y \\ u_3 = u_z \cos \theta_k + u_x \sin \theta_k. \end{cases} \quad (4.306)$$

onde, definimos $\mu = t = 1, 2$ para fônons transversais e $\mu = l = 3$ para fônons

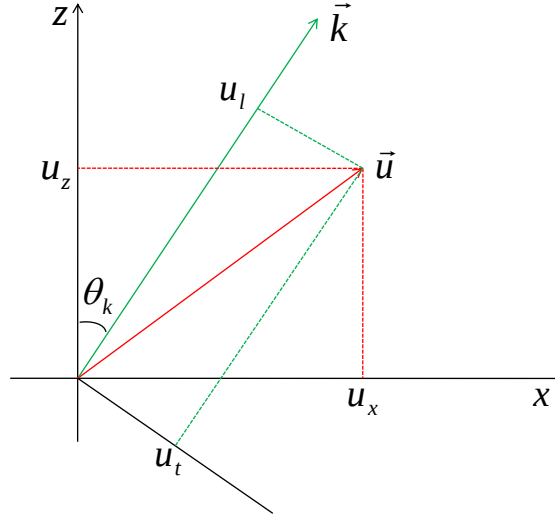


Figura 44 – Sistema de coordenadas usado na descrição para a propagação de uma onda elástica em uma direção arbitrária. Definimos a direção do deslocamento em t como ondas elásticas transversais e l como ondas longitudinais.

longitudinais. Dito isso, reescrevemos 4.306 como,

$$\begin{cases} u_x = u_1 \cos \theta_k + u_3 \sin \theta_k \\ u_y = u_2 \\ u_z = u_3 \cos \theta_k - u_1 \sin \theta_k. \end{cases} \quad (4.307)$$

Derivando as expressões 4.307 podemos obter as seguintes relações:

$$\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} = \cos \theta_k \frac{\partial u_1}{\partial z} - \sin \theta_k \frac{\partial u_1}{\partial x} + \cos \theta_k \frac{\partial u_3}{\partial x} - \sin \theta_k \frac{\partial u_3}{\partial z}, \quad (4.308)$$

e

$$\frac{\partial u_y}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial y} = \frac{\partial u_2}{\partial z} + \cos \theta_k \frac{\partial u_3}{\partial y} - \sin \theta_k \frac{\partial u_1}{\partial y}. \quad (4.309)$$

Para calcularmos as derivadas 4.308 e 4.309 utilizamos o operador deslocamento definido na seção de fônons por:

$$u_i = \sqrt{\left(\frac{\hbar}{2\rho}\right)} \sum_{k,\mu} \frac{\varepsilon_{i\mu}}{\sqrt{\omega_{f\mu}}} [\phi_k^*(\vec{r}) c_{\mu k}^+ + \phi_k(\vec{r}) c_{\mu k}]. \quad (4.310)$$

Uma propriedade importante da onda é sua polarização, determina aqui pelo termo

$\varepsilon_{i\mu}$. Dito isso, calculemos:

$$\begin{cases} \varepsilon_{z1} = \hat{r}_z \cdot \hat{\varepsilon}(\vec{k}, 1) = \cos\theta_k, \\ \varepsilon_{x1} = \hat{r}_x \cdot \hat{\varepsilon}(\vec{k}, 1) = \sin\theta_k, \\ \varepsilon_{z3} = \hat{r}_z \cdot \hat{\varepsilon}(\vec{k}, 3) = -\sin\theta_k, \\ \varepsilon_{x3} = \hat{r}_x \cdot \hat{\varepsilon}(\vec{k}, 3) = -\cos\theta_k. \end{cases} \quad (4.311)$$

Pelo sistema de coordenadas adotado segundo a **Figura 44** e pelas características do termo de energia 4.309, a polarização ε_{z2} é descrita por [28]:

$$\varepsilon_{z2} = \cos\theta_k \varepsilon_{z1} + \sin\theta_k \varepsilon_{z3} = \cos 2\theta_k. \quad (4.312)$$

Calculando as derivadas 4.308 e 4.309 e em seguida substituindo em 4.305 considerando as devidas polarizações encontradas em 4.311 e 4.312, obtemos

$$\begin{aligned} H'_{m-e} = & \int \sqrt{\left(\frac{b_2^2 \hbar^2 \gamma}{16\rho M_S}\right)} \sum_k \left\{ [\phi_k(\vec{r})b_k + \phi_k^*(\vec{r})b_k^+] \left[\left(\frac{\cos^2\theta_k}{\sqrt{\omega_{f1}}}\right) \left(c_{1k}^+ \frac{\partial \phi_k^*(\vec{r})}{\partial z} + \right. \right. \right. \\ & c_{1k} \frac{\partial \phi_k(\vec{r})}{\partial z} \Big) - \left(\frac{\sin^2\theta_k}{\sqrt{\omega_{f1}}}\right) \left(c_{1k}^+ \frac{\partial \phi_k^*(\vec{r})}{\partial x} + c_{1k} \frac{\partial \phi_k(\vec{r})}{\partial x} \right) - \left(\frac{\cos\theta_k \sin\theta_k}{\sqrt{\omega_{f3}}}\right) \\ & \left(c_{3k}^+ \frac{\partial \phi_k^*(\vec{r})}{\partial x} + c_{3k} \frac{\partial \phi_k(\vec{r})}{\partial x} \right) - \left(\frac{\cos\theta_k \sin\theta_k}{\sqrt{\omega_{f3}}}\right) \left(c_{3k}^+ \frac{\partial \phi_k^*(\vec{r})}{\partial z} + c_{3k} \frac{\partial \phi_k(\vec{r})}{\partial z} \right) \Big] - \\ & \left. i \left(\frac{\cos 2\theta_k}{\sqrt{\omega_{f2}}}\right) [\phi_k(\vec{r})b_k - \phi_k^*(\vec{r})b_k^+] \left(c_{2k}^+ \frac{\partial \phi_k^*(\vec{r})}{\partial z} + c_{2k} \frac{\partial \phi_k(\vec{r})}{\partial z} \right) \right\} d^3r. \end{aligned} \quad (4.313)$$

Usando a expressão 4.183, a saber,

$$\phi_k(\vec{r}) = e^{i[\int \vec{k}(\vec{r}) \cdot d\vec{r}]}, \quad (4.314)$$

na expressão 4.313 para $\vec{k}$ variando espacialmente, obtemos:

$$\begin{aligned} H'_{m-e} = & i\hbar \sqrt{\frac{b_2^2 \gamma}{4\rho M_S}} \sum_k \left(\frac{-k}{2}\right) \left\{ \frac{\cos(2\theta_k)}{\sqrt{\omega_{ft}}} [(b_k + b_{-k}^+) (c_{1k}^+ + c_{1-k})] \right. \\ & - \frac{\sin(2\theta_k)}{\sqrt{\omega_{ft}}} [(b_k + b_{-k}^+) (c_{3k}^+ + c_{3-k})] \\ & \left. - \frac{i\cos(2\theta_k)}{\sqrt{\omega_{ft}}} [(b_k - b_{-k}^+) (c_{2k}^+ + c_{2-k})] \right\}, \end{aligned} \quad (4.315)$$

onde ω_{ft} e ω_{fl} são as frequências transversal e longitudinal dos fônons, respectivamente. É possível observar que a expressão 4.315 para a energia magnetoelástica possui um fator 1/2 diferente do que apresenta a literatura [14, 21, 28], isso é devido a definição de operador magnetização que usamos. Desse modo, redefinimos a energia magnetoelástica como $H_{m-e} = 2H'_{m-e}$. Dito isso, vamos limitar nossa atenção apenas as ondas que se

propagam perpendicular ao campo magnético ($\theta_k = \pi/2$), afim de usar a descrição física apresentada, na interpretação dos dados experimentais que serão aqui expostos. Desse modo, reescrevemos 4.315,

$$H_{m-e} = i\hbar \sqrt{\frac{b_2^2 \gamma}{4\rho M_S}} \sum_k \left(\frac{k}{2}\right) \left\{ \frac{1}{\sqrt{\omega_{ft}}} [(b_k + b_{-k}^+) (c_{1k}^+ + c_{1-k})] - \frac{i}{\sqrt{\omega_{ft}}} [(b_k - b_{-k}^+) (c_{2k}^+ + c_{2-k})] \right\}. \quad (4.316)$$

É possível reescrever o Hamiltoniano dado por 4.316, usando transformações que evidenciam a polarização circular do fônon. Dito isso, definimos essas transformações por [28]:

$$c_{k(+)} = \frac{1}{\sqrt{2}} (c_{1k} + ic_{2k}), \quad (4.317)$$

e

$$c_{k(-)} = \frac{1}{\sqrt{2}} (c_{1k} - ic_{2k}). \quad (4.318)$$

Com as expressões 4.317 e 4.318 o Hamiltoniano magnetoelástico se torna:

$$H_{m-e} = i\hbar \sum_k \left(\frac{\sigma_k}{2}\right) \left[b_k^+ (c_{k(+)} + c_{-k(-)}^+) - b_k (c_{k(+)}^+ + c_{-k(-)}) \right], \quad (4.319)$$

onde

$$\sigma_k = b_2 \sqrt{\frac{2\gamma k}{\rho v_{ft} M_S}}, \quad (4.320)$$

é um parâmetro que expressa o acoplamento entre mágnons e fônons, $v_{ft} = \sqrt{\mu_t/\rho}$ é a velocidade transversal do fônon, onde μ_t é o módulo de cisalhamento. Para uma onda se propagando ao longo de uma das direções cristalográficas [100] em um cristal cúbico a velocidade pode ser definida como $v_{ft} = \sqrt{C_{44}/\rho}$.

Antes de concluir a discussão apresentada para definir a interação magnetoelástica fazemos uma observação sobre a nossa expressão em comparação a obtida por Kittel [14]. É observável que Kittel ao definir a polarização ε_{2z} limita-se apenas a descrever o que ocorre com os fônons transversais com polarização ε_{z1} desprezando o que ocorre com ε_{z3} . Com isso, os fônons não podem ser descritos usando operadores que caracterizam a polarização circular em termos de ε_{z1} e ε_{z3} . Então, resolvemos incluir a polarização ε_{z3} , porque ela é importante para descrever melhor o que ocorre fisicamente. Ressaltamos ainda que mesmo usando a energia magnetoelástica definida por Kittel para $\theta_k = \pi/2$, os cálculos da relação de dispersão final para o sistema total mágnon-fônon é similar para a polarização positiva do fônon (+). Contudo, existe um ponto importante que vale apenas enfatizar. Se usarmos a definição de Kittel, vamos obter uma relação de dispersão que

contém o termo $\omega_S = \sqrt{\omega_\delta^2 - \sigma_k^2/4}$ e usando a nossa encontramos $\omega_S = \sqrt{\omega_\delta^2 + \sigma_k^2/4}$, onde $\omega_\delta = (\omega_f - \omega_m)/2$. Isso mostra que se usarmos a definição de Kittel, quando $\omega_f = \omega_m$, teremos $\omega_{\delta-cri} = \pm i\sigma_k/2$ complexo. Isso significa que a interação magnetoelástica descrita por Kittel cria uma dependência complexa na região de forte interação magnetoelástica, de modo que a descrição fenomenológica é comprometida.

4.3.1.6 Hamiltoniano do sistema mágnon-fônon

O sistema mágnon-fônon em um campo magnético não uniforme já pode ser descrito de modo geral. Desse modo, usando as expressões 4.241, 4.298 e 4.319, escrevemos

$$H_{To} = \sum_k \hbar\omega_m(k)b_k^+b_k + \sum_{k,\mu} \hbar\omega_{f\mu}(k)c_{\mu k}^+c_{\mu k} + i\hbar \sum_k \left(\frac{\sigma_k}{2}\right) \left[b_k^+ \left(c_{k(+)} + c_{-k(-)}^+ \right) - b_k \left(c_{k(+)}^+ + c_{-k(-)} \right) \right]. \quad (4.321)$$

Afim de analisar o Hamiltoniano total do sistema, vamos considerar as equações de movimento dos operadores de mágnons e fônons na representação de Heisenberg. Usando a equação de Heisenberg $dU/dt = \partial U/\partial t + [U, H_{To}]/i\hbar$, obtemos as equações de movimento para os operadores de mágnons e fônons [28],

$$\frac{db_k^+}{dt} = i\omega_m b_k^+ + \frac{\sigma_k}{2} \left(c_{k(+)}^+ + c_{-k(-)} \right), \quad (4.322)$$

$$\frac{dc_{k(+)}^+}{dt} = i\omega_f c_{k(+)}^+ - \frac{\sigma_k}{2} b_k^+, \quad (4.323)$$

$$\frac{dc_{k(-)}^+}{dt} = i\omega_f c_{k(-)}^+ - \frac{\sigma_k}{2} b_{-k}. \quad (4.324)$$

No estado estacionário, todos os operadores têm uma variação temporal do tipo $\exp(i\omega t)$, de modo que a relação de dispersão magnetoelástica resultante das equações 4.322-4.324 é

$$(\omega^2 - \omega_f^2)(\omega - \omega_m) - \frac{\omega_f \sigma_k^2}{2} = 0, \quad (4.325)$$

que é um resultado aparentemente similar a equação 4.96, obtido usando a teoria semi-clássica. A diferença é que aqui ω_m representa a frequência de mágnons considerando a interação dipolar, o que é importante para descrever nossos resultados experimentais. Se não houver nenhum acoplamento magnetoelástico, $\sigma_k = 0$, as três raízes da equação 4.325 são ω_m e $\pm\omega_f$, os dois sinais correspondem às frequências (+) e (-) dos fônons com polarização circular. A dispersão têm três ramos, porque a excitação magnetoelástica envolve um mágnon e dois modos de fônons transversais. A **Figura 45 (a)** mostra a

relação de dispersão com $f_k = \omega_k/2\pi$ versus o número de onda, calculado através das raízes da equação 4.325, usando os seguintes parâmetros para o YIG: $H = 1,1$ kOe, $4\pi M_S = 1,76$ kG, $\gamma = 2,8 \times 2\pi \times 10^6$ s⁻¹/Oe, $D = 5,4 \times 10^{-9}$ Oe.cm², $b_2 = 7,0 \times 10^6$ erg/cm³, $\rho = 5,2$ g/cm³ e $v_f = 3,84 \times 10^5$ cm/s. O Zoom da região de cruzamento na **Figura 45 (b)** mostra que para $H = 1,1$ kOe as curvas das relações de dispersão do mágnon e do fônon se cruzam em uma frequência de 5,2 GHz e número de onda de cruzamento de $k_{cruz} = 8,8 \times 10^4$ cm⁻¹. A **Figura 45** foi obtida utilizando o programa apresentado no **apêndice A**.

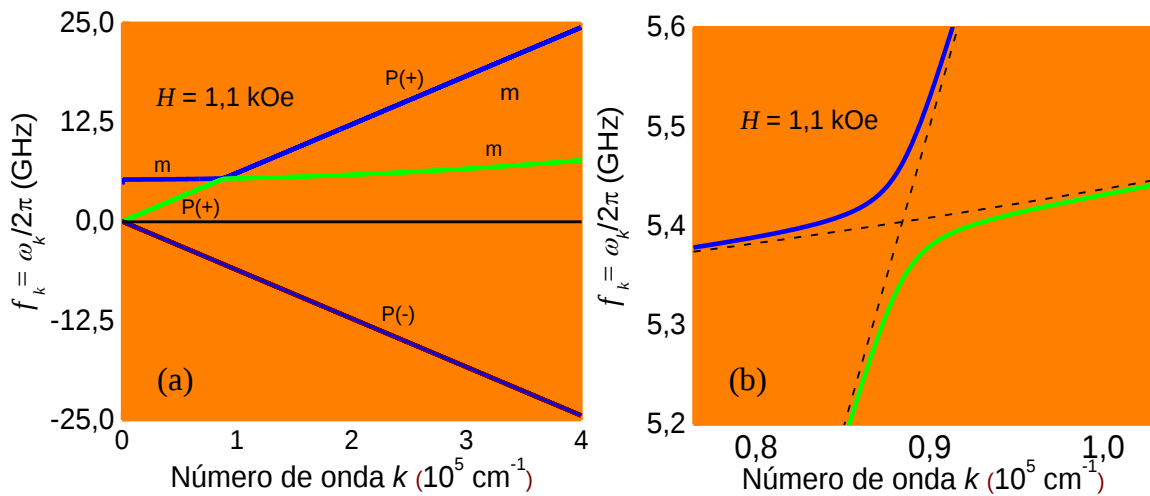


Figura 45 – Curvas da relação de dispersão de ondas magnetoelásticas em um filme de YIG com propagação perpendicular ao campo magnético aplicado $H = 1,1$ k Oe. **(a)** Dispersão total com três ramos. O ramo negativo (-) corresponde fônons com polarização circularmente negativa, p (-), que possuem acoplamento insignificante com mágnons. Nos ramos positivos m e p (+) indicam as regiões onde a excitação é essencialmente um mágnon puro ou fônon (+). **(b)** Zoom da região de cruzamento mostrando a divisão das dispersões magnetoelásticas (linhas sólidas) e as dispersões mágnon e fônon puros (linhas tracejadas).

A dispersão linear negativa corresponde a (-) na polarização circular do fônon que tem acoplamento de mágnon negligenciado. Os dois ramos positivos correspondem ao mágnon hibridizado e ao fônon com polarização circular (+). Como esperado, o acoplamento magnetoelástico é mais forte na região onde as curvas de mágnons e fônons se cruzam, geralmente chamada de região de cruzamento.

A análise das equações de movimento 4.322-4.324 mostram que uma excitação com frequência e número de onda longe do cruzamento tem um caráter quase puro de mágnon ou fônon. No entanto, na região de cruzamento os modos normais são misturas de excitações magnéticas e elásticas. Das equações 4.322-4.324 vemos também que no estado estacionário, os valores esperados dos operadores dos fônons com polarização circular

positiva ou negativa são relacionados por [21]

$$\langle c_{k(-)}^+ \rangle = \left(\frac{\omega - \omega_f}{\omega + \omega_f} \right) \langle c_{k(+)}^+ \rangle, \quad (4.326)$$

o que mostra que, em grande parte dos dois ramos superior do diagrama de dispersão, a influência dos fônons com polarização circular negativa é negligenciável. Portanto, podemos negligenciar os operadores de fônons negativos na equação 4.321. Desse modo, reescrevemos o Hamiltoniano como

$$H_{To} = \sum_k \left[\hbar \omega_m(k) b_k^+ b_k + \hbar \omega_f(k) c_k^+ c_k + \frac{i \hbar \sigma_k}{2} (b_k^+ c_k - c_k^+ b_k) \right], \quad (4.327)$$

onde omitimos por simplicidade de notação o índice (+) nos operadores de fônons. O Hamiltoniano 4.327 pode ser diagonalizado com a transformação canônica $C = FG$ descrita na seção de mágnons, onde

$$H_{To} = \sum_k C^+ Q C \quad (4.328)$$

com

$$C = \begin{pmatrix} b_k \\ c_k \end{pmatrix}, \quad Q = \begin{vmatrix} \omega_m(k) & i\sigma_k/2 \\ -i\sigma_k/2 & \omega_f(k) \end{vmatrix} \quad (4.329)$$

e

$$G = \begin{pmatrix} d_k \\ e_k \end{pmatrix}, \quad Z_T = \begin{vmatrix} \omega_d(k) & 0 \\ 0 & \omega_e(k) \end{vmatrix}. \quad (4.330)$$

Aqui as relações de comutação para os operadores bosônicos em C e G levam a

$$\Xi = \Xi' = \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{vmatrix}, \quad (4.331)$$

que é a matriz unitária, neste caso a matriz transformação pode ser encontrada com a equação de autovalor usual,

$$(QF - FZ_T) = 0. \quad (4.332)$$

Resolvendo 4.332 obtemos:

$$H_{To} = \hbar \sum_k [\omega_d(\vec{r}) d_k^+ d_k + \omega_e(\vec{r}) e_k^+ e_k], \quad (4.333)$$

sendo os operadores de mágnons e fônons obtidos pelas combinações lineares dos novos operadores,

$$\begin{cases} b_k = u_k d_k + v_k e_k, \\ c_k = v_k d_k + u_k e_k. \end{cases} \quad (4.334)$$

Neste caso $F^{-1} = F^{+}$ e a transformação inversa dá

$$\begin{cases} d_k = u_k b_k - i v_k c_k, \\ e_k = u_k c_k - i v_k b_k. \end{cases} \quad (4.335)$$

onde as frequências de modos normais correspondentes aos dois ramos são,

$$\omega_d(k) = \frac{\omega_f + \omega_m}{2} + \omega_S, \quad \omega_e(k) = \frac{\omega_f + \omega_m}{2} - \omega_S, \quad (4.336)$$

$$\omega_S = \sqrt{\omega_\delta^2 + \frac{\sigma_k^2}{4}}, \quad \omega_\delta = \frac{(\omega_f - \omega_m)}{2}, \quad (4.337)$$

e

$$u_k = \sqrt{\frac{\omega_S + \omega_\delta}{2\omega_S}}, \quad v_k = \sqrt{\frac{\omega_S - \omega_\delta}{2\omega_S}}, \quad u_k^2 + v_k^2 = 1. \quad (4.338)$$

As transformações 4.335 em termos dos novos operadores satisfazem as relações de comutação de bósons

$$[d_k, d_{k'}^+] = [e_k, e_{k'}^+] = \delta_{kk'}, \quad (4.339)$$

$$[d_k, e_{k'}] = [d_k, e_{k'}^+] = 0, \quad (4.340)$$

$$[c_k, c_{k'}] = [e_k, e_{k'}] = 0. \quad (4.341)$$

As equações 4.333-4.341 levam à interpretação de que d_k^+ , d_k , e_k^+ e e_k são os operadores de criação e aniquilação de quanta de excitações coletivas magnetoelásticas, ou excitações híbridas de mágnon-fônon, com energias $\hbar\omega_d(k)$ e $\hbar\omega_e(k)$. Observamos que longe da região de cruzamento, ou seja, onde a diferença entre as frequências de mágnon e fônon é muito maior do que a separação dos dois ramos $|\omega_f - \omega_m| \gg \sigma_k$, temos os seguintes limites:

$$\begin{cases} \omega_f > \omega_m \\ (v_k \rightarrow 0) \end{cases} \quad \begin{cases} \omega_d \rightarrow \omega_f \\ (d_k \rightarrow c_k) \end{cases} \quad \begin{cases} \omega_e \rightarrow \omega_m \\ (e_k \rightarrow b_k) \end{cases} \quad (4.342)$$

e

$$\begin{cases} \omega_m > \omega_f \\ (v_k \rightarrow 0) \end{cases} \quad \begin{cases} \omega_d \rightarrow \omega_m \\ (d_k \rightarrow -ib_k) \end{cases} \quad \begin{cases} \omega_e \rightarrow \omega_f \\ (e_k \rightarrow -ic_k). \end{cases} \quad (4.343)$$

Com as transformações definidas acima foi possível diagonalizar o Hamiltoniano total de modo a definir o comportamento mágnon-fônon em um campo magnético variável no espaço.

4.3.1.7 Auto-estados do sistema mágnon-fônon

Os estados estacionários do Hamiltoniano 4.333 podem ser obtidos através da aplicação de integrais de potências dos operadores de criação para o estado de vácuo. Os únicos

estados do modo podem ser escritos na forma normalizada como

$$|n_{dk}\rangle = \frac{(d_k^+)^{n_k}}{\sqrt{(n_{dk})!}} |0\rangle, \quad (4.344)$$

$$|n_{ek}\rangle = \frac{(e_k^+)^{n_k}}{\sqrt{(n_{ek})!}} |0\rangle. \quad (4.345)$$

Os números médios de ocupação de mágnons e de fônons são dados por

$$\langle n_{dk} | b_k^+ b_k | n_{dk} \rangle = \langle n_{ek} | c_k^+ c_k | n_{ek} \rangle = v_k^2 n_k, \quad (4.346)$$

e

$$\langle n_{dk} | c_k^+ c_k | n_{dk} \rangle = \langle n_{ek} | b_k^+ b_k | n_{ek} \rangle = u_k^2 n_k, \quad (4.347)$$

que estão de acordo com os limites dados pelas expressões 4.342 e 4.343. Nota-se também que, desde então, o número médio de mágnons mais o número médio de fônons em qualquer estado é o número total dos quanta magnetoelásticos nesse estado. Os estados estacionários 4.346 e 4.347 também podem ser expandidos em termos de auto-estados de mágnons puros e fônons puros. Como discutido na seção de auto-estados do Hamiltoniano magnético, estes estados têm número quântico bem definido e fase incerta. Ondas magnetoelásticas coerentes deve ter fase bem definida e envolve um grande e incerto número de mágnons e fônons. Afim de estabelecer uma correspondência entre ondas magnetoelásticas clássica e quântica é preciso usar os estados coerentes magnetoelásticos, definidos como os auto-estados dos operadores de aniquilação

$$d_k |\alpha_{dk}\rangle = \alpha_{dk} |\alpha_{dk}\rangle, \quad (4.348)$$

$$e_k |\alpha_{ek}\rangle = \alpha_{ek} |\alpha_{ek}\rangle. \quad (4.349)$$

Estes auto-estados podem ser expandidos em termos dos auto-estados do hamiltoniano

$$|\alpha_{dk}\rangle = e^{-\frac{|\alpha_{dk}|^2}{2}} \sum_{n_{dk}} \frac{(\alpha_{dk})^{n_{dk}}}{\sqrt{(n_{dk})!}} |n_{dk}\rangle \quad (4.350)$$

e

$$|\alpha_{ek}\rangle = e^{-\frac{|\alpha_{ek}|^2}{2}} \sum_{n_{ek}} \frac{(\alpha_{ek})^{n_{ek}}}{\sqrt{(n_{ek})!}} |n_{ek}\rangle \quad (4.351)$$

e eles possuem magnetização e componentes de deslocamento elástico com fase bem definida como esperado para uma onda clássica.

4.3.1.8 Eficiência da conversão mágnon-fônon

Se o campo magnético varia no espaço, os operadores de mágnon e de fônon não têm dependência espacial do tipo $\exp(i\vec{k}\cdot\vec{r})$ como discutido nas seções anteriores. A quantidade $\vec{k}$ não tem o significado de vetor de onda de uma função periódica, mas sua relação com o momento ainda é válida, $\vec{p} = \hbar\vec{k}$, assim como a da energia $\omega(r) = E(r)/\hbar$. Além disso, uma vez que as transformações usadas para definir b_k e c_k não envolveremos quantidades dependentes do espaço, esses operadores não são funções explícitas do espaço. Contudo, para um campo magnético ($H(\vec{r})$) com qualquer dependência no espaço, podemos obter a evolução espacial dos operadores de mágnons e fônons usando as equações de Heisenberg e observando que $d\langle A \rangle/dt \equiv v d\langle A \rangle/dr$. Dito isso, reescrevemos o hamiltoniano do sistema mágnon-fônon para um campo magnético variando no espaço,

$$H_{To} = \hbar \sum_k \left[\omega_m(\vec{r}) b_k^+ b_k + \omega_f c_k^+ c_k + \frac{i\sigma_k}{2} (b_k^+ c_k - c_k^+ b_k) \right] = \hbar \sum_k \left[\omega_d(\vec{r}) d_k^+ d_k + \omega_e(\vec{r}) e_k^+ e_k \right]. \quad (4.352)$$

Usando as equações de movimento obtidas em 4.322, 4.323 e 4.324 para a polarização circular positiva (+), encontramos em termos dos valores esperados dos operadores de aniquilação b_k e c_k , respectivamente,

$$v_m \frac{d\langle b_k \rangle}{dr} = -i\omega_m(\vec{r}) \langle b_k \rangle + \frac{\sigma_k}{2} \langle c_k \rangle, \quad (4.353)$$

$$v_f \frac{d\langle c_k \rangle}{dr} = -i\omega_f \langle c_k \rangle + \frac{\sigma_k}{2} \langle b_k \rangle. \quad (4.354)$$

As equações de movimento para os operadores magnetoelásticos de modo normal podem ser obtidos a partir 4.335, 4.353 e 4.354. Neste caso, é preciso notar que as derivadas parciais dos valores esperados dos operadores d_k e e_k em relação ao espaço não são zero. De modo escrevemos

$$v_{dk} \frac{d\langle d_k \rangle}{dr} = -i\omega_{dk}(r) \langle d_k \rangle - i\beta_k(r) \langle e_k \rangle, \quad (4.355)$$

$$v_{ek} \frac{d\langle e_k \rangle}{dr} = -i\omega_{ek}(r) \langle e_k \rangle - i\beta_k(r) \langle d_k \rangle. \quad (4.356)$$

onde $\beta(\vec{r})$ é um parâmetro aproximadamente proporcional à taxa de variação espacial do campo magnético $H' \equiv \nabla \cdot \vec{H}$,

$$\beta(r) = \frac{v_{pt}^3 M_S \rho}{\pi b_2^2} H'(r), \quad (4.357)$$

na região de campo crítico $\beta(\vec{r}) \rightarrow \omega$, de modo que

$$H'_{crit} = \frac{\pi b_2^2 \omega}{M_S \rho v_{pt}^3}. \quad (4.358)$$

Observamos que se $H' = 0$ e $\beta = 0$, as equações para d_k e e_k não estão acopladas entre si. Neste caso, os estados correspondentes aos dois ramos positivos do diagrama de dispersão são ortogonais um ao outro em qualquer posição do espaço. No entanto, se $\beta \neq 0$ pode se acoplar as excitações dos dois ramos. As equações anteriores foram formuladas usando a abordagem de Heisenberg, que é caracterizada aqui por operadores com dependência espacial e um vetor de onda dependente do espaço. Portanto, se o sistema estiver inicialmente em um estado para o qual os valores esperados de mágnons e fônons não são zeros, a evolução dos valores esperados é regida pelas equações 4.353-4.358.

Embora as equações 4.353 e 4.354 sejam equações de valores médios dos operadores, seu carácter linear significa que elas podem ser resolvidas em termos de equações lineares de números complexos como feito para um campo variando no tempo [21]. Nós escrevemos suas soluções na forma

$$\begin{cases} \langle b_k(r) \rangle = q(r) \langle b_k(r_1) \rangle + p(r) \langle c_k(r_1) \rangle, \\ \langle c_k(r) \rangle = s(r) \langle b_k(r_1) \rangle + m(r) \langle c_k(r_1) \rangle. \end{cases} \quad (4.359)$$

onde a invariância da energia implica que

$$|q|^2 + |s|^2 = 1, \quad |p|^2 + |m|^2 = 1, \quad qp^* + sm^* = 0. \quad (4.360)$$

As condições iniciais em $r = r_1$ são

$$q(r_1) = m(r_1) = 1, \quad p(r_1) = s(r_1) = 0. \quad (4.361)$$

Das equações 4.353, 4.354 e 4.359, obtemos para duas das funções,

$$v_m \frac{dq(r)}{dr} = -i\omega_m q(r) + \frac{\sigma_k}{2} s(r), \quad (4.362)$$

$$v_f \frac{ds(r)}{dr} = -i\omega_f s(r) - \frac{\sigma_k}{2} q(r). \quad (4.363)$$

Similarmente, com as equações 4.355 e 4.356

$$\begin{cases} \langle d_k(r) \rangle = X(r) \langle d_k(r_1) \rangle + W(r) \langle e_k(r_1) \rangle, \\ \langle e_k(r) \rangle = Y(r) \langle d_k(r_1) \rangle + Z(r) \langle e_k(r_1) \rangle. \end{cases} \quad (4.364)$$

onde

$$|X|^2 + |Y|^2 = 1, \quad |W|^2 + |Z|^2 = 1, \quad XW^* + YZ^* = 0, \quad (4.365)$$

com as seguintes condições iniciais,

$$X(r_1) = Z(r_1) = 1, \quad W(r_1) = Y(r_1) = 0. \quad (4.366)$$

Analogamente obtemos,

$$v_{dk} \frac{dX(r)}{dr} = -i\omega_{dk}X(r) - i\beta_k Y(r), \quad (4.367)$$

$$v_{ek} \frac{dY(r)}{dr} = -i\omega_{ek}Y(r) - i\beta_k X(r). \quad (4.368)$$

Com as equações 4.352-4.366 pode-se calcular a evolução espacial de qualquer quantidade de interesse no sistema mágnon-fônon acoplado para um campo variável no espaço com condições iniciais dadas. Por exemplo, suponhamos que, no instante r_1 , temos no sistema uma excitação de mágnons puro caracterizada por um estado $|\chi_0\rangle$. Esta é apenas uma aproximação porque não é possível ter uma excitação de mágnons sem interação com os fônons. No entanto, se $\vec{k}$ estiver muito longe da região de cruzamento, esta aproximação pode ser muito boa. Se após r_1 , o campo aplicado varia no espaço, haverá uma transferência de momentos angulares lineares e angulares (S) para excitações de fônons, conforme revelado pelas equações 4.353 e 4.354. Uma vez que a soma do mágnon e do fônon significa que os momentos são conservados, é conveniente definir uma eficiência de conversão do estado do mágnon para o estado do fônon como a relação entre os momentos médios, seja linear ou angular, nos dois estados. Usando 4.353 e 4.354 e considerando que $\langle\chi_0|c_k|\chi_0\rangle = \langle\chi_0|c_k^+c_k|\chi_0\rangle$, encontramos a eficiência de conversão mágnon-fônon (η_{mf}) em termos do momento angular de spin [21, 28] ou através da energia usando os números quânticos (n_i),

$$\eta_{mf}(r) = \frac{\langle S_f(r) \rangle}{\langle S_m(r_1) \rangle} = \frac{n_f(r)}{n_m(r_1)} = |s(t)|^2. \quad (4.369)$$

Observe que isso é válido para qualquer estado de magnon $|\chi_0\rangle$. Analogamente, vemos que, se o sistema estiver inicialmente em um estado de fônon, a eficiência de conversão de fônon-mágnon é dada por $|p(r)|^2$. Da mesma forma, podemos definir um fator de conversão para as duas excitações magnetoelásticas do modo normal, que representa a transferência de momentos entre os dois ramos. Pode-se mostrar que

$$\eta_{de}(r) = \frac{\langle S_e(r) \rangle}{\langle S_d(r_1) \rangle} = |Y(t)|^2 \quad (4.370)$$

e

$$\eta_{ed}(r) = \frac{\langle S_d(r) \rangle}{\langle S_e(r_1) \rangle} = |W(t)|^2, \quad (4.371)$$

que são válidas para condições análogas às utilizadas para derivar 4.369. Para obter 4.370, assumimos que o sistema está inicialmente em estado puro d_k , e para 4.371 está

inicialmente em estado puro e_k .

Os sistemas de equações lineares 4.362-4.363 e 4.367-4.368, não podem ser resolvidos para uma dependência geral do campo variando no espaço. No entanto, é possível encontrar sua solução para casos específicos de interesse. No caso de um campo que varia lentamente, isto é, em uma aproximação adiabática, é conveniente trabalhar com as equações 4.355-4.356 e 4.367-4.368, porque neste caso o acoplamento entre os modos d_k e e_k é pequeno. Agora consideremos que o sistema está inicialmente em um estado de mágnon no ramo d_k e o campo aumenta de modo que a frequência passa pela região de cruzamento. A eficiência de conversão mágnon-fônon é, portanto, dada por $1 - |W(r)|^2$. A solução de 4.367-4.368, no limite onde $\gamma v_{ft} H'_{cruz} \ll \sigma_k^2$ (ou $H'_{cruz} \ll H'_{crit}$), é idêntica à solução das equações semi-clássicas para um problema semelhante [16, 19],

$$\eta_{mf}|_{Forte} = 1 - |W(\infty)|^2 \approx 1 - \pi^2 e^{(-H'_{crit}/H'_{cruz})}, \quad (4.372)$$

onde H'_{cruz} é o valor absoluto do gradiente de campo no momento em que as frequências de mágnon e fônon se cruzam e

$$H'_{crit} = \frac{\pi \sigma_k^2}{2\gamma v_{ft}}, \quad (4.373)$$

é um gradiente de campo crítico avaliado na frequência de excitação da onda. Outra situação de interesse é a mudança súbita do campo, caracterizada pela condição $\gamma v_{ft} H'_{cruz} \gg \sigma_k^2$ (ou $H'_{cruz} \gg H'_{crit}$). Neste caso, o acoplamento entre os modos d_k e e_k é forte, de modo que seu caráter de modos quase-normais perde o significado. No entanto, neste caso, o acoplamento entre os operadores de mágnon e de fônon é pequeno e as equações 4.353-4.354 e 4.362-4.363 podem ser resolvidas aproximadamente. Novamente é possível determinar a eficiência de conversão, que neste caso é dada por $|s(r)|^2$, onde $s(r)$ é uma solução das equações para s e q que são idênticas a 4.362 e 4.363. A analogia com o caso semiclássico dá imediatamente [16, 19],

$$\eta_{mf}|_{Fraco} = |s(\infty)|^2 \approx \frac{H'_{crit}}{H'_{cruz}}. \quad (4.374)$$

É importante ressaltar que se tomarmos,

$$\eta_{mf}|_{\tau'=0}^{Forte} = 1 - \pi^2, \quad (4.375)$$

onde $\tau' = H'_{crit}/H'_{cruz}$, temos em primeira ordem,

$$\eta_{mf}|_{1^{a}ordem}^{Forte} = 1 - \pi^2 + \pi^2 \left(\frac{H'_{crit}}{H'_{cruz}} \right), \quad (4.376)$$

onde a primeira ordem significa que expandimos a função exponencial da expressão 4.372

em primeira ordem. Com as expressões 4.375 e 4.376 pode escrever,

$$\eta_{mf}|_{Fraco} = \frac{\eta_{mf}|_{1^{a}ordem}^{Forte} - \eta_{mf}|_{\tau'=0}^{Forte}}{\pi^2} \approx \frac{H'_{crit}}{H'_{cruz}}, \quad (4.377)$$

o que reforça o fato da conversão ser fraca quando $H'_{cruz} \gg H'_{crit}$.

4.4 Resultados experimentais de conversão mágnon-fônon

Os fenômenos envolvendo ondas de spin, as excitações coletivas de spin em materiais magnéticos, atraíram a atenção por várias décadas devido às suas propriedades físicas desafiadoras e potenciais aplicações no processamento de sinal na faixa de frequência de micro-ondas (GHz). Esse fato, juntamente com os desenvolvimentos contínuos em estruturas híbridas magnéticas e observações de novos efeitos físicos, fizeram da spintrônica de mágnon um campo de pesquisa ativo e excitante [34]. Devido às propriedades magneto-estrutivas dos materiais, as deformações elásticas nos cristais alteram a energia dos spins. Por outro lado, as mudanças na configuração de spin modificam a energia elástica. Como consequência, se uma onda de spin em uma rede de um cristal tiver uma frequência e um vetor de onda próximos das de uma onda elástica, elas podem se acoplar fortemente para formar uma onda magnetoelástica ou uma excitação mágnon-fônon híbrida, como discutido antes.

As ondas magnetoelásticas com frequência de alguns GHz foram amplamente estudadas há várias décadas no YIG ($\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$), um material-chave para a spintrônica de mágnons, graças às suas propriedades magnéticas e elásticas únicas [35]. Recentemente, com o desenvolvimento de novas estruturas de materiais para spintrônica de mágnons, houve um ressurgimento do interesse no acoplamento entre excitações de spin e ondas elásticas, e novos fenômenos foram revelados, tais como: spin pumping com ondas elásticas [36, 37]; excitação de onda de spin por ondas elásticas em interfaces magnética/não magnética [38, 39]; estruturas de filmes finos para estudar o efeito spin Seebeck dependente do campo magnético, devido à correspondência de energia e momento do sistema mágnon-fônon [40]; observação direta do acoplamento mágnon-fônon em isolantes magnéticos por espalhamento inelástico de nêutrons [41]; transporte não local de mágnon-polaron em YIG [42, 43] e condensação de Bose-Einstein de quasi-partículas magnetoelásticas à temperatura ambiente [44].

Iniciaremos esta seção considerando as relações de dispersão obtidas pela equação de Damon-Eshbach (equação 4.54). Discutiremos nossas medidas com micro-ondas pulsada feitas em um filme de YIG com campo uniforme e não uniforme na condição de propagação de ondas de superfície.

4.4.1 Excitação e propagação de ondas de spin usando micro-ondas pulsada

Afim de analisarmos as relações obtidas pela equação 4.54 em $\theta_k = 0^\circ$ e $\theta_k = 90^\circ$, tomamos os seguintes parâmetros para um filme de YIG: $H_A = 7,8$ Oe; $4\pi M_S = 1,76$ kG; $\gamma = 2,8$ GHz/kOe; campo magnético aplicado de $H = 0,555$ kOe; dimensões do filme $L_z = 2 \times L_x = 12$ mm² no plano do filme e espessura $t = 8$ μ m. Calculamos as relações de dispersão numericamente usando a equação 4.54 com $n_x = 1$, sendo $k_x = n_x\pi/L_x$ (modo de volume) e com $n_z = 1$ sendo $k_z = n_z\pi/L_z$ (modo de superfície) como mostra a **Figura 46**.

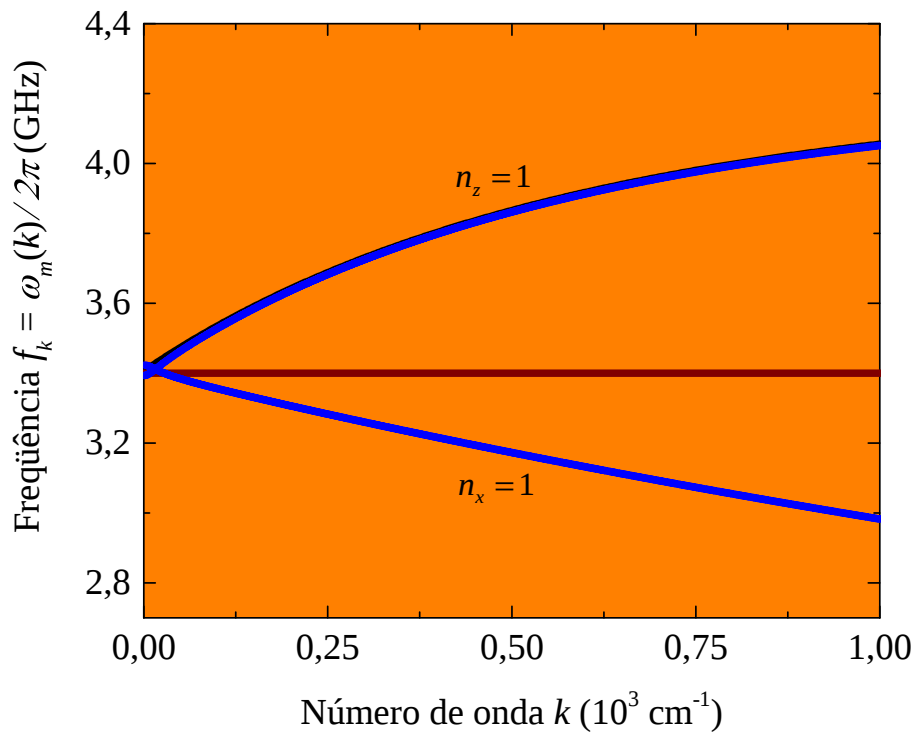


Figura 46 – Relações de dispersão de ondas magnetostáticas em azul calculadas usando a equação 4.54 para o modo de volume com $n_x = 1$ e para o modo de superfície com $n_z = 1$. A curva em preto representa a expressão 4.57 usando os mesmos parâmetros considerados nas outras relações de dispersão para o filme de YIG. A reta marrom é uma representação para k constante na frequência de 3,4 GHz.

A relação de dispersão descrita pela curva preta na **Figura 46** foi obtida usando a equação 4.57 com $\omega_H = \gamma H$ e $\omega_M = \gamma 4\pi M_S$ para um filme infinito. Notamos que ela praticamente não difere da expressão obtida usando a equação 4.54 com $n_z = 1$ em toda a faixa de k analisada. Com essa análise fica demonstrado que a relação de dispersão obtida por nós usando a teoria quântica serve muito bem para descrever a região de vetor de

onda pequeno ($k < 10^3 \text{ cm}^{-1}$). Para vetores de onda grande podemos ver pela **Figura 47**, usando a equação 4.54 de Damon-Eshbach com $\omega_H = \gamma(H + Dk^2 + H_A)$, $D = 5,4 \times 10^{-12} \text{ kOe.cm}$ e $\theta_k = \pi/2$, que para vetores de onda grandes $k > 10^3 \text{ cm}^{-1}$ as relações de dispersão são idênticas para diferentes modos magnetostáticos. A curva em vermelho representa a relação de dispersão obtida com a expressão 4.57 com $\omega_H = \gamma(H + Dk^2 + H_A)$ e usando os parâmetros descritos anteriormente.

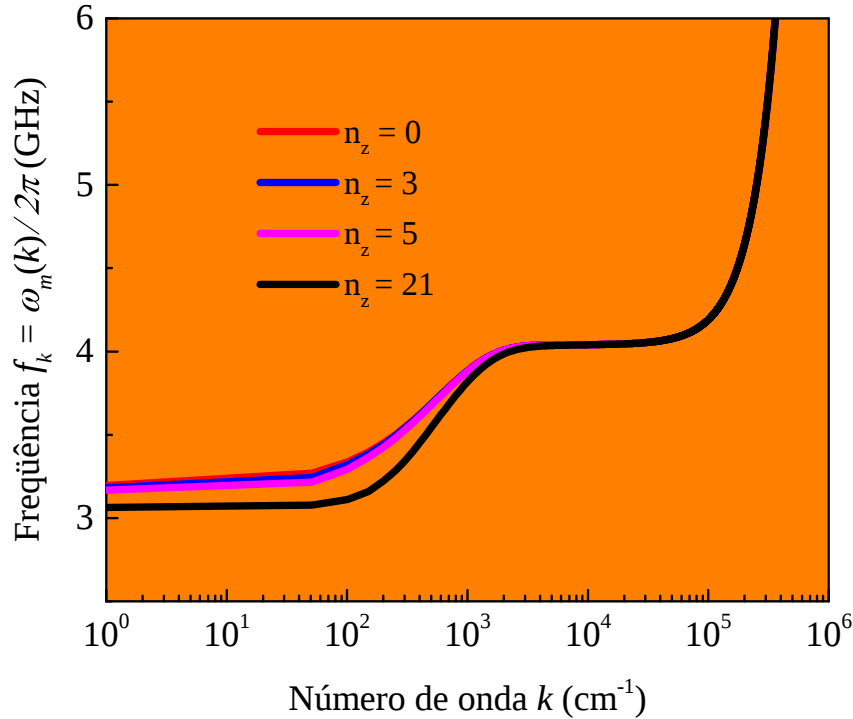


Figura 47 – Relações de dispersão de ondas magnetostáticas com $\omega_H = \gamma(H + Dk^2 + H_A)$ para diferentes modos de superfície, evidenciando que para vetores de ondas grandes ($k > 10^3 \text{ cm}^{-1}$) o comportamento entre modos é similar.

Os resultados apresentados mostram que podemos usar a expressão obtida pela teoria quântica para vetores de onda pequenos e grandes. Todas as nossas experiências foram realizadas à temperatura ambiente. A configuração experimental para as experiências iniciais é mostrada na **Figura 48**, onde a amostra é um filme de YIG com espessura de $8 \mu\text{m}$, crescido em um substrato de granada de gadolínio gálio (GGG) por epitaxia em fase líquida e cortada na forma de uma tira com dimensões $2 \times 12 \text{ mm}^2$ e parâmetros descritos acima. O filme de YIG é magnetizado à saturação por um campo magnético estático uniforme com intensidade H aplicado no plano do filme, na direção transversal ao comprimento do filme. Nesta configuração, o filme suporta a propagação de ondas de spin magnetostáticas de superfície (surface magnetostatic spin waves - SMSW) ao longo

do seu comprimento [45]. Duas antenas de cobre fino perto das extremidades do filme são usadas para excitar e detectar pacotes de ondas de spin com frequência de micro-ondas. Os pulsos de radiação de micro-ondas com frequência 3,4 GHz, potência de pico de 20 mW, duração 25 ns e taxa de repetição de 10 kHz são produzidos por um modulador de diodo PIN na saída do gerador de micro-ondas e direcionado para uma das antenas. Através de medidas de pulsos de micro-ondas com duração de 25 nanosegundos analisamos a excitação e propagação de pulsos de ondas de spin no regime magnetostático, com uma amostra de YIG com as dimensões e parâmetros descritos acima. Os dados resultantes dessas medidas estão nas **Figuras 49 e 50**.

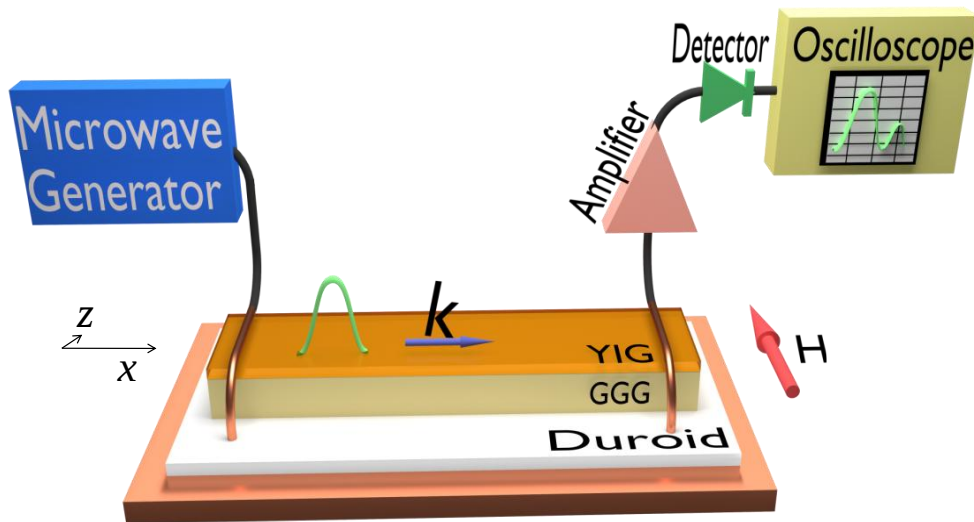


Figura 48 – Montagem ilustrativa do aparato feito para se medir a propagação de pulsos de ondas de spin em um filme de YIG.

A componente do campo magnético de rf gerado na amostra pela antena está perpendicular ao campo estático, excitando pacotes coerentes de onda de spin [32, 33] com números de ondas baixos ($k < 10^3 \text{ cm}^{-1}$) que se propagam ao longo do filme de YIG na configuração do modo magnetostático de superfície de menor ordem. O pacote de onda se propaga com uma certa velocidade de grupo e atinge a outra extremidade do filme onde produz um pulso de rf na antena receptora com um tempo de atraso que varia com o valor do campo estático H . O pulso é amplificado com um amplificador de banda larga

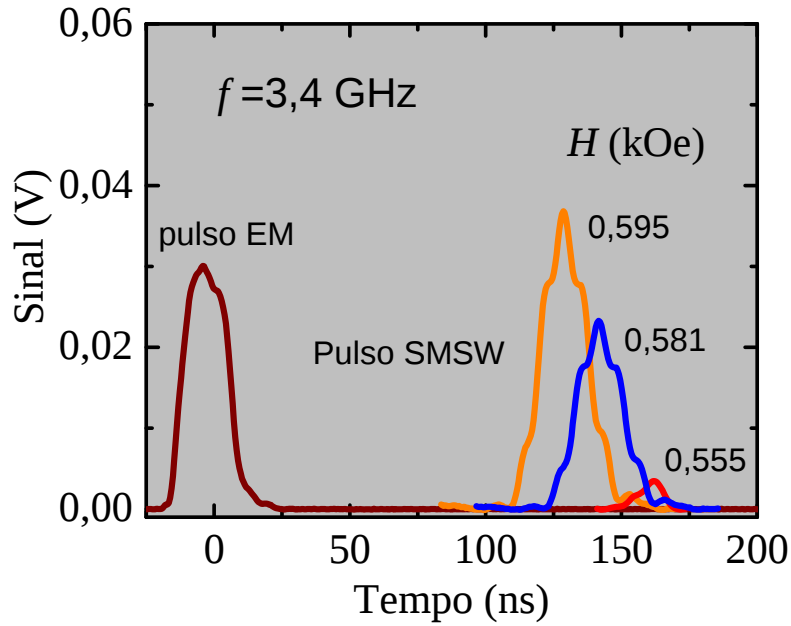


Figura 49 – Propagação de um pulso de onda de spin no regime magnetostático. Os três sinais representam o pulso medido em tempos de atraso diferentes.

e detectado com um diodo de barreira Schottky para que o envelope do pulso de sinal de micro-ondas possa ser observado em um osciloscópio, digitalizado e armazenado como apresentado nas **Figuras 49 e 50**. No intervalo de potência utilizado nas experiências, as amplitudes de pulsos detectados variam linearmente com a potência. As curvas sólidas nas **Figuras 50 (c) e (d)** são os cálculos numéricos feitos considerando os parâmetros descritos acima com a expressão 4.57. O tempo de atraso do pacote de onda pode ser calculado com $\tau = L_x/v_g$, onde $v_g = \partial\omega_m(k)/\partial k$ é a velocidade de grupo, L_x é a distância entre as duas antenas e $\omega_m(k) = 2\pi f_k$ a frequência do mágnon. O único parâmetro ajustável é o campo de anisotropia, $H_A = 7,8$ Oe. À medida que o campo aumenta, o número de onda diminui e a largura finita da tira de filme resulta em modos discretos com pequenas mudanças de frequência [28, 45, 46]. Os dados da variação do vetor de onda em função do campo magnético foram obtidos considerando o ajuste da **Figura 50 (c)**. O bom ajuste na **Figura 50 (c)** evidência o acordo entre teoria e experimento.

Observamos também que à medida que o campo diminui, a amplitude do pulso transmitido diminui rapidamente, como mostrado nas **Figuras 49 e 50 (b)**. Isto é devido a dois efeitos: (i) o campo decrescente corresponde a atrasos de tempo maiores e, portanto, maior amortecimento da onda de spin durante a propagação, resultando em uma amplitude de pico $A(t) \propto \exp(-2\eta_k t)$, onde η_k é a taxa de relaxação da onda de spin; (ii) à medida que o campo diminui, o número de onda da onda excitada aumenta e

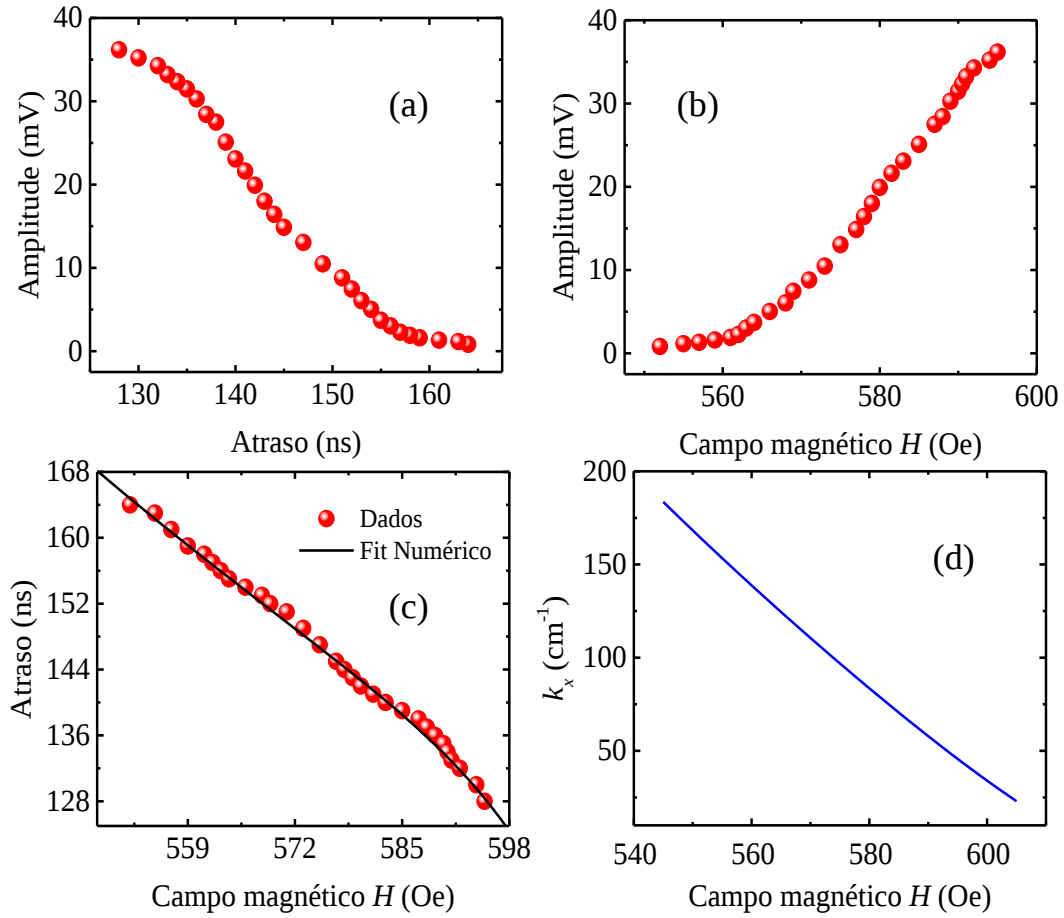


Figura 50 – Dados obtidos com a propagação do pulso de onda de spin em filme de YIG, com $f = 3,4$ GHz. A propagação ocorre perpendicularmente ao campo magnético H . **(a)** Amplitude do pulso em função do tempo de atraso da onda de spin; **(b)** Amplitude em função do campo magnético uniforme (H); **(c)** Tempo de atraso do pacote de onda de spin versus campo H e comparação com valores calculados; **(d)** Número de onda resultante do ajuste feito na **Figura 50 (c)**.

a força da excitação pela antena de fio diminui [46].

O painel esquerdo na **Figura 51** mostra a relação de dispersão da onda de spin na região de pequenos números de onda, $k < 10^3$ cm⁻¹, para $H = 0,555$ kOe, calculada com a expressão para ondas de spin magnetostáticas de superfície [3, 46] estendida para a região onde a energia de troca se torna importante [22], ou seja, a expressão 4.233, a saber

$$\omega_m(k) = \pm \sqrt{\omega_H^2(k) + \omega_M \omega_H(k) + \frac{\omega_M^2}{4} (1 - e^{-2tk})}. \quad (4.378)$$

onde $\omega_M = \gamma 4\pi M_s$, $\omega_H = \gamma(H(r) + H_A + Dk^2)$, γ é a razão giromagnética (2,8 GHz/kOe para o YIG), $4\pi M_s$ é a magnetização de saturação (1,76 kG para o YIG à temperatura ambiente), H_A é o campo de anisotropia, D é o parâmetro de troca, t é a espessura do filme de YIG e $H = 0,555$ kOe. Podemos ver que à medida que o campo aumenta, a

velocidade de grupo dada pela inclinação da curva diminui, resultando em atrasos de tempo mais longos. Isto é claramente visto nos traçados do osciloscópio das medidas resolvidas no tempo mostradas na **Figura 49** para uma frequência de condução de 3,4 GHz. O pulso inicial grande na esquerda corresponde à transmissão eletromagnética direta entre as antenas de excitação e de captação. O pico atrasado é o pulso correspondente ao sinal transmitido pelo pacote de onda de spin propagante que tem velocidade de grupo várias ordens de magnitude menores do que as ondas eletromagnéticas no vácuo.

O painel direito da **Figura 51** mostra que, à medida que o número de onda aumenta para o alcance de $k \sim 10^5 \text{ cm}^{-1}$, a relação de dispersão de mágnons cruza a dos fônons

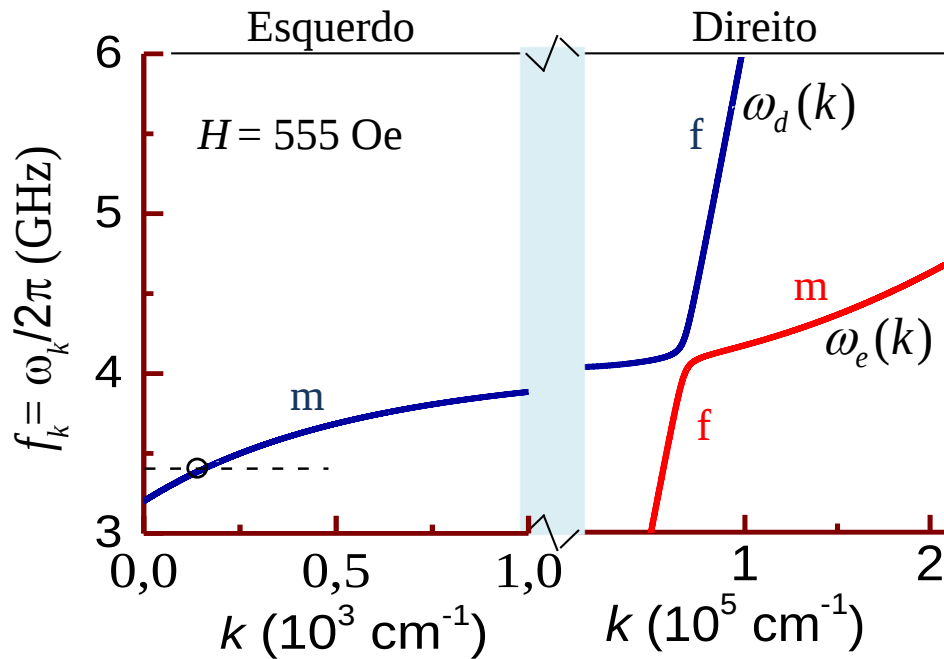


Figura 51 – Relação de dispersão (frequência versus número de onda k) calculada para ondas de superfície magnetostáticas (painel esquerdo) que se propagam perpendicularmente ao campo aplicado no plano do filme em uma tira de filme de YIG com espessura de $8 \mu\text{m}$ para um campo magnético $H = 0,555 \text{ kOe}$. A velocidade de grupo do pacote de onda de spin é dada pelo gradiente na frequência 3,4 GHz, indicado pela linha horizontal. O painel direito mostra a relação de dispersão para números de onda maiores, onde a frequência da onda de spin e a frequência de onda elástica são semelhantes, dando origem a onda magnetoelástica.

acústicos transversais. Devido à interação magnetoelástica, [14, 24, 47], em vez de cruzamento, as duas relações de dispersão se dividem, dando origem a dois ramos separados que caracterizam modos normais independentes. Os dois ramos da relação de dispersão

são dados pela expressão 4.336 [19, 21, 48, 49], ou seja, por

$$\omega_d(k) = \frac{\omega_f + \omega_m}{2} + \omega_S, \quad \omega_e(k) = \frac{\omega_f + \omega_m}{2} - \omega_S, \quad (4.379)$$

$$\omega_S = \sqrt{\omega_\delta^2 + \frac{\sigma_k^2}{4}}, \quad \omega_\delta = \frac{(\omega_f - \omega_m)}{2}, \quad (4.380)$$

onde ω_m é a frequência do mágnon, dada pela equação 4.378, $\omega_{ft} = v_{ft}k$ é a frequência do fônon acústico transversal com velocidade dada por $v_{ft} = \sqrt{\mu_t/\rho}$, μ_t é o módulo de cisalhamento apropriado, ρ é a densidade média de massa e $\sigma_k = b_2\sqrt{2\gamma k/\rho v_{ft}M_S}$ é um parâmetro que expressa o acoplamento entre mágnon e fônon, sendo b_2 a constante de interação magnetoelástica [14, 28]. As duas curvas de dispersão no painel direito da **Figura 51** foram calculadas com as equações 4.378-4.380 com os parâmetros para o YIG [21, 28, 48] citados anteriormente e $H = 0,555$ kOe. Conforme indicado pelas letras **m** e **f** na **Figura 51**, longe da região de cruzamento, as excitações são essencialmente mágnons ou fônons puros. Perto do cruzamento, as excitações elementares são ondas magnetoelásticas, contendo uma mistura magnética e elástica em magnitude comparável. As ondas magnetoelásticas podem ser geradas por ondas de spin em condições ideais se a amostra estiver sujeita a um campo magnético que varia no tempo ou no espaço como na **Figura 52**.

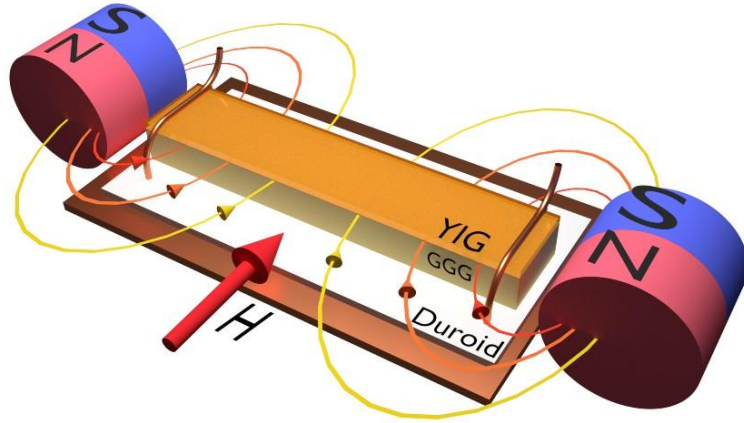


Figura 52 – Esquema da amostra com dois pequenos ímãs permanentes que criam um campo magnético não uniforme. As medidas são feitas com a aplicação de um campo uniforme H transversalmente à dimensão longa da tira de filme que se adiciona ao campo magnético dos ímãs.

Em um meio espacialmente uniforme, as ondas magnetoelásticas com $k \sim 10^5 \text{ cm}^{-1}$ não podem ser excitadas diretamente com fônons de micro-ondas com números de onda na faixa $k \sim 10^3 \text{ cm}^{-1}$ porque o processo de excitação deve obedecer à conservação de momento. No entanto, se uma onda de spin se propagar em um campo espacialmente não uniforme, sua frequência permanece constante enquanto o número de onda muda de acordo com o valor local da intensidade do campo [19]. Por outro lado, se a propagação ocorre em um campo espacialmente uniforme que varia rapidamente no tempo, o número de onda permanece constante enquanto a frequência varia de acordo com o campo [21, 48]. Os fenômenos que envolvem a conversão de ondas de spin em ondas magnetoelásticas foram amplamente estudados em amostras de YIG bulk com a forma de cilindros e discos que possuem campos internos de variação espacial resultantes do efeito desmagnetizante [19, 48, 50-52].

Em um filme de YIG, foi demonstrado que as ondas de spin se propagam com frequência constante e número de onda variável se o campo externo aplicado não for uniforme, como o criado por dois pequenos ímãs (como na **Figura 53**) [53]. Os experimentos da referência [53] foram realizados com o campo aplicado ao longo do comprimento maior

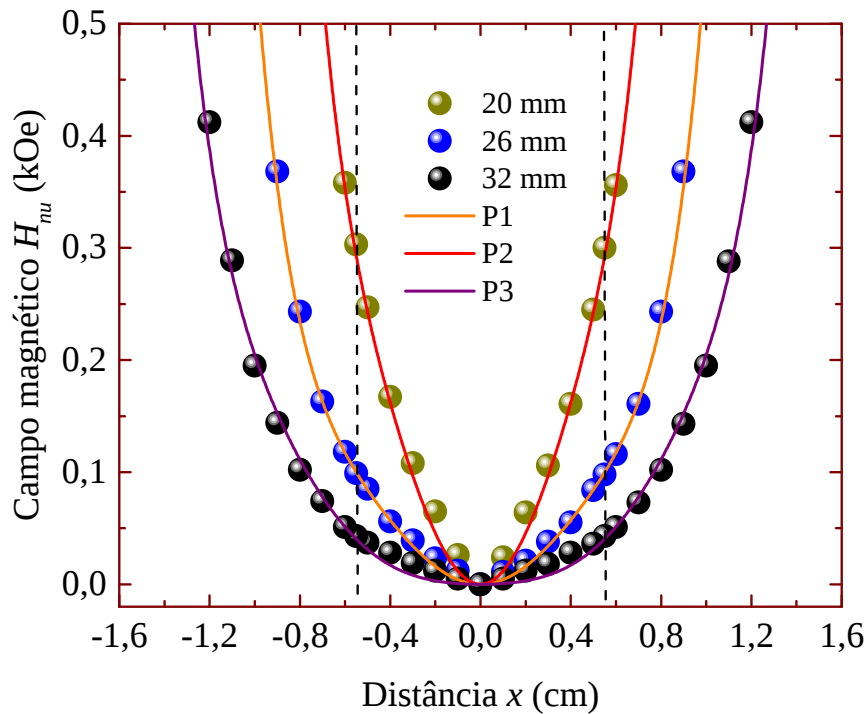


Figura 53 – Campo magnético dos pequenos ímãs ao longo do eixo da tira de filme. Os símbolos representam os valores medidos usando uma sonda de efeito Hall de um gaussímetro comercial montado em um sistema de translação e as curvas sólidas são ajustes polinomiais.

do filme, em uma configuração onde as ondas de spin excitadas são modos magnetostáticos de volume (backward volume magnetostatic modes - BVSW) [3, 45, 46]. Resulta que, na relação de dispersão para BVSW, a frequência diminui inicialmente com o aumento de k , passa por um mínimo e depois aumenta devido ao efeito da energia de troca. Neste caso, a velocidade de grupo é negativa para k pequeno e desaparece no fundo da relação de dispersão, de modo que uma onda de propagação BVSW não passa pelo mínimo e não pode alcançar a região magnetoelástica. Na configuração para a onda magnetostática de superfície como na **Figura 54 (b)**, onde o campo é perpendicular à direção de propagação, a velocidade de grupo é positiva para qualquer número de onda. Neste caso, um pacote de onda de spin lançado em uma tira de filme de YIG sob um campo magnético espacialmente não uniforme pode propagar-se com uma mudança contínua no número de onda e ser convertido em uma onda elástica.

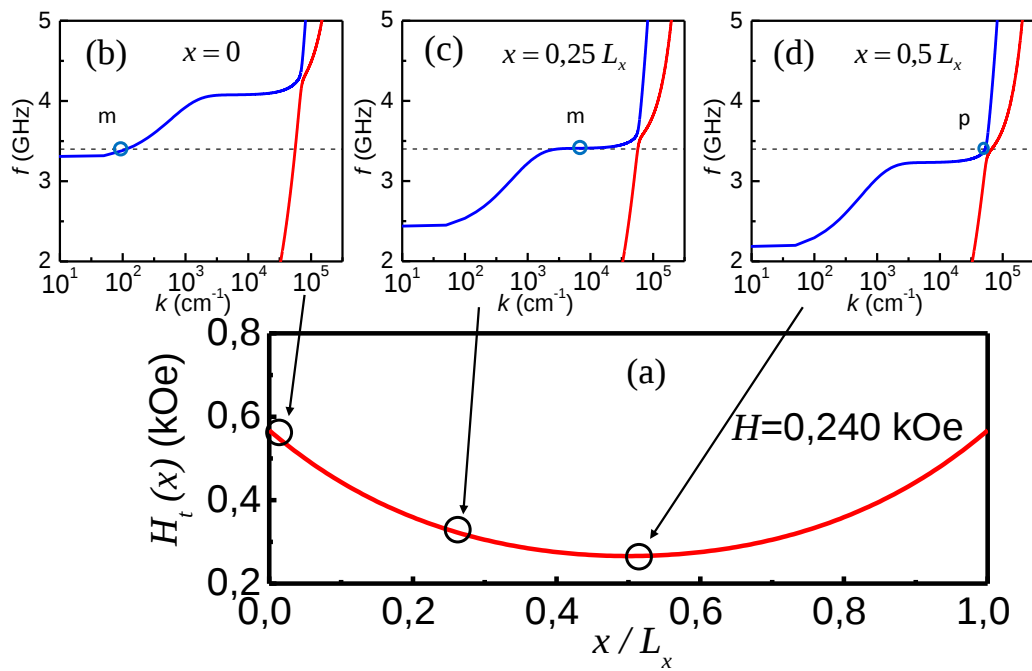


Figura 54 – Relações de dispersão em três posições da faixa do filme de YIG, indicada em (a), mostrando o número de onda local correspondente a uma frequência 3,4 GHz em cada posição, e a natureza da excitação, magnon (m) ou fônon (f).

Os experimentos iniciais descritos aqui foram realizados com excitação por micro-ondas pulsada, com a mesma configuração e amostra descrita anteriormente. A diferença é que agora o filme de YIG está sujeito a um campo magnético externo uniforme variável produzido por um eletroímã ao qual é adicionado o campo criado por dois ímãs perma-

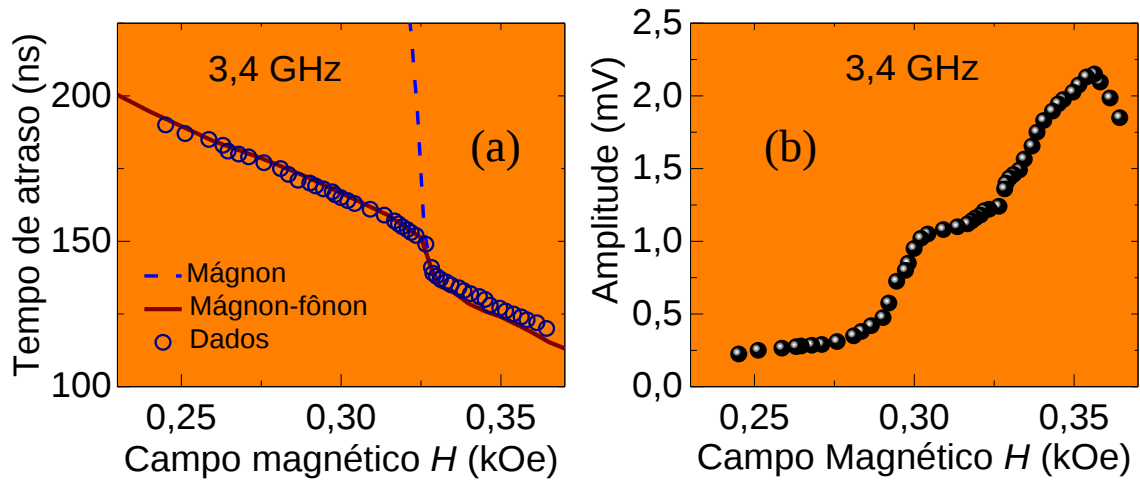


Figura 55 – (a) Tempo de atraso medido do pacote de ondas magnetoelásticas versus campo H à frequência de 3,4 GHz e comparação com valores calculados. (b) Amplitude medida do sinal do pacote de ondas magnetoelásticas detectado em relação ao campo H na frequência de 3,4 GHz.

nentes de NdFeB cilíndricos, como mostrado na **Figura 52**. A variação do campo não uniforme $H_{nu}(x_L)$ ao longo da tira do filme pode ser variada alterando o espaço entre os ímãs. A **Figura 53** mostra o perfil de campo ao longo do eixo da tira, para distâncias de 20 mm, 26 mm e 36 mm entre os ímãs, medido com uma sonda de efeito Hall de um gaussímetro comercial montado em um sistema de translação. A curva sólida vermelha na **Figura 53** representa o ajuste polinomial que foi utilizado para os cálculos da conversão, $H_{nu}(x_L) = 0,026 + 0,72x_L^2 + 0,64x_L^4$ kOe (x_L em cm).

A **Figura 54 (a)** mostra a variação do campo ao longo da tira de filme para $H = 0,24$ kOe, e as curvas de dispersão nas **Figuras 54 (b), (c) e (d)**, ilustram o processo de conversão mágnon-fônon. O campo de micro-ondas da antena de lançamento excita um pacote de onda SMSW (mágnons) com frequência $f = 3,4$ GHz e número de onda $k \sim 10^3 \text{ cm}^{-1}$ em uma extremidade da tira. À medida que o pacote de onda se propaga para a outra extremidade, o campo local diminui para que o número de onda se mova em direção à região de cruzamento. A parte elástica da onda magnetoelástica aumenta até o valor atingir $k = 2\pi f/v_{ft}$ quando o pacote é essencialmente uma onda elástica (fônons). Após o pacote passar pelo meio da tira, o campo local aumenta e ocorre o processo inverso, de modo que, na outra extremidade da tira, a precessão da magnetização da onda de spin

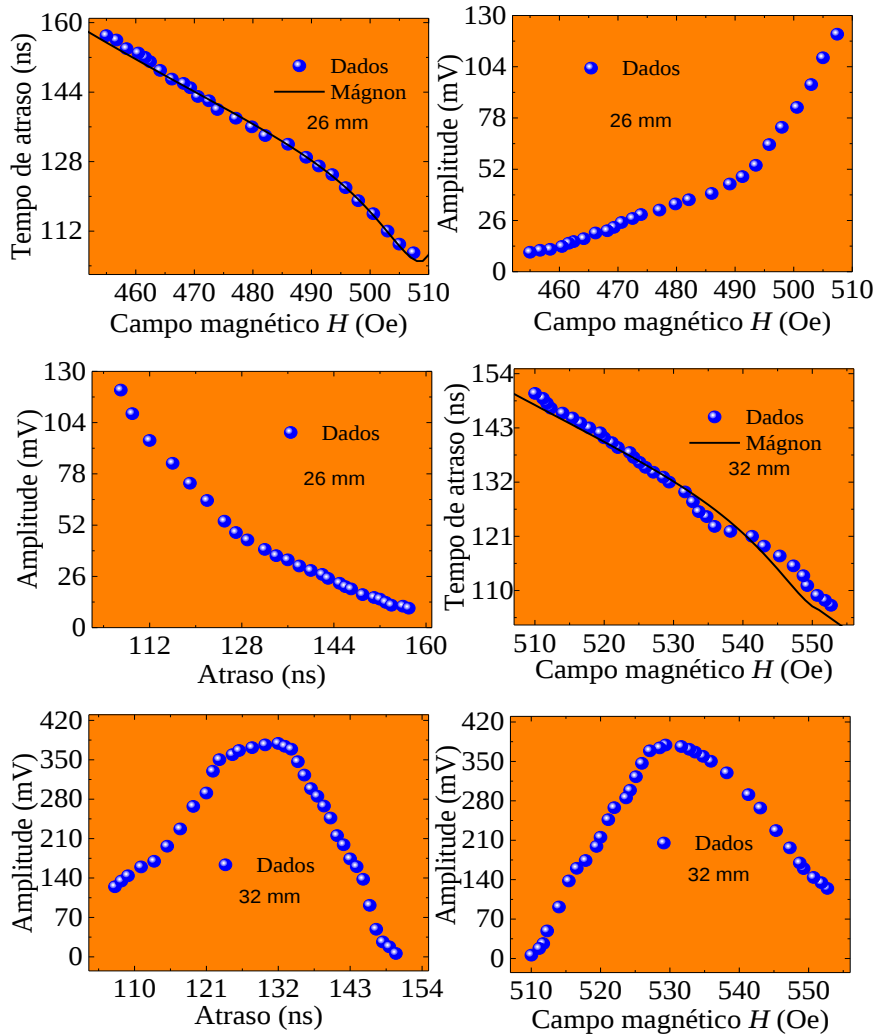


Figura 56 – Tempos de atraso e amplitudes medidos do pacote de ondas versus campo H à frequência de 3,4 GHz e comparação com valores calculados numericamente para duas distâncias entre os dois pequenos ímãs permanentes: 26 e 32 mm.

com $k \sim 10^3 \text{ cm}^{-1}$ induz um sinal de tensão na antena de detecção.

Os símbolos na **Figura 55 (a)** representam as medidas do tempo de atraso do pacote de onda em função do campo aplicado H para 3,4 GHz. O atraso diminui com o aumento do campo devido ao aumento da velocidade de grupo da onda de spin, mas mostra uma anomalia em $H \sim 0,325 \text{ kOe}$, atribuída à conversão mágnon-fônon que ocorre perto do meio da tira, conforme ilustrado na **Figura 54 (d)**. Isso é confirmado pela comparação dos dados com a teoria. A curva sólida na **Figura 55 (a)** representa o atraso calculado numericamente usando a velocidade de grupo das ondas magnetoelásticas obtidas com as equações 4.378-4.380, enquanto a curva tracejada representa o cálculo feito considerando apenas a condição de dispersão para mágnons na equação 4.378, ou seja, negligenciando qualquer dependência que represente interação com os fônons. O programa utilizado

encontra-se no **Apêndice B**. O bom acordo entre dados com os cálculos considerando a dispersão magnetoelástica é uma forte indicação da conversão mágnon-fônon no campo não uniforme. A **Figura 55 (b)** mostra a dependência da amplitude do sinal do pacote de onda com o campo magnético externo H , exibindo uma anomalia que indica a conversão mágnon-fônon.

A anomalia apresentada nos dados da **Figura 55 (a)** é uma forte evidência da conversão, isso por que fizemos medidas em outras distâncias entre ímãs (maiores que 20 mm) e nenhuma anomalia foi observada. Na **Figura 56** mostramos os tempos de atraso e as amplitudes medidas para as distâncias entre ímãs de 26 e 32 mm. As curvas sólidas são ajustes numéricos feitos usando a equação 4.378, ou seja, desconsiderando qualquer termo que represente dependência com ondas elásticas. O bom ajuste dos gráficos de tempo de atraso em função do campo magnético aplicado, mostram que não existe evidência de conversão mágnon-fônon. Para os ajustes numéricos usamos os dados descritos acima para o filme de YIG com frequência fixa em 3,4 GHz. De certo modo, os resultados para as distâncias 26 e 32 mm já era esperado, isso por que essas distâncias entre ímãs, não produzem um gradiente de campo para fazer com que a conversão ocorra. É necessário para que haja conversão que o campo magnético não uniforme produza vetores de ondas da ordem do vetor de onda do fônon.

4.4.2 *Experimentos de conversão mágnon-fônon resolvidos em número de onda com espalhamento de luz Brillouin*

Agora relataremos de forma clara experiências que demonstram a conversão de mágnons gerados por um campo de micro-ondas em fônons em um filme de YIG sob um campo magnético não uniforme. Utilizamos o espalhamento de luz Brillouin (BLS) resolvido por vetor de onda para medir a dependência em campo do sinal gerado pela condução contínua de micro-ondas (CW), em várias posições do filme sob um campo magnético não uniforme. A comparação das medidas com cálculos numéricos confirma que a conversão mágnon-fônon ocorre com energia constante e momento linear variável. As medidas BLS também revelam que a luz espalhada por fônons é polarizada circularmente, demonstrando que os fônons têm spin.

A **Figura 57 (a)** mostra esquematicamente a configuração experimental para a excitação de ondas magnetoelásticas no filme de YIG com radiação de micro-ondas CW e sua detecção usando espectroscopia BLS. Com este arranjo a conversão de mágnon-fônon foi confirmada no filme de YIG sob um campo magnético não uniforme usando a dispersão inelástica de luz Brillouin (BLS) resolvida em vetor de onda. A amostra GGG/YIG foi metalizada no lado GGG de modo que o raio do laser incidente que passa pelo filme

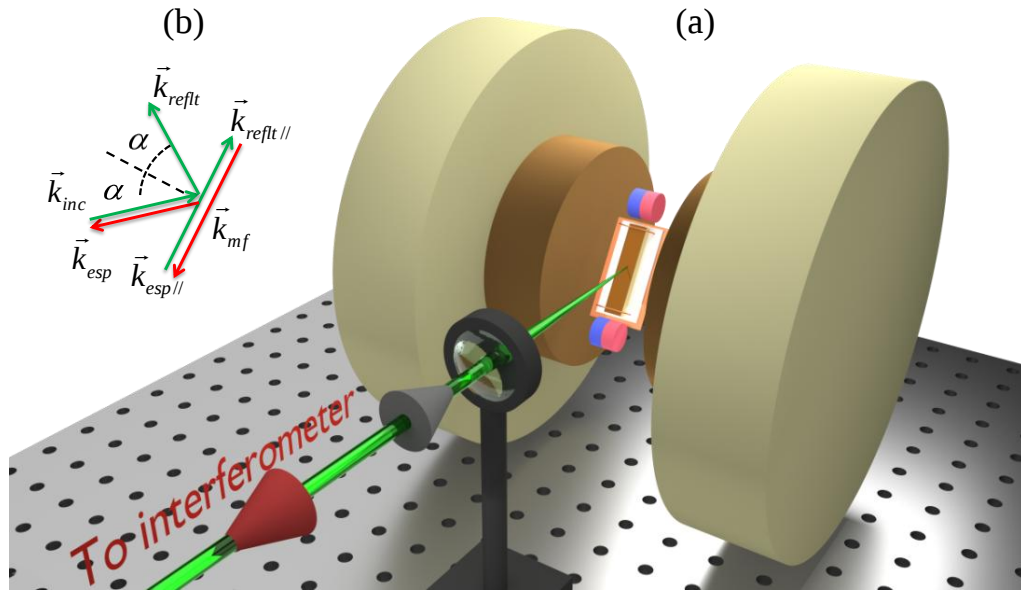


Figura 57 – Esquema montado usando espalhamento de luz Brillouin com resolução em vetor de onda para detecção de ondas magnetoelásticas. **(a)** Uma antena de fio fino alimentada com radiação de micro-ondas CW excita a propagação de ondas de spin na tira de filme de YIG sujeita a um campo magnético não uniforme criado por dois pequenos ímãs permanentes sobrepostos ao campo uniforme do eletroímã. Um filme metálico na parte de trás da tira do filme reflete a luz do raio laser que é espalhada pelas ondas magnetoelásticas. **(b)** Ilustração da conservação do vetor de onda no espalhamento inelástico de luz.

de YIG é refletido pelo filme metálico e é espalhado pelas ondas ao retornar pelo filme [54, 55]. A luz espalhada coletada e colimada por uma lente objetiva passa através de um analisador e é direcionada e focada no orifício de entrada de um interferômetro Fabry-Perot modo tandem de multipassagens para analisar a frequência. Nesta configuração, a conservação do vetor de onda, ilustrada na **Figura 57 (b)**, dá o número de onda da excitação magnetoelástica sondada $k_{mf} = 2k_L n \sin \alpha$, onde k_L é o número de onda da luz do laser, n é o índice de refração e α o ângulo de incidência.

Com o comprimento de onda do laser de 532 nm e o índice de refração do YIG, $n = 2,2$, o número de onda da excitação sondada está relacionado ao ângulo por $k_{mf} = 5,197 \times 10^5 \sin \alpha \text{ cm}^{-1}$. As medidas foram feitas fixando o ângulo e medindo o espectro BLS para campos variando em etapas de 1 Oe para determinar o campo para amplitude máxima para cada valor de k_{mf} . Na **Figura 58** apresentamos uma medida detalhada dos espectros típicos obtidos para diferentes ângulos de incidência do raio do laser. Observa-se

que a resolução em termos de variação angular e consequentemente em vetor de onda é bem descritiva e apropriada para a análise feita para a discretização dos vetores de onda. Os espectros foram obtidos a uma distância de 2,5 mm da antena emissora e potência de 20 mW.

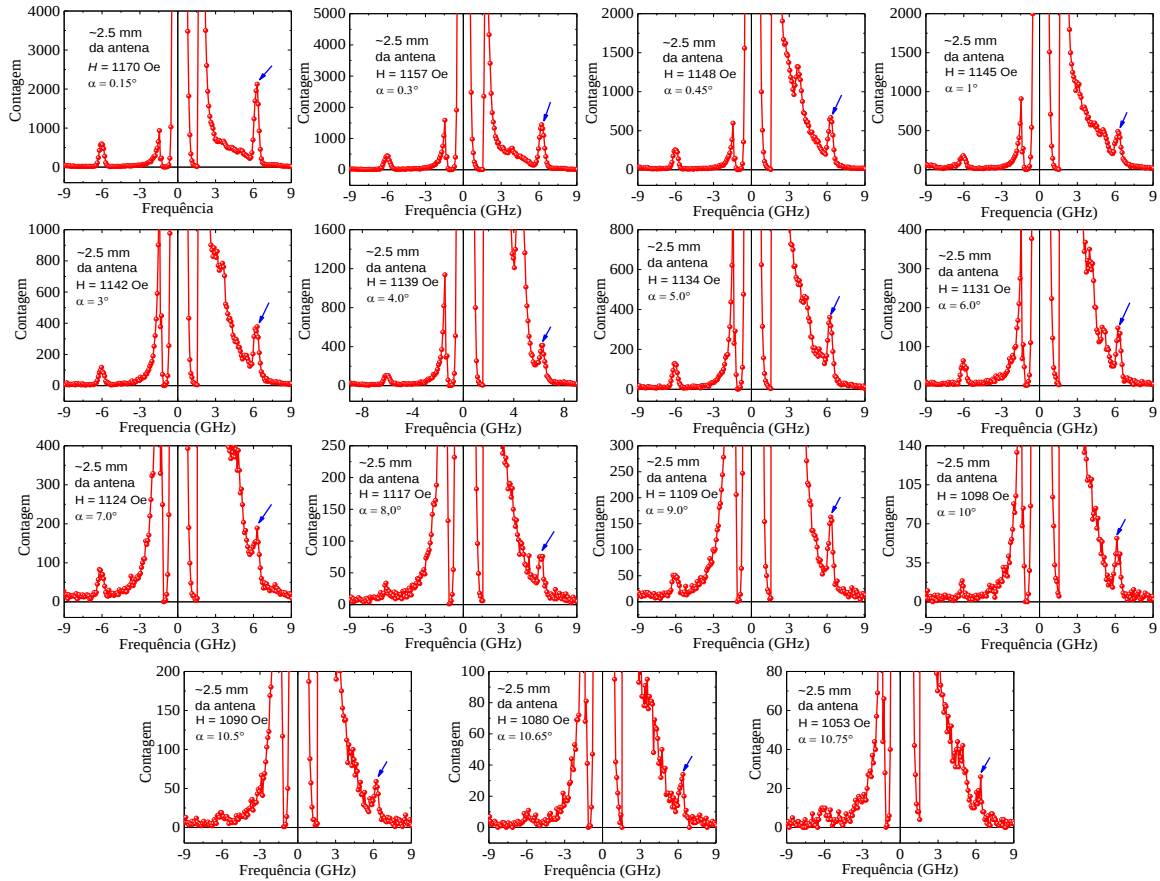


Figura 58 – Espectros de espalhamento de luz típicos de ondas excitadas a 6,0 GHz para diferentes ângulos, com 200 varreduras, 5 ms/canal, a uma distância de 2,5 mm da antena emissora.

A conversão de mágnons em fônons é demonstrada por medidas de BLS resolvidas com número de onda como mostrado na **Figura 59**. As ondas de spin propagantes são excitadas com micro-ondas de frequência CW em 3,4 GHz e potência de 20 mW, injetadas na antena de fio em uma extremidade da tira do filme de YIG. A onda excitada se propaga ao longo da tira de filme e seu número de onda é sondado com BLS em qualquer ponto, trasladando o suporte da amostra. Os dados na **Figura 59** foram obtidos com o raio do laser focado no meio da tira. Uma vez que a frequência é fixa, para um determinado valor do número de onda, determinado pelo ângulo de incidência, a amplitude da luz espalhada é máxima para um determinado campo. Assim, ao variar o ângulo do filme e medir a amplitude dos espectros BLS, obtemos os pontos de dados k versus H representados pelos

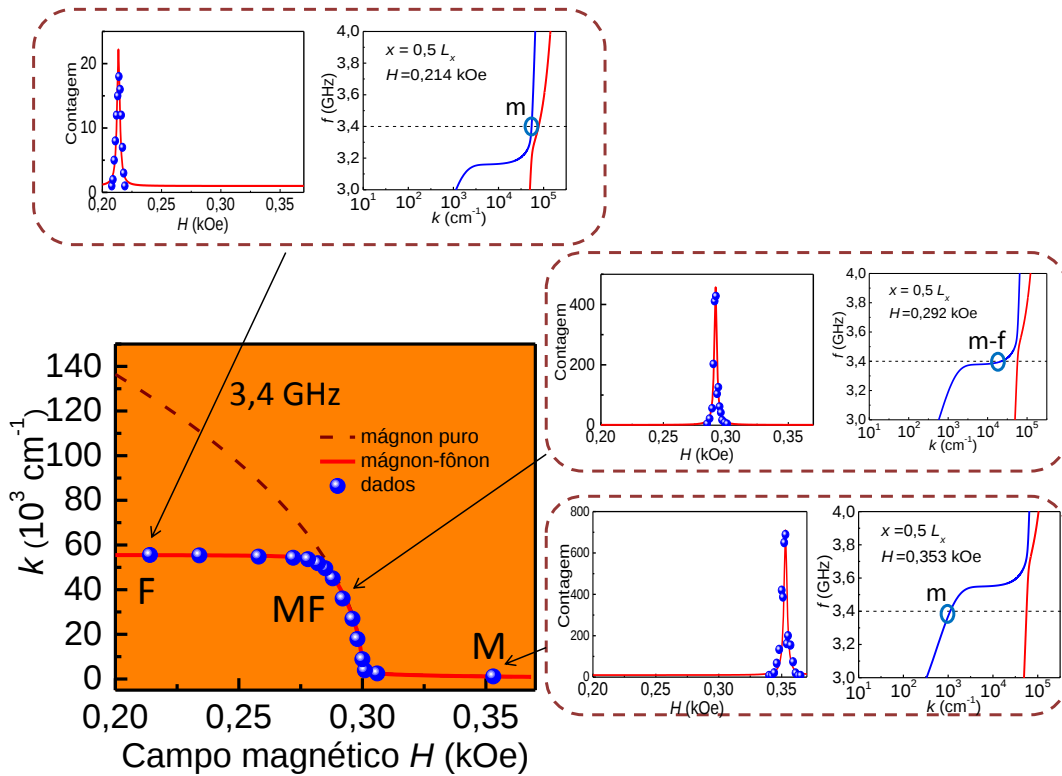


Figura 59 – A dispersão de luz Brillouin resolvida em número de onda demonstra a conversão mágnon-fônon em um filme de YIG sob um campo magnético não uniforme. Os pontos de dados no painel principal representam as medidas do campo para a amplitude BLS máxima para cada valor do número de onda determinado pelo ângulo de incidência. A excitação de micro-ondas é feita com uma frequência de 3,4 GHz e o raio do laser é focado no meio da tira de filme de YIG sujeita a um campo magnético não uniforme criado por dois pequenos ímãs permanentes sobrepostos ao campo uniforme do eletroímã. A determinação do campo para amplitude BLS máxima é ilustrada para três valores do número de onda. As relações de dispersão correspondentes aos campos dos três pontos mostram que em M a excitação é uma onda de spin (mágnons), em MF é uma quasi-partícula mágnon-fônon híbrida e em F é um fônon puro.

símbolos no painel principal da **Figura 59**. A curva tracejada representa o cálculo feito considerando apenas a dispersão de mágnon dada pela expressão 4.378, para frequência fixa de 3,4 GHz. A curva sólida representa o cálculo feito com a dispersão mágnon-fônon dada pelas equações 4.378-4.380. O programa utilizado encontra-se no **Apêndice B**.

Na **Figura 59** as medidas de amplitude BLS versus campo e as correspondentes curvas de dispersão calculadas são mostradas para três pontos de dados. Em **M**, o campo para a amplitude BLS máxima determinado pelo ajuste de uma função Lorentziana de largura de linha ~ 1 Oe para a amplitude versus H , é $H = 0,353$ kOe. A relação de dispersão calculada para este valor de campo em uma frequência de 3,4 GHz dá um número de onda $k = 1,2 \times 10^3 \text{ cm}^{-1}$, que é muito próximo ao valor correspondente

ao ângulo de incidência de $\alpha = 0,15^\circ$. Como pode ser visto na relação de dispersão, a excitação sondada com este número de onda é uma onda de spin essencialmente pura (mágnons). Para o ponto **MF**, o campo para amplitude BLS máximo é $H = 0,292$ kOe, o número de onda é $k = 3,6 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$, que está próximo da região de cruzamento, de modo que a excitação tem mistura magnética e elástica. No ponto **F**, o campo magnético é $H = 0,214$ kOe e o número de onda é $k = 5,5 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$. Neste caso, a excitação é uma onda elástica essencialmente pura (fônons), demonstrando a conversão mágnon-fônon no campo magnético não uniforme. Uma característica da conversão de mágnons em fônons é a inclinação dos pontos de dados com campo decrescente da curva, calculado apenas com a dispersão de mágnons (curva tracejada na **Figura 59**). Se a onda excitada conservasse somente o caráter magnético, o número de onda aumentaria continuamente com o campo decrescente. A conversão em fônons resulta na inclinação acentuada devido ao fato de que a dispersão de fônons não depende do valor do campo magnético.

Em relação às propriedades dos fônons resultantes da conversão de mágnons, demonstrada aqui, podemos perguntar se eles possuem spin. Como é bem sabido, quando um feixe de luz é circularmente polarizado, cada fóton carrega um momento angular de spin $\pm\hbar$, onde o sinal do momento angular de spin depende do sentido do campo elétrico [56]. Embora o conceito de spin do fóton esteja firmemente estabelecido e sua medida tenha sido discutida na literatura há várias décadas, [57, 58] apenas recentemente a possibilidade de que os fônons tenham spin tem sido discutida teoricamente [59, 60]. Os fônons transversais possuem dois modos normais, ou dois modos ortogonais linearmente polarizados ou dois modos polarizados circularmente com sentidos opostos em polarização de spin. Os fônons linearmente polarizados têm spin zero, enquanto os fônons polarizados circularmente carregam momento angular de spin, o que é positivo ou negativo dependendo do sentido de rotação [59, 60].

Como mostrado na referência [28], os fônons que fazem parte dos mágnons são polarizados circularmente com o spin no mesmo sentido que a precessão de spin da onda de spin. Como é bem conhecido, a luz dispersa por fônons linearmente polarizados é linearmente polarizada, enquanto a luz espalhada inelasticamente por mágnons é polarizada circularmente [61]. Assim, a polarização da luz espalhada por ondas magnetoelásticas dá informações sobre o spin da excitação. Utilizamos espectroscopia BLS resolvida em número de onda para medir o spin das excitações por meio da polarização da luz espalhada. A **Figura 60** mostra os pontos de dados do número de onda em relação ao campo magnético, medidos com frequência de excitação de 6,0 GHz, bem como as curvas tracejada e sólida que representam os cálculos feitos com as relações de dispersão de mágnon puro e magnetoelástica, respectivamente. Usamos aqui uma frequência maior do que na

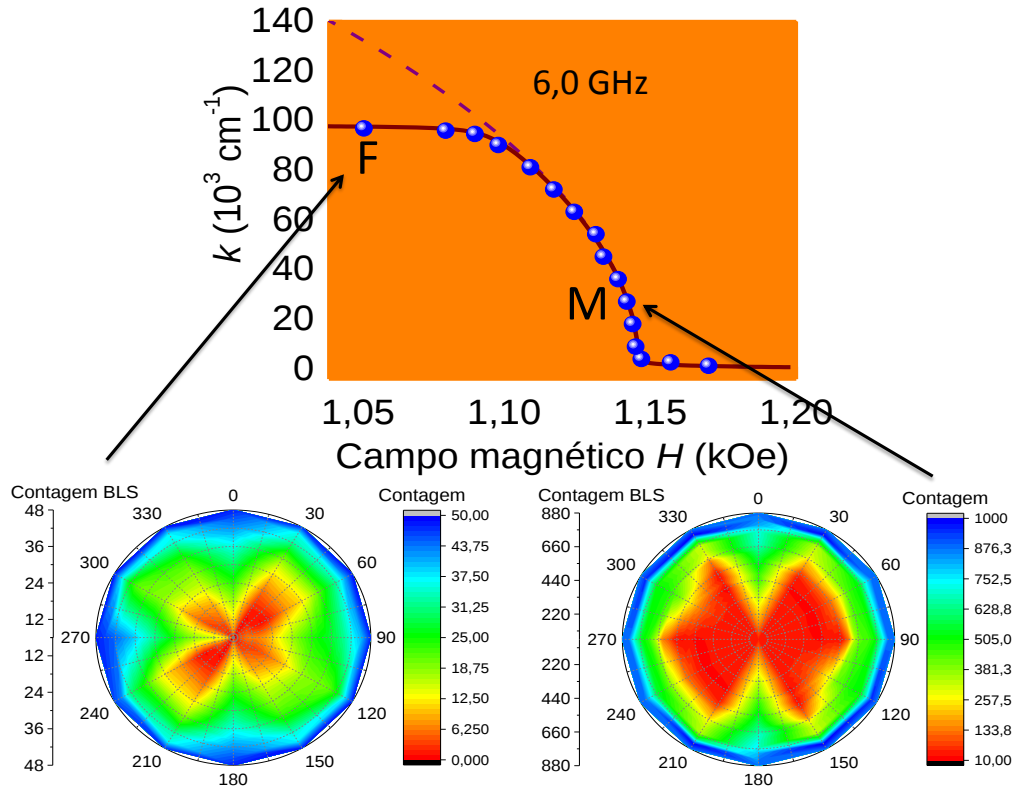


Figura 60 – A dispersão de luz Brillouin resolvida em número de onda analisa a polarização da luz dispersa por ondas magnetoelásticas em um filme de YIG sob um campo magnético não uniforme. Os pontos de dados no painel principal representam as medidas do campo para a amplitude BLS máxima para cada valor do número de onda das ondas resultante da excitação de micro-ondas com frequência de 6,0 GHz. O ponto M corresponde a um mágnon com $k = 2,7 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$ em $H = 1,142 \text{ kOe}$ e o ponto P corresponde a um fônon com $k = 9,7 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$ em $H = 1,052 \text{ kOe}$. O laser, com polarização na direção vertical (0 graus), é focado em um ponto na tira de filme de YIG a 2,5 mm da antena de lançamento. As inserções representam a intensidade do pico BLS medida para os pontos M e F, em código de cor polar, para o ângulo do analisador variando em passos de 30 graus.

Figura 59 para que os picos BLS estejam mais longe do forte pico de Rayleigh para tornar as medidas de polarização mais confiáveis.

Os dados na **Figura 60** e os cálculos numéricos também foram obtidos com o raio do laser focado em um ponto distante de 2,5 mm da antena de excitação, de modo a tornar o sinal maior do que no meio da tira. Os pontos de dados no painel principal da **Figura 60** representam as medidas de k versus H feitas como descrito anteriormente. Em cada ponto, a polarização da luz espalhada pela excitação foi medida no espectro de campo magnético para máxima amplitude BLS, com o analisador girando em passos de 30 graus. As figuras circulares na **Figura 60** representam a intensidade do pico BLS, em código de cor polar, para dois números de onda. O ponto **M** corresponde a um mágnon com $k = 2,7 \times 10^4$

cm^{-1} a $H = 1,142 \text{ kOe}$. Como se pode ver na figura correspondente, a intensidade da luz dispersa não varia com o ângulo do analisador, indicando a polarização circular, como esperado para mágnons [25, 61]. A outra inserção na **Figura 60** mostra a polarização em código de cor polar para o ponto **F**, correspondente a um fônon com $k = 9,7 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$ a $H = 1,052 \text{ kOe}$. Surpreendentemente, a luz espalhada por fônons também está polarizada circularmente, demonstrando que os fônons criados pela conversão de mágnons carregam o spin. Este é um resultado importante que tem significado para a interpretação dos fenômenos spintrônicos envolvendo fônons [28, 61, 62].

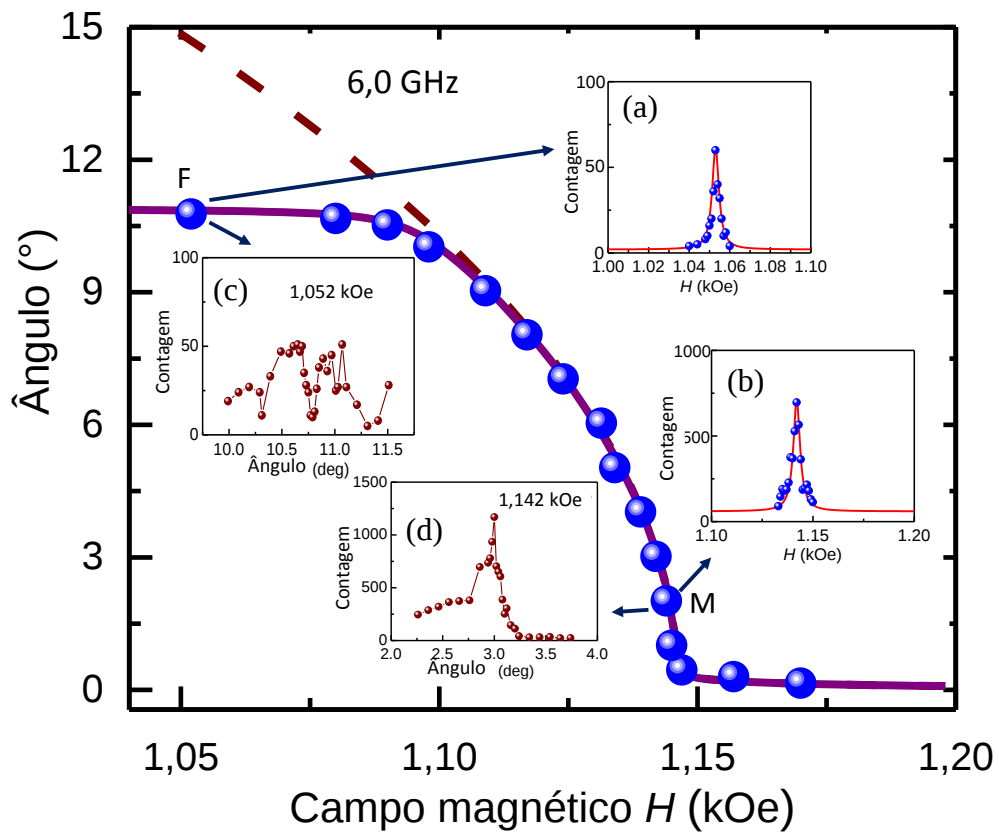


Figura 61 – Os pontos de dados representam as medidas do campo para a amplitude BLS máxima para cada valor do ângulo de incidência do laser no filme de YIG. A excitação de micro-ondas é feita com uma frequência de 6,0 GHz e potência de 60 mW, com o raio do laser focado em um ponto a 2,5 mm de distância da antena de excitação. Uma vez que a tira de filme de YIG está sujeita a um campo magnético não uniforme criado por dois pequenos ímãs permanentes sobrepostos ao campo uniforme do eletroímã, o número de onda da excitação varia com o campo externo. As inserções mostram a amplitude do pico BLS medida fixando o ângulo e variando o campo magnético [(a) e (b)], e fixando o campo e variando o ângulo [(c) e (d)], no ponto **M** (a excitação é um mágnon) e em **F** (a excitação é um fônon).

A **Figura 61** mostra as medidas das amplitudes BLS feitas nos dois modos, para duas situações, uma na qual a excitação é um mágnon (ponto **M**) e uma na qual é um

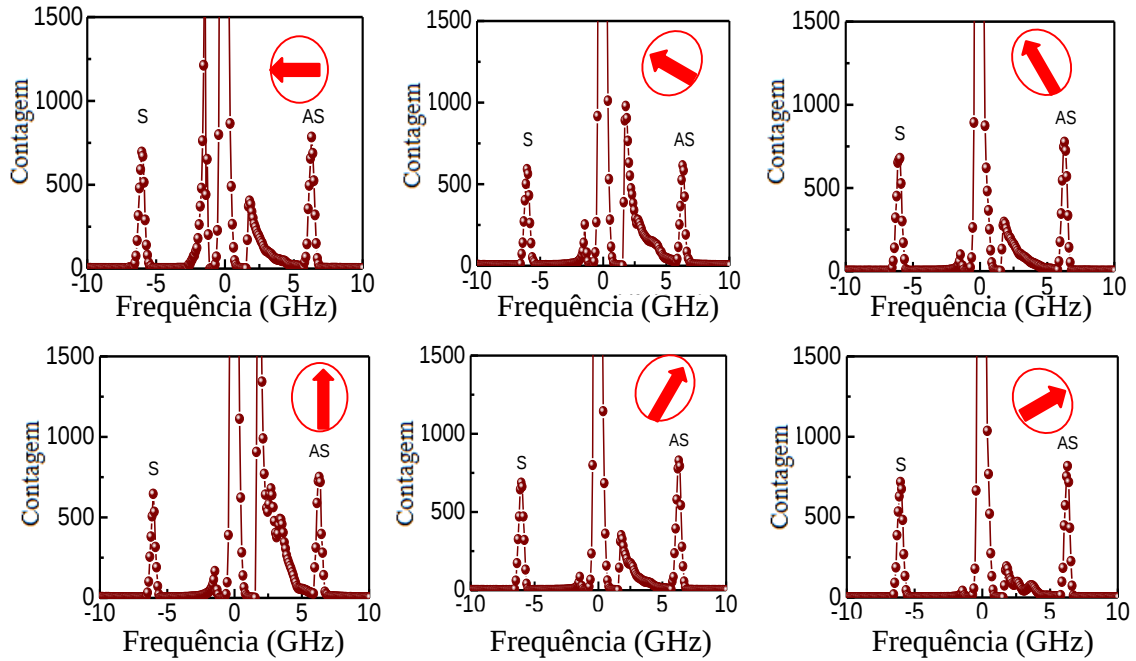


Figura 62 – Os espectros de BLS medidos em um ângulo de incidência de 3° correspondente a $k = 2,7 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$, no campo máximo $H = 1,142 \text{ kOe}$ (ponto M na **Figura 60**, onde a excitação é um mágnon). Cada espectro foi obtido para um ângulo diferente do eixo do analisador em relação à direção vertical da polarização do laser, variando no passo de 30° , conforme indicado pelas setas. A excitação da onda de spin é feita por micro-ondas com frequência de 6,0 GHz e potência de 60 mW.

fônon (ponto **F**). As duas inserções **(a)** e **(b)** fora da curva do ângulo versus campo magnético foram obtidas fixando o ângulo em $\alpha = 3^\circ$ e variando o campo magnético em etapas de 1 Oe para determinar o campo para amplitude máxima. Como se pode ver, os dados podem ser muito bem ajustados pelas funções Lorentzianas com largura ~ 1 Oe para cada ângulo, correspondendo a um valor k_{mf} . Por outro lado, se nós fixamos o campo e variamos o ângulo [inserções **(c)** e **(d)**], os dados de amplitude versus o ângulo medidos no BLS são ruidosos porque é necessário fazer uma rotação mecânica do suporte da amostra, o que muda a posição do ponto focal ao longo da tira do filme de YIG e requer a translação da amostra e reorientação da lente de coleta. Assim, os dados do experimento foram obtidos fixando o ângulo e variando o campo.

A **Figura 62** mostra o espectro BLS medido em um ângulo de incidência de $\alpha = 3^\circ$, correspondente a $k = 2,7 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$, para amplitude BLS máxima com campo magnético

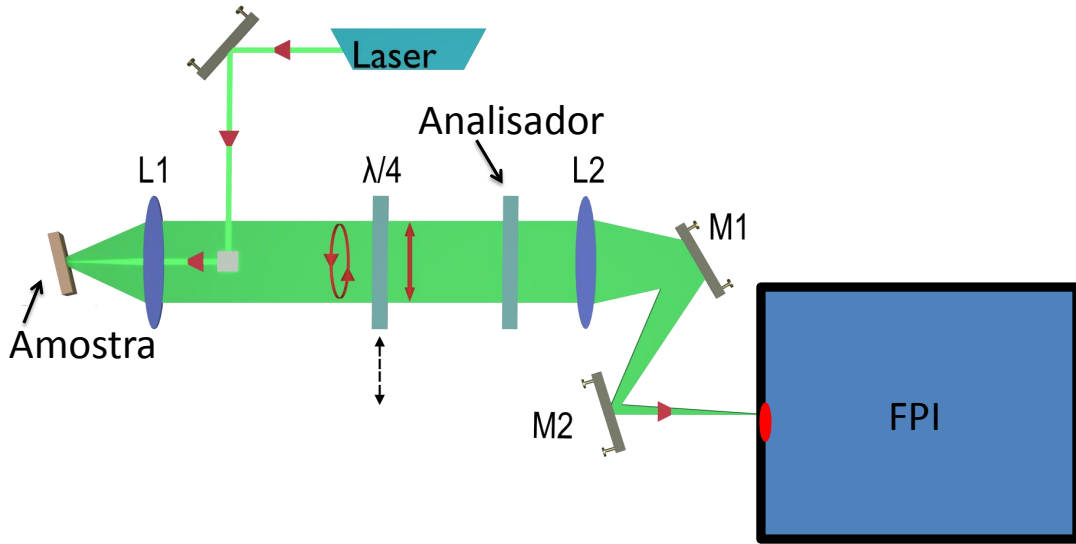


Figura 63 – Os esquemas de configuração óptica utilizados para as medidas com resolução em vetor de ondas feitas no BLS.

de $H = 1,142$ kOe (ponto **M** na **Figura 60**, onde a excitação é um mágnon). Cada espectro foi obtido para um ângulo diferente do eixo do analisador em relação à direção vertical da polarização do laser. A excitação da onda de spin é feita por micro-ondas com frequência de 6,0 GHz e potência de 60 mW. O fato da amplitude do pico BLS não variar com o ângulo é indicativo da polarização circular da luz dispersa. Medidas semelhantes foram feitas em um ângulo de $\alpha = 10,75^\circ$, correspondendo a $k = 9,7 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$, no campo para amplitude máxima $H = 1,052$ kOe (ponto **F** na **Figura 60**, onde a excitação é um fônon). Essas medidas foram usadas para gerar os códigos de cores da figura polar mostrados na **Figura 60**.

Para confirmar a polarização circular, introduzimos uma placa de quarto comprimento de onda após a lente colectora, com eixos a 45° com a polarização do laser vertical. Usando um analisador após a placa de um quarto de onda, confirmamos que a luz dos picos de fônons do BLS está realmente polarizada circularmente. A placa de um quarto de onda tem a propriedade de transformar uma luz polarizada circularmente em linear ou vice-versa. A **Figura 63** mostra os esquemas do sistema óptico usado nas experiências de dispersão de luz Brillouin. Notamos que a placa de quarto de onda é usada apenas

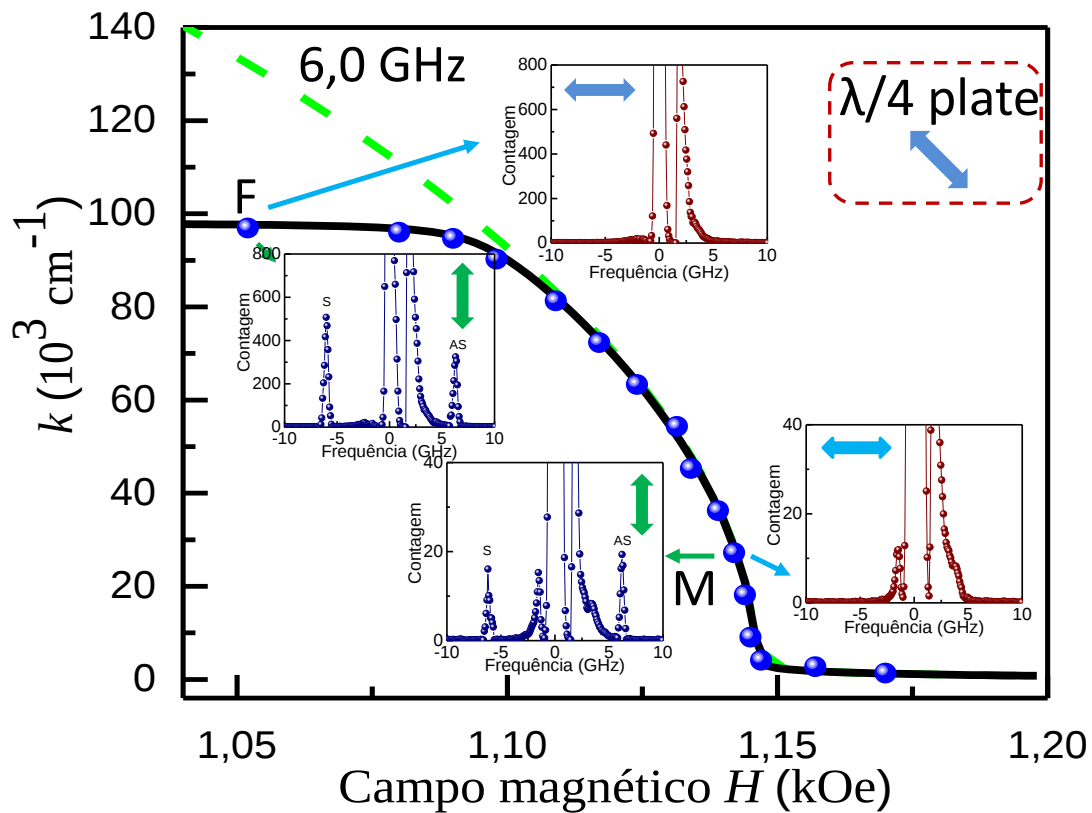


Figura 64 – Espectros BLS medidos nos ângulos de incidência de 3° e $10,75^\circ$, nos campos para amplitudes máximas dos sinais de BLS, respectivamente $H = 1,142$ kOe (ponto M, onde a excitação é um mágnon) e $H = 1,052$ kOe (ponto P, onde a excitação é um fônon). A excitação da onda de spin é feita por micro-ondas com frequência de 6,0 GHz e potência de 60 mW. Os espectros medidos para dois ângulos do eixo do analisador colocados após a placa de quarto de onda, paralelos e perpendiculares à polarização do laser, mostram que a luz espalhada é polarizada circularmente.

em experimentos para medir a polarização circular da luz espalhada. Na maioria dos experimentos, a luz espalhada que é coletada pela lente L1 passa somente através do analisador antes que ela seja focada pela lente L2 no orifício de entrada do interferômetro Fabry-Perot (FPI). Em outras palavras, se a luz estiver polarizada circularmente, a placa a transforma em polarização linear ao longo de um dos eixos, dependendo do sentido de rotação. A **Figura 64** mostra o espectro BLS medido com duas direções do eixo do analisador (paralelo e perpendicular), para dois números de onda, um correspondente a mágnon e outro a fônon, conforme indicado na **Figura 60**. Os resultados confirmam que a luz espalhada por mágnons e por fônons é de fato polarizada circularmente.

4.4.3 Detecção do spin do fônon pela conversão mágnon-fônon

Deixamos registrado que nossas experiências demonstram a conversão de mágnons gerados por um campo de micro-ondas em fônons em uma tira de filme de YIG sob um campo magnético não uniforme. Foram realizados dois tipos de experiências como discutido nas seções anteriores. Primeiro, fizemos medidas resolvidas no tempo de pacotes de ondas magnetoelásticas propagantes excitados por radiação de micro-ondas pulsada. Em seguida, com micro-ondas contínua usando espectroscopia de espalhamento de luz Brillouin resolvida por vetor de onda detectamos a conversão mágnon-fônon. A comparação de ambos os tipos de medidas com cálculos numéricos demonstra que os mágnons são convertidos em fônons com a mesma frequência e com o número de onda determinado pela relação de dispersão de fônons. As medidas de BLS também revelam que a luz espalhada por fônons é polarizada circularmente, demonstrando que os fônons têm spin, como mostrado pelas **Figuras 60 e 64**. **Enfatizamos ainda que mais de 2000 espectros de espalhamento de luz BLS foram obtidos afim de comprovar o fenômeno.** Aqui foi apresentado as partes que evidenciam o feito.

REFERÊNCIAS

- [1] J. Mercereau and R. P. Feynman, Physical conditions for ferromagnetic resonance, *Phys. Rev.* **104**, 63 (1956).
- [2] L. R. Walker, Magnetostatic modes in ferromagnetic resonance, *Phys. Rev.* **105**, 390 (1957).
- [3] R. W. Damon and J. R. Eshbach, Magnetostatic modes of a ferromagnet slab, *J. Phys. Chem. Solids* **19**, 308 (1961).
- [4] E. Schlömann, Generation of phonons in high power ferromagnetic resonance experiments, *J. Appl. Phys.* **31**, 1647 (1960).
- [5] E. A. Turov and Y. P. Irkhin, On the vibration spectrum of ferromagnetic elastic medium, *Phys. Metal Research* **3**, 15 (1956).
- [6] H. Bömmel and K. Dransfeld, Excitation of hypersonic waves by ferromagnetic resonance, *Phys. Rev. Letters* **3**, 83 (1959).
- [7] H. Bömmel and K. Dransfeld, Spin-phonon interaction in yttrium iron garnet, *Bull. Am. Phys. Soc. Ser. II* **5**, 58 (1960).
- [8] H. Suhl, The theory of ferromagnetic resonance at high signal powers, *J. Phys. Chem. Solids* **1**, 209 (1957).
- [9] H. Suhl, Origin and use of instabilities in ferromagnetic resonance, *J. Appl. Phys.* **29**, 416 (1958).
- [10] E. Schlömann and J. J. Green, A Shakespeare Allusion in Far From The Madding Crowd, *Phys. Rev. Letters* **3**, 129 (1959).
- [11] E. Schlömann, J. J. Green, and U. Milano, Recent Developments in Ferromagnetic Resonance at High Power Levels, *J. Appl. Phys.* **31**, S386 (1960).
- [12] D. T. Edmonds and R. G. Petersen, Effective exchange constant in yttrium iron garnet, *Phys. Rev. Letters* **2**, 499 (1959).
- [13] H. Bömmel and K. Dransfeld, Attenuation of hypersonic waves in quartz, *Phys. Rev. Letters* **2**, 298 (1959).
- [14] C. Kittel, Interaction of spin waves and ultrasonic waves in ferromagnetic crystals, *Phys. Rev.* **110**, 836 (1958).
- [15] C. Kittel, Physical theory of ferromagnetic domains, *Revs. Modern Phys.* **21**, 541 (1949).
- [16] C. Kittel and E. Abrahams, Relaxation process in ferromagnetism, *Revs. Modern Phys.* **25**, 233 (1953).
- [17] L. Landau and E. Lifshitz, On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies, *Physik. Z. Sowjet.* **8**, 153 (1935).

- [18] R. Becker and W. Döring. Ferromagnetismus. *Verlag Julius Springer*, Berlin, p. 136 (1939).
- [19] E. Schlömann and R. I. Joseph, Generation of spin waves in nonuniform magnetic fields. III. Magnetoelastic interaction, *J. Appl. Phys.* **35**, 2382 (1964).
- [20] L. I. Schiff. Quantum Mechanics. *McGraw-Hill Book Company, Inc.*, New York, 1st ed., pp. 178-184 (1949).
- [21] S. C. Guerreiro and S. M. Rezende, Magnon-phonon interconversion in a dynamically reconfigurable magnetic material, *Phys. Rev. B* **92**, 214437 (2015).
- [22] S. M. Rezende, Theory of coherence in Bose-Einstein condensation phenomena in a microwave-driven interacting magnon gas, *Phys. Rev. B* **79**, 174411 (2009).
- [23] M. Sparks. Ferromagnetic Relaxation Theory *McGraw-Hill*, New York (1964).
- [24] A. I. Akhiezer, V. G. Bar'yakhtar, and S. V. Peletminskii. Spin Waves. *North-Holland.*, Amsterdam (1968).
- [25] R. M. White. Quantum Theory of Magnetism. *Springer-Verlag*, Berlin, 3rd ed., Berlin (2007).
- [26] G. D. Mahan. Many-Particle Physics (Physics of Solids and liquids). *Springer US*, 3rd. ed. (2000).
- [27] A. L. Fetter and J. D. Walecka. Quantum Theory of Many-Particle Systems. *Courier Corporation*, (2003).
- [28] J. Holanda, D. S. Maior, A. Azevedo and S. M. Rezende, Detecting the phonon spin in magnon–phonon conversion experiments, *Nature Physics* **14**, 500 (2018).
- [29] N. Boboliubov, On the theory of superfluidity, *J. Phys. USSR* **11**, 23 (1947).
- [30] R. M. White, M. Sparks, and I. Ortenburger, Diagonalization of the antiferromagnetic magnon-phonon interaction, *Phys. Rev.* **139**, A450 (1965).
- [31] R. J. Glauber, Coherent and incoherent states of the radiation field, *Phys. Rev.* **131**, 2766 (1963).
- [32] N. Zagury and S. M. Rezende, Theory of macroscopic excitations of magnons, *Phys. Rev. B* **4**, 201 (1971).
- [33] S. M. Rezende and N. Zagury, Coherent magnon states, *Phys. Rev. Letters* **29A**, 47 (1969).
- [34] A. V. Chumak, V. I. Vasyuchka, A. A. Serga and H. Hillebrands, Magnon spintronics, *Nat. Phys.* **11**, 453 (2015).
- [35] A. A. Serga, A. V. Chumak, and B. Hillebrands, YIG magnonics, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43**, 264002 (2010).
- [36] K. Uchida, H. Adachi, T. An, T. Ota, M. Toda, B. Hillebrands, S. Maekawa, and E. Saitoh, Long-range spin Seebeck effect and acoustic spin pumping, *Nat. Mat.* **10**, 737 (2011).

- [37] M. Weiler, H. Huebl, F. S. Goerg, F. D. Czeschka, R. Gross, and S. T. B. Goennenwein, Spin Pumping with Coherent Elastic Waves, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 176601 (2012).
- [38] A. Kamra, H. Keshtgar, P. Yan, and G. E. W. Bauer, Coherent elastic excitation of spin waves, *Phys. Rev. B* **91**, 104409 (2015).
- [39] X. Li, D. Labanowski, S. Salahuddin, and C. S. Lynch, Spin wave generation by surface acoustic waves, *J. Appl. Phys.* **122**, 043904 (2017).
- [40] T. Kikkawa, K. Shen, B. Flebus, R. A. Duine, K.-i. Uchida, Z. Qiu, G. E.W. Bauer, and E. Saitoh, Magnon Polarons in the Spin Seebeck Effect, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 207203 (2016).
- [41] H. Man, Z. Shi, G. Xu, Y. Xu, X. Chen, S. Sullivan, J. Zhou, K. Xia, J. Shi, and P. Dai, Direct observation of magnon-phonon coupling in yttrium iron garnet, *Phys. Rev. B* **96**, 100406(R) (2017).
- [42] B. Flebus, K. Shen, T. Kikkawa, K.-i. Uchida, Z. Qiu, E. Saitoh, R. A. Duine, and G. E. W. Bauer, Magnon-polaron transport in magnetic insulators, *Phys. Rev. B* **95**, 144420 (2017).
- [43] L. J. Cornelissen, K. Oyanagi, T. Kikkawa, Z. Qiu, T. Kuschel, G. E. W. Bauer, B. J. van Wees, and E. Saitoh, Nonlocal magnon-polaron transport in yttrium iron garnet, *Phys. Rev. B* **96**, 104441 (2017).
- [44] D. A. Bozhko, P. Clausen, G. A. Melkov, V. S. L'vov, A. Pomyalov, V. I. Vasyuchka, A. V. Chumak, B. Hillebrands, and A. A. Serga, Bottleneck Accumulation of hybrid magnetoelastic bosons, *Phys. Rev. Lett.* **118**, 237201 (2017).
- [45] P. Kabos and V. S. Stalmachov, Magnetostatic waves and their applications, *Chapman and Hall*, London, (1994).
- [46] D. D. Stancil and A. Prabhakar, Spin waves-theory and applications, *Springer*, New York, (2009).
- [47] A. G. Gurevich and G. A. Melkov, Magnetization oscillations and waves, *CRC*, (1994).
- [48] S. M. Rezende and F. R. Morgenthaler, Magnetoelastic waves in time varying magnetic fields. I. Theory, *J. Appl. Phys.* **40**, 524 (1969).
- [49] A. Rückriegel, P. Kopietz, D. A. Bozhko, A. A. Serga, and B. Hillebrands, Magnetoelastic modes and lifetime of magnons in thin yttrium iron garnet films, *Phys. Rev. B* **89**, 184413 (2014).
- [50] J. R. Eshbach, Spin-wave propagation and the magnetoelastic interaction in yttrium iron garnet, *Phys. Rev. Lett.* **8**, 357 (1962).
- [51] W. Strauss, Magnetoelastic waves in yttrium iron garnet, *J. Appl. Phys.* **36**, 118 (1965).
- [52] B. A. Auld, J. H. Collins, and D. C. Webb, Excitation of magnetoelastic waves in YIG delay lines, *J. Appl. Phys.* **39**, 1598 (1968).

- [53] K. R. Smith, M. J. Kabatek, P. Krivosik, and M. Wu, Spin wave propagation in spatially nonuniform magnetic fields, *J. Appl. Phys.* **104**, 043911 (2008).
- [54] S. O. Demokritov, V. E. Demidov, O. Dzyapko, G. A. Melkov, A. A. Serga, B. Hillebrands, and A. N. Slavin, Bose–Einstein condensation of quasi-equilibrium magnons at room temperature under pumping, *Nature* **443**, 430 (2006).
- [55] C. W. Sandweg, M. B. Jungfleisch, V. I. Vasyuchka, A. A. Serga, P. Clausen, H. Schultheiss, B. Hillebrands, A. Kreisel, and P. Kopietz, Wide-range wavevector selectivity of magnon gases in Brillouin light scattering spectroscopy, *Rev. Sc. Instrum.* **81**, 073902 (2010).
- [56] W. Heitler, The Quantum Theory of Radiation, *Oxford University Press*, New York, (1944).
- [57] J. Leach, J. Courtial, K. Skeldon, S. M. Barnett, S. Franke-Arnold, and M. J. Padgett, Interferometric Methods to Measure Orbital and Spin, or the Total Angular Momentum of a Single Photon, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 013601 (2002).
- [58] A. M. Yao and M. J. Padgett, Optical angular momentum: origins, behavior, and applications, *Adv. Opt. Photon.* **3**, 161 (2011).
- [59] L. Zhang and Q. Niu, Angular Momentum of Phonons and the Einstein–de Haas Effect, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 085503 (2014).
- [60] D. A. Garanin and E. M. Chudnovsky, Angular momentum in spin-phonon processes, *Phys. Rev. B* **92**, 024421 (2015).
- [61] M. G. Cottam and D. J. Lockwood, Light Scattering in Magnetic Solids, *J. Wiley and Sons*, New York, (1986).
- [62] C. M. Jaworski, J. Yang, S. Mack, D. D. Awschalom, R. C. Myers, and J. P. Heremans, Spin-Seebeck Effect: A Phonon Driven Spin Distribution, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 186601 (2011).

5 CONCLUSÃO E PERSPECTIVAS

Os fenômenos que estudamos nesta tese contribuíram para gerar avanços para a área de magnetismo, em particular na área da spintrônica. As principais contribuições da tese foram as seguintes:

1- Construímos um espectrômetro de ressonância ferromagnética de banda larga que possibilitaram medidas de absorção de micro-ondas em várias frequências com campo magnético sem e com modulação. As medidas de spin pumping feitas com o mesmo arranjo experimental permitiram estudar os mais diversos efeitos de conversão de corrente de spin em corrente de carga. Com as medidas em filmes de YIG medimos a largura de linha de filmes com espessura que variaram de 50 nm a bulk (~ 1 milímetros), de modo a observar uma propriedade muito importante do YIG. Um filme desse material com espessura menor que 100 nm tende a apresentar apenas um modo magnetostático, que é o modo $k \approx 0$. Duas diferenças importantes são observadas em relação ao espectro de filmes de YIG com espessura na faixa μm em relação a filmes com espessura na faixa de nm. Para filmes com espessura em nanômetros cada frequência há apenas uma linha de absorção ferromagnética, enquanto que nos filmes espessos existem várias linhas correspondentes aos modos magnetostáticos de spin. Outra diferença é que em filmes com espessuras da ordem de nm, a amplitude da potência de absorção não varia muito com a frequência, enquanto que nos filmes grossos a amplitude cai abruptamente à medida que a frequência diminui abaixo de 3 GHz. A razão é que, no filme fino, o processo não-linear de três mágnons não tem a coincidência de frequências e ocorre em níveis de potência muito superiores (muito maior que 5 mW).

2- Fizemos as primeiras medidas de geração de corrente de spin através de dois processos simultâneos: através da precessão da magnetização (spin pumping) ou com gradiente térmico (spin Seebeck). A geração de corrente de spin por um gradiente térmico está ligada a caloritrônica de spin, que é tão antiga quanto a eletrônica de spin. As correntes de spin produzidas em ambos os efeitos (spin pumping e spin Seebeck) têm duas manifestações. A mais estudada é através da sua conversão em uma corrente de carga na camada metálica por meio do efeito Hall de spin inverso, que permite a detecção direta por um sinal de tensão elétrica. A outra é a mudança no amortecimento magnético da camada ferromagnética. Aqui analisamos estas manifestações e mostramos que é possível medir os dois efeitos juntos e controlar o amortecimento do material ferromagnético através do

gradiente térmico.

3- Outro experimento realizado pioneiramente foi a separação do efeito spin Seebeck do efeito Nernst anômalo de um material ferromagnético metálico, isso foi feito usando uma estrutura do tipo FMM/AFI/MN, onde AFI se refere a um material antiferromagnético isolante que bloqueia a corrente de carga, mas permite o fluxo de corrente de spin. Para analisar nossos dados construímos um modelo usando a equação de Boltzmann com base na função de distribuição de Fermi-Dirac e mostramos que a teoria para descrever o comportamento em um material ferromagnético é similar a usada para descrever o comportamento dos mágnons em isolantes ferromagnéticos.

4- Através de medidas de spin Seebeck mostramos com um experimento inovador que um material antiferromagnético isolante produz uma corrente de spin detectável. Em um material antiferromagnético isolante de duas subredes, as correntes de spin carregadas pelos dois modos de mágnons têm direções opostas o que não ocorre em antiferromagnéticos uniaxiais, pois na ausência de um campo magnético aplicado, os dois modos são degenerados, de modo que seus números de ocupação são os mesmos e a corrente de spin do SSE desaparece. Desse modo, obtivemos resultados de medidas experimentais de spin Seebeck à temperatura ambiente e campos magnéticos baixos em camadas bem texturizadas de óxido de níquel (NiO) antiferromagnético. A detecção da corrente de spin gerada pelo gradiente térmico na camada de NiO foi feita por meio do efeito Hall de spin inverso, nos metais não magnéticos Pt e Ta, no metal antiferromagnético IrMn e no metal ferromagnético permalloy.

5- Os experimentos e a teoria desenvolvida no quarto capítulo mostraram através de experimentos com micro-ondas pulsada e CW que o fônon tem spin. Um dos questionamentos que se faz sobre o comportamento de partículas bosônicas é se elas carregam consigo momento angular de spin. Estudos com fônons geraram até o momento esse questionamento. Aqui demonstramos de forma pioneira usando a conversão mágnon-fônon que o fônon possui spin. Além disso, provamos que a polarização do fônon convertido é circular. O campo magnético com variação espacial foi uma das principais ferramentas para que esse efeito fosse observado. Com este tipo de campo pudemos excitar mágnons com vetor de onda da ordem de magnitude do fônon e assim medirmos a conversão. Usando pulsos de micro-ondas com 25 ns de largura, medimos a dependência do campo magnético aplicado em função do tempo de atraso do pacote de onda. O atraso diminui com o aumento do campo devido ao aumento da velocidade de grupo da onda de spin, mas mostra uma anomalia em $H \sim 0,325$ kOe, atribuída à conversão mágnon-fônon que ocorre perto do meio da tira do filme. Isso é confirmado pela comparação dos dados com a teoria. O bom acordo entre os dados com os cálculos considerando a dispersão magnetoelástica, é

uma forte indicação da conversão mágnon-fônon no campo não uniforme.

A conversão de mágnons em fônons foi demonstrada por medidas de espalhamento de luz Briullouin (BLS) resolvidas com número de onda. As ondas de spin de propagação são excitadas com micro-ondas de frequência de CW, injetadas na antena de fio fino em uma extremidade da tira do filme de YIG. A onda excitada se propaga ao longo da tira de filme e seu número de onda é sondado com BLS em qualquer ponto, transladando o suporte da amostra. Uma vez que a frequência é fixa, para um determinado valor do número de onda, determinado pelo ângulo de incidência, a amplitude da luz dispersa é máxima para um determinado campo. Assim, ao variar o ângulo do filme e medir a amplitude dos espectros BLS, obtemos os pontos de dados k versus H , de modo que uma análise com a teoria apresentada confirmou a conversão. A confirmação de que o fônon possui polarização circular e spin, veio através de medidas variando o ângulo do analisador e medindo a amplitude dos sinais no BLS. Para tirar qualquer dúvida a respeito das medidas usamos uma placa de quarto-comprimento de onda antes do analisador. Desse modo evidenciamos que o fônon têm spin.

5.1 Artigos publicados

Este trabalho de tese permitiu publicarmos alguns artigos em revistas científicas. Vale ressaltar que os trabalhos publicados nesta tese com o grupo de magnetismo do departamento de física da UFPE abriram novas fontes de pesquisa.

- **J. Holanda**, D. S. Maior, A. Azevedo, S. M. Rezende, Detecting the phonon spin in magnon-phonon conversion experiments, *Nature Physics* **14**, 500 (2018).

- **J. Holanda**, D. S. Maior, O. Alves Santos, L. H. Vilela-Leão, J. B. S. Mendes, A. Azevedo, R. L. Rodríguez-Suárez, S. M. Rezende, Spin Seebeck effect in the antiferromagnet nickel oxide at room temperature, *Appl. Phys. Lett.* **111**, 172405 (2017).

- **J. Holanda**, O. Alves Santos, R. O. Cunha, J. B. S. Mendes, R. L. Rodríguez-Suárez, A. Azevedo, S. M. Rezende, Longitudinal spin Seebeck effect in permalloy separated from the anomalous Nernst effect: Theory and experiment, *Phys. Rev. B* **95**, 214421 (2017).

- **J. Holanda**; O. Alves Santos, R. L. Rodríguez-Suárez, A. Azevedo, S. M. Rezende, Simultaneous spin pumping and spin Seebeck experiments with thermal control of the magnetic damping in bilayers of yttrium iron garnet and heavy metals: YIG/Pt and YIG/IrMn, *Physical Review B* **95**, 134432 (2017).

- **J. Holanda**, D. S. Maior, A. Azevedo, S. M. Rezende, Anisotropic magnetoresistance and anomalous Nernst effect in exchange biased permalloy/(1 0 0) NiO single-crystal, *J. Magn. Magn. Mater.* **432**, 507 (2017).

- J. B. S. Mendes, O. Alves Santos, **J. Holanda**, R. P. Loreto, C. I. L. de Araujo, Cui-Zu Chang, J. S. Moodera, A. Azevedo, S. M. Rezende, Dirac-surface-state-dominated spin to charge current conversion in the topological insulator ($\text{Bi}_{0.22}\text{Sb}_{0.78}$), *Phys. Rev. B* **96**, 180415(R) (2017).
- F. L. A. Machado, P. R. T. Ribeiro, **J. Holanda**, R. L. Rodríguez-Suárez, A. Azevedo, S. M. Rezende, Spin-flop transition in the easy-plane antiferromagnet nickel oxide, *Phys. Rev. B* **95**, 104418 (2017).
- R. Vidyasagar, O. Alves Santos, **J. Holanda**, R. O. Cunha, F. L. A. Machado, P. R. T. Ribeiro, A. R. Rodrigues, J. B. S. Mendes, A. Azevedo, S. M. Rezende, Giant Zeeman shifts in the optical transitions of yttrium iron garnet thin films, *Appl. Phys. Lett.* **109**, 122402 (2016).
- R. O. Cunha, **J. Holanda**, L. H. Vilela-Leão, A. Azevedo, R. L. Rodríguez-Suárez, S. M. Rezende, Nonlinear dynamics of three-magnon process driven by ferromagnetic resonance in yttrium iron garnet, *Appl. Phys. Lett.* **106**, 192403 (2015).

5.2 Perspectivas

A spintrônica é uma área da física em expansão. Atualmente é fonte de estudo desde a medicina à tecnologias militares. Com base nisso citamos algumas perspectivas de trabalhos futuros:

- Estudar o efeito de anti-damping e verificar a possibilidade de excitar auto-oscilações em filmes de YIG produzidos por efeito spin-torque criado por corrente de spin gerada pelo efeito spin Hall em fitas metálicas adjacentes.
- Explorar o efeito Photo-spin-voltaic (PSV) em bicamada antiferromagnética/conversor fotovoltaico, onde o fotoconversor é um metal normal como a platina.
- Estudar efeitos spintrônicos em frequências em terahertz, excitando o material com pulsos de laser da ordem de 100 femtossegundos. Os principais materiais a serem explorados serão materiais antiferromagnéticos.
- Analisar através de experimentos em condições extremas (altos campos magnéticos e baixas temperaturas), a interação entre mágnons e outros tipos de partículas bosônicas (fótons, fônons, etc).
- Expandir a pesquisa em spintrônica com foco em novos materiais. Diversas propriedades spintrônicas estão sendo descobertas nos chamados materiais quânticos como os semimetais de Weyl.

REFERÊNCIAS

- [1] P. P. Freitas, F. Silva, N. J. Oliveira, L. V. Melo, L. Costa and N. Almeida, Spin valve sensors, *Sensors and Actuators A* **81**, 2 (2000).
- [2] J. Wang, H. Meng and J. P. Wang, Programmable spintronics logic device based on a magnetic tunnel junction element, *J. Appl. Phys.* **97**, 100509 (2005).
- [3] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich and J. Chazelas, Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2461 (1988).
- [4] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach and W. Zinn, Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange, *Phys. Rev. B* **39**, 4828 (1989).
- [5] A. Hoffmann and H. Schultheiß, Mesoscale magnetism, *Curr. Opin. Solid State Mater. Sci.* **19**, 253 (2015).
- [6] J. E. Hirsch, Spin Hall Effect, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1834 (1999).
- [7] A. Hoffmann, Spin Hall effects in metals, *IEEE Trans. Magn.* **49**, 5172 (2013).
- [8] M. I. D'yakonov and V. I. Perel', Possibility of orienting electron spins with current, *Sov. Phys. JETP Lett.* **13**, 467 (1971).
- [9] G. E.W. Bauer, E. Saitoh, and B. J. van Wees, Spin caloritronics, *Nat. Mater.* **11**, 391 (2012).
- [10] K. Uchida, S. Takahashi, K. Harii, J. Ieda, W. Koshihara, K. Ando, S. Maekawa, and E. Saitoh, Observation of the spin Seebeck effect, *Nature (London)* **455**, 778 (2008).
- [11] K. Uchida, H. Adachi, T. Ota, H. Nakayama, S. Maekawa, and E. Saitoh, Observation of longitudinal spin-Seebeck effect in magnetic insulators, *Appl. Phys. Lett.* **97**, 172505 (2010).
- [12] S. Y. Huang, W. G. Wang, S. F. Lee, J. Kwo, and C. L. Chien, Intrinsic spin-dependent thermal transport, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 216604 (2011).
- [13] D. Qu, S. Y. Huang, J. Hu, R. Wu, and C. L. Chien, Intrinsic spin Seebeck effect in Au/YIG, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 067206 (2013).
- [14] S. M. Rezende, R. L. Rodríguez-Suárez, R. O. Cunha, A. R. Rodrigues, F. L. A. Machado, G. A. Fonseca Guerra, J. C. Lopez Ortiz, and A. Azevedo, Magnon spin-current theory for the longitudinal spin-Seebeck effect, *Phys. Rev. B* **89**, 014416 (2014).
- [15] Recent Advances in Magnetic Insulators-From Spintronics to Microwave Applications. Edited by M. Wu and A. Hoffmann. *Solid State Physics Vol. 64*, Academic Press, New York (2013).

- [16] V. V. Kruglyak, S. O. Demokritov, and D. Grundler, Magnonics, *J. Phys. D* **43**, 264001 (2010).
- [17] B. Lenk, H. Ulrichs, F. Garbs, and M. Münzenberg, The building blocks of magnonics, *Phys. Rep.* **507**, 107 (2011).
- [18] T. Schneider, A. A. Serga, B. Leven, B. Hillebrands, R. L. Stamps, and M. P. Kostylev, Realization of spin-wave logic gates, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 022505 (2008).
- [19] F. Macià, F. C. Hoppensteadt, and A. D. Kent, Spin wave excitation patterns generated by spin torque oscillators, *Nanotechnology* **25**, 045303 (2014).
- [20] A. V. Chumak, A. A. Serga, and B. Hillebrands, Magnon transistor for all-magnon data processing, *Nat. Commun.* **5**, 4700 (2014).
- [21] S. O. Demokritov, V. E. Demidov, O. Dzyapko, G. A. Melkov, A. A. Serga, B. Hillebrands, and A. N. Slavin, Bose-Einstein condensation of quasi-equilibrium magnons at room temperature under pumping, *Nature (London)* **443**, 430 (2006).
- [22] P. Nowik-Boltyk, O. Dzyapko, V. E. Demidov, N. G. Berloff, and S. O. Demokritov, Spatially non-uniform ground state and quantized vortices in a two-component Bose-Einstein condensate of magnons, *Sci. Rep.* **2**, 482 (2012).
- [23] E. K. Zavoisky, Spin magnetic resonance in the decimetre-wave region, *J. Phys. USSR* **10**, 197 (1946).
- [24] J. H. E. Griffiths, Anomalous high-frequency resistance of ferromagnetic metal, *Nature.* **158**, 670 (1946).
- [25] C. Kittel, Interpretation of anomalous larmor frequencies in ferromagnetic resonance experiment, *Phys. Rev.*, **71**, 270 (1947).
- [26] C. Kittel, On the theory of ferromagnetic resonance absorption, *Phys. Rev.*, **73**, 155 (1948).
- [27] L. Landau, E. Lifshitz, On the Theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies, *Phys. Z. Sowjetunion.* **8**, 153 (1935).
- [28] B. D. Cullity, C. D. Graham, Introduction to magnetic materials, *Wiley-IEEE Press* (2008).
- [29] T. L. Gilbert, A lagrangian formulation of the gyromagnetic equation of the magnetization field, *Phys. Rev.* **100**, 1243 (1955).
- [30] J. Mallinson, On damped gyromagnetic precession, *J. IEEE Trans. Magn.* **23**, 2003 (1987).
- [31] A. Hamadeh, O. d'Allivy Kelly, C. Hahn, H. Meley, R. Bernard, A. H. Molpeceres, V. V. Naletov, M. Viret, A. Anane, V. Cros, S. O. Demokritov, J. L. Prieto, M. Muñoz, G. de Loubens, and O. Klein, Full control of the spin-wave damping in a magnetic insulator using spin-orbit torque, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 197203 (2014).
- [32] N. Mecking, Y. S. Gui, C. -M. Hu, Microwave photovoltage and photoresistance effects in ferromagnetic microstrips, *Phys. Rev. B* **76**, 224430 (2007).

- [33] Y. Guan, W. E. Bailey, E. Vescovo, C. -C. Kao, D. A. Arena, Phase and amplitude of element-specific moment precession in $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$, *J. Mag. Mag. Mat.* **312**, 374 (2007).
- [34] A. M. Portis, Electronic structure of f centers: saturation of the electron spin resonance, *Phys. Rev.* **91**, 1071 (1953).
- [35] M. Weger, Passage effects in paramagnetic resonance experiments, *Bell Sys. Tech. J.* **39**, 1013 (1960).
- [36] J. C. Slonczewski, Current-driven excitation of magnetic multilayers, *J. Magn. Magn. Mater.* **159**, L1 (1996); Excitation of spin waves by an electric current, *J. Magn. Magn. Mater.* **195**, L261 (1999).
- [37] L. Berger, Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current, *Phys. Rev. B* **54**, 9353 (1996).
- [38] S. I. Kiselev, J. C. Sankey, I. N. Krivorotov, N. C. Emley, R. J. Schoelkopf, R. A. Buhrman and D. C. Ralph, Microwave oscillations of a nanomagnet driven by a spin-polarized current, *Nature (London)* **425**, 380 (2003).
- [39] W. H. Rippard, M. R. Pufall, S. Kaka, S. E. Russek, and T. J. Silva, Direct-current induced dynamics in $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ point contacts, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 027201 (2004).
- [40] S. M. Rezende, F. M. de Aguiar, and A. Azevedo, Spin-wave theory for the dynamics induced by direct currents in magnetic multilayers, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 037202 (2005).
- [41] A. Slavin and V. Tiberkevich, Nonlinear auto-oscillator theory of microwave generation by spin-polarized current, *IEEE Trans. Magn.* **45**, 1875 (2009).
- [42] Y. Tserkovnyak, A. Brataas, and G. E. W. Bauer, Enhanced gilbert damping in thin ferromagnetic films, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 117601 (2002).
- [43] A. Brataas, Y. Tserkovnyak, G. E. W. Bauer, and B. I. Halperin, Spin battery operated by ferromagnetic resonance, *Phys. Rev. B* **66**, 060404(R) (2002).
- [44] E. Saitoh, M. Ueda, H. Miyajima, and G. Tatara, Conversion of spin current into charge current at room temperature: Inverse spin-Hall effect, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 182509 (2006).
- [45] A. Azevedo, L. H. Vilela Leão, R. L. Rodríguez-Suárez, A. B. Oliveira, and S. M. Rezende, DC effect in ferromagnetic resonance: Evidence of the spin-pumping effect?, *J. Appl. Phys.* **97**, 10C715 (2005).
- [46] A. Azevedo, L. H. Vilela-Leão, R. L. Rodríguez-Suárez, A. F. Lacerda Santos, and S. M. Rezende, Spin pumping and anisotropic magnetoresistance voltages in magnetic bilayers: Theory and experiment, *Phys. Rev. B* **83**, 144402 (2011).
- [47] J. H. Juretschke, Electromagnetic theory of dc effects in ferromagnetic resonance, *J. Appl. Phys.* **31(8)**, 1401 (1960).

- [48] G. W. Egan, H. J. Juretschke, DC detection of ferromagnetic resonance in thin nickel films, *J. Appl. Phys.* **34**(5), 1477 (1963).
- [49] M. H. Seavey, Galvanomagnetic effects in ferromagnetic resonance, *J. Appl. Phys.* **31**(5), S216 (1960).
- [50] J. -P. Jan, Galvanomagnetic and thermomagnetic effects in metals, in Solid State Physics, F. Seitz and D. Turnbull (eds.), Vol. 5, *Academic Press, New York* (1957).
- [51] P. W. Brouwer, Scattering approach to parametric pumping, *Phys. Rev. B* **58**, R10135 (1998).
- [52] A. Brataas, Y. V. Nazarov, and G. E. W. Bauer, Finite-element theory of transport in ferromagnet–normal metal systems, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 2481 (2000).
- [53] Y. Tserkovnyak, A. Brataas, G. E. W. Bauer, and B. I. Halperin, Nonlocal magnetization dynamics in ferromagnetic heterostructures, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 1375 (2005).
- [54] Y. Tserkovnyak, A. Brataas, G. E. W. Bauer, Spin pumping and magnetization dynamics in metallic multilayers, *Phys. Rev. B* **66**, 224403 (2002).
- [55] M. Büttiker, Scattering theory of current and intensity noise correlations in conductors and wave guides, *Phys. Rev. B* **46**, 12485 (1992).
- [56] M. Büttiker, Dynamic conductance and the scattering matrix of small conductors, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 4114 (1993).
- [57] M. D. Stiles, A. Zangwill, Anatomy of spin-transfer torque, *Phys. Rev. B* **66**, 014407 (2002).
- [58] M. Johnson, R. H. Slisbee, Coupling of electronic charge and spin at a ferromagnetic-paramagnetic metal interface, *Phys. Rev. B* **37**, 5312 (1988).
- [59] A. Brataas, Y. V. Nazarov, G. E. W. Bauer, Spin-transport in multi-terminal normal metal-ferromagnet systems with non-collinear magnetizations, *Eur. Phys. J. B* **22**, 99 (2001).
- [60] R. Meservey, P. M. Tedrow, Surface relaxation times of conduction-electron spins in superconductors and normal metals, *Phys. Rev. Lett.* **41**, 805 (1978).
- [61] A. A. Abrikosov, L. P. Gor'kov, Spin-orbit interaction and the knight shift in superconductors, *Sov. Phys. JETP* **15**, 752 (1962).
- [62] J. E. Wegrowe, Thermokinetic approach of the generalized Landau-Lifshitz-Gilbert equation with spin-polarized current, *Phys. Rev. B* **62**, 1067 (2000).
- [63] G. Bergmann, Inelastic life-time of the conduction electrons in some noble metal films, *Z. Phys. B - Condens. Matter* **48**, 5 (1982).
- [64] M. Johnson, Spin accumulation in gold films, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2142 (1993).
- [65] Q. Yang, P. Holody, S. -F. Lee, L. L. Henry, R. Loloee, P. A. Schroeder, W. P. Pratt, J. Bass, Spin flip diffusion length and giant magnetoresistance at low temperatures, *Phys. Rev. Lett.* **72** (20), 3274 (1994).

- [66] J. Holanda, O. Alves Santos, R. L. Rodríguez-Suárez, A. Azevedo, and S. M. Rezende, Simultaneous spin pumping and spin Seebeck experiments with thermal control of the magnetic damping in bilayers of yttrium iron garnet and heavy metals: YIG/Pt and YIG/IrMn, *Phys. Rev. B* **95**, 134432 (2017).
- [67] D. M. Pozar. Microwave Engineering. 4th Edition. *Wiley* (2011).
- [68] S. Geller, G. P. Espinosa, P. B. Crandall, High-pressure experiments on Yttrium Iron Garnet, *J. American Ceramic Society* **53**, 352 (1970).
- [69] R. O. Cunha, J. Holanda, L. H. Vilela-Leão, A. Azevedo, R. L. Rodríguez-Suárez, and S. M. Rezende, Nonlinear dynamics of three-magnon process driven by ferromagnetic resonance in yttrium iron garnet, *Appl. Phys. Lett.* **106**, 192403 (2015).
- [70] O. Dzyapko, H. Kurebayashi, V. E. Demidov, M. Evelt, A. J. Ferguson, and S. O. Demokritov, Effect of the magnetic film thickness on the enhancement of the spin current by multi-magnon processes, *Appl. Phys. Lett.* **102**, 252409 (2013).
- [71] H. Chang, P. Li, W. Zhang, T. Liu, A. Hoffmann, L. Deng, and M. Wu, Nanometer-thick yttrium iron garnet films with extremely low damping, *IEEE Magn. Lett.* **5**, 6700204 (2014).
- [72] J. Lustikova, Y. Shiomi, Z. Qiu, T. Kikkawa, R. Iguchi, K. Uchida, and E. Saitoh, Spin current generation from sputtered $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ films, *J. Appl. Phys.* **116**, 153902 (2014).
- [73] H. Yu, O. d'Allivy Kelly, V. Cros, R. Bernard, P. Bortolotti, A. Anane, F. Brandl, R. Huber, I. Stasinopoulos and D. Grundler, Magnetic thin-film insulator with ultra-low spin wave damping for coherent nanomagnonics, *Sci. Rep.* **4**, 6848 (2014).
- [74] T. Liu, H. Chang, V. Vlaminck, Y. Sun, M. Kabatek, A. Hoffmann, L. Deng, and M. Wu, Ferromagnetic resonance of sputtered yttrium iron garnet nanometer films, *J. Appl. Phys.* **115**, 17A501 (2014).
- [75] C. Hauser, T. Richter, N. Homonnay, C. Eisenschmidt, M. Qaid, H. Deniz, D. Hesse, M. Sawicki, S. G. Ebbinghaus and G. Schmidt, Yttrium iron garnet thin films with very low damping obtained by recrystallization of amorphous material, *Sci. Rep.* **6**, 20827 (2016).
- [76] R. Vidyasagar, O. Alves Santos, J. Holanda, R. O. Cunha, F. L. A. Machado, P. R. T. Ribeiro, A. R. Rodrigues, J. B. S. Mendes, A. Azevedo, and S. M. Rezende, Giant Zeeman shifts in the optical transitions of yttrium iron garnet thin films, *Appl. Phys. Lett.* **109**, 122402 (2016).
- [77] H. Suhl, Theory of the magnetic damping constant, *IEEE Tran. on Magnetism.* **34**, 1834 (1998).
- [78] B. Heinrich, R. Urban, G. Woltersdorf, Magnetic relaxation in metallic films: Single and multilayer structures, *J. Appl. Phys.* **91**, 7523 (2002).
- [79] B. Heinrich, D. Fraitová, V. Kamberský, The influence of s-d exchange on relaxation of magnons in metals, *Phys. Stat. Sol.* **23**, 501 (1967).

- [80] B. Heinrich. Temperature dependence of FMR linewidth of iron (in Czech), Phd dissertation. [S.1.]: Czechoslovak. *Academy of Sciences* (1967).
- [81] R. Arias, D. L. Mills, Extrinsic contributions to the ferromagnetic resonance response of ultrathin films, *Phys. Rev. B* **60**, 7395 (1999).
- [82] B. Heinrich, J. F. Cochran, K. Myrtle, The exchange splitting of phonon assisted microwave transmission at 9.5 GHz, *J. Appl. Phys.* **53**, 2092 (1982).
- [83] B. Heinrich. Ultrathin Magnetic Structures, Fundamentals of Nanomagnetism. *Berlin Heidelberg: Springer-Verlag*. Vol. 3 (2005).
- [84] M. Johnson, R. H. Silsbee, Thermodynamic analysis of interfacial transport and of the thermomagnetolectric system, *Phys. Rev. B* **35**, 4959 (1987); Spin-injection experiment, *Phys. Rev. B* **37**, 5326 (1988).
- [85] M. Johnson, Spin caloritronics and the thermomagnetolectric system, *Solid State Commun.* **150**, 543 (2010).
- [86] G. E. W. Bauer, A. H. MacDonald, S. Maekawa, Spin Caloritronics, *Solid State Commun.* **150**, 459 (2010).
- [87] J. Shi, K. Pettit, E. Kita, S.S.P. Parkin, R. Nakatani, M.B. Salamon, Field-dependent thermoelectric power and thermal conductivity in multilayered and granular giant magnetoresistive systems, *Phys. Rev. B* **54**, 15273 (1996).
- [88] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, J. Chazelas, Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988).
- [89] K. Uchida, S. Takahashi, K. Harii, J. Ieda, W. Koshibae, K. Ando, S. Maekawa, and E. Saitoh, Observation of the spin Seebeck effect, *Nature (London)* **455**, 778 (2008).
- [90] H. J. Goldsmid. Introduction to thermoelectricity. Springer Series in Material Science. *Springer-Verlag Berlin Heidelberg*, (2010).
- [91] G. E. W. Bauer, E. Saitoh, B. J. van Wees, Spin caloritronics, *Nat. Mater.* **11**, 391 (2012).
- [92] H. Adachi, K. Uchida, E. Saitoh, S. Maekawa, Theory of the spin Seebeck effect, *Rep. Prog. Phys.* **76**, 036501 (2013).
- [93] S. R. Boona, R. C. Myers, J. P. Heremans, Spin caloritronics, *Energy Environ. Sci.* **7**, 885 (2014).
- [94] K. Uchida, M. Ishida, T. Kikkawa, A. Kirihaara, T. Murakami, E. Saitoh, Longitudinal spin Seebeck effect: from fundamentals to applications, *J. Phys.: Condens. Matter.* **26**, 343202 (2014).
- [95] K. Uchida, J. Xiao, H. Adachi, J. Ohe, S. Takahashi, J. Ieda, T. Ota, Y. Kajiwara, H. Umezawa, H. Kawai, G. E. W. Bauer, S. Maekawa, E. Saitoh, Spin Seebeck insulator, *Nat. Mater.* **9**, 894 (2010).

- [96] K. Uchida, H. Adachi, T. Ota, H. Nakayama, S. Maekawa, E. Saitoh, Observation of longitudinal spin-Seebeck effect in magnetic insulators, *Appl. Phys. Lett.* **97**, 172505 (2010).
- [97] K. Uchida, T. Nonaka, T. Ota, H. Nakayama, E. Saitoh, Longitudinal spin-Seebeck effect in sintered polycrystalline (Mn,Zn)Fe₂O₄, *Appl. Phys. Lett.* **97**, 262504 (2010).
- [98] C. M. Jaworski, J. Yang, S. Mack, D. D. Awschalom, J. P. Heremans, R. C. Myers, Observation of the spin-Seebeck effect in a ferromagnetic semiconductor, *Nat. Mater.* **9**, 898 (2010).
- [99] A. Slachter, F. L. Bakker, J. P. Adam, B. J. van Wees, Thermally driven spin injection from a ferromagnet into a non-magnetic metal, *Nat. Phys.* **6**, 879 (2010).
- [100] Y. Onose, T. Ideue, H. Katsura, Y. Shiomi, N. Nagaosa, Y. Tokura, Observation of the Magnon Hall Effect, *Science* **329**, 297 (2010).
- [101] K. Uchida, T. Ota, H. Adachi, J. Xiao, T. Nonaka, Y. Kajiwara, G. E. W. Bauer, S. Maekawa, E. Saitoh, Thermal spin pumping and magnon-phonon-mediated spin-Seebeck effect, *J. Appl. Phys.* **111**, 103903 (2012).
- [102] K. Uchida, H. Adachi, T. Kikkawa, A. Kiriwara, M. Ishida, S. Yoroze, S. Maekawa, and E. Saitoh, Thermoelectric Generation Based on Spin Seebeck Effects, *Proc. IEEE* **104**, 1946 (2016).
- [103] H. Yu, S. D. Brechet, and J. P. Ansermet, Spin caloritronics, origin and outlook, *Phys. Lett. A* **381**, 825 (2017).
- [104] J. Holanda, O. Alves Santos, R. L. Rodríguez-Suárez, A. Azevedo, and S. M. Rezende, Simultaneous spin pumping and spin Seebeck experiments with thermal control of the magnetic damping in bilayers of yttrium iron garnet and heavy metals: YIG/Pt and YIG/IrMn, *Phys. Rev. B* **95**, 134432 (2017).
- [105] J. Holanda, O. Alves Santos, R. O. Cunha, J. B. S. Mendes, R. L. Rodríguez-Suárez, A. Azevedo, and S. M. Rezende, Longitudinal spin Seebeck effect in permalloy separated from the anomalous Nernst effect: Theory and experiment, *Phys. Rev. B* **95**, 214421 (2017).
- [106] J. Holanda, D. S. Maior, O. Alves Santos, L. H. Vilela-Leão, J. B. S. Mendes, A. Azevedo, R. L. Rodríguez-Suárez, and S. M. Rezende, Spin Seebeck effect in the antiferromagnet nickel oxide at room temperature, *Appl. Phys. Lett.* **111**, 172405 (2017).
- [107] B. F. Miao, S. Y. Huang, D. Qu, C. L. Chien, Inverse spin hall effect in a ferromagnetic metal, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 066602 (2013).
- [108] J. Holanda, D. S. Maior, A. Azevedo, and S. M. Rezende, Anisotropic magnetoresistance and anomalous Nernst effect in exchange biased permalloy/(100) NiO single-crystal, *J. Magn. Magn. Mater.* **432**, 507 (2017).
- [109] J. B. S. Mendes, R. O. Cunha, O. Alves Santos, P. R. T. Ribeiro, F. L. A. Machado, R. L. Rodríguez-Suárez, A. Azevedo, S. M. Rezende, Large inverse spin Hall effect in the antiferromagnetic metal Ir₂₀Mn₈₀, *Phys. Rev. B* **89**, 140406(R) (2014).

- [110] W. Zhang, M. B. Jungfleisch, W. Jiang, J. E. Pearson, A. Hoffmann, F. Freimuth, Y. Mokrousov, Spin Hall effects in metallic antiferromagnets, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 196602 (2014).
- [111] E. Padrón-Hernández, A. Azevedo, S. M. Rezende, Amplification of spin waves by thermal spin-transfer torque, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 197203 (2011).
- [112] L. Lu, Y. Sun, M. Jantz, M. Wu, Control of ferromagnetic relaxation in magnetic thin films through thermally induced interfacial spin transfer, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 257202 (2012).
- [113] M. B. Jungfleisch, T. An, K. Ando, Y. Kajiwara, K. Uchida, B. I. Vasyuchka, A. V. Chumak, A. A. Serga, E. Saitoh, B. Hillebrands, Heat-induced damping modification in yttrium iron garnet/platinum hetero-structures, *Appl. Phys. Lett.* **102**, 062417 (2013).
- [114] R. O. Cunha, E. Padrón-Hernández, A. Azevedo, S. M. Rezende. Controlling the relaxation of propagating spin waves in yttrium iron garnet/Pt bilayers with thermal gradients, *Phys. Rev. B* **87**, 184401 (2013).
- [115] T. Kikkawa, K. Uchida, Y. Shiomi, Z. Qiu, D. Hou, D. Tian, H. Nakayama, X. -F. Jin, E. Saitoh, Longitudinal spin Seebeck effect free from the proximity Nernst effect, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 067207 (2013).
- [116] T. Kikkawa, K. Uchida, S. Daimon, Y. Shiomi, H. Adachi, Z. Qiu, D. Hou, X. -F. Jin, S. Maekawa, E. Saitoh, Separation of longitudinal spin Seebeck effect from anomalous Nernst effect: Determination of origin of transverse thermoelectric voltage in metal/insulator junctions, *Phys. Rev. B* **88**, 214403 (2013).
- [117] A. A. Serga, A. V. Chumak, B. Hillebrands, YIG magnonics, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43**, 264002 (2010).
- [118] S. M. Rezende, F. M. de Aguiar, O. F. de Alcantara Bonfim, Order and chaos in ferromagnetic spin wave instabilities, *J. Magn. Magn. Mater.* **54**, 1127 (1986).
- [119] E. Saitoh, M. Ueda, H. Miyajima, G. Tatara, Conversion of spin current into charge current at room temperature: Inverse spin-Hall effect, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 182509 (2006).
- [120] O. Mosendz, J. E. Pearson, F. Y. Fradin, G. E. W. Bauer, S. D. Bader, A. Hoffmann, Quantifying spin hall angles from spin pumping: experiments and theory, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 046601 (2010).
- [121] A. Azevedo, L. H. Vilela-Leão, R. L. Rodríguez-Suárez, A. F. Lacerda Santos, S. M. Rezende, Spin pumping and anisotropic magnetoresistance voltages in magnetic bilayers: Theory and experiment, *Phys. Rev. B* **83**, 144402 (2011).
- [122] A. Hoffmann, Spin Hall effects in metals, *IEEE Trans. Magn.* **49**(10), 5172 (2013).
- [123] J. Xiao, G. E. W. Bauer, K. Uchida, E. Saitoh, S. Maekawa, Theory of magnon-driven spin Seebeck effect, *Phys. Rev. B* **81**, 214418 (2010).

- [124] H. Adachi, J. Ohe, S. Takahashi, S. Maekawa, Linear-response theory of spin Seebeck effect in ferromagnetic insulators, *Phys. Rev. B* **83**, 094410 (2011).
- [125] J. Ohe, H. Adachi, S. Takahashi, S. Maekawa, Numerical study on the spin Seebeck effect, *Phys. Rev. B* **83**, 115118 (2011).
- [126] Y. Ohnuma, H. Adachi, E. Saitoh, S. Maekawa, Spin Seebeck effect in antiferromagnets and compensated ferrimagnets, *Phys. Rev. B* **87**, 014423 (2013).
- [127] S. Hoffmann, K. Sato, Y. Tserkovnyak, Landau-Lifshitz theory of the longitudinal spin Seebeck effect, *Phys. Rev. B* **88**, 064408 (2013).
- [128] M. Schreier, A. Kamra, M. Weiler, J. Xiao, G. E. W. Bauer, R. Gross, S. T. B. Goennenwein, Magnon, phonon, and electron temperature profiles and the spin Seebeck effect in magnetic insulator/normal metal hybrid structures, *Phys. Rev. B* **88**, 094410 (2013).
- [129] S. M. Rezende, R. L. Rodríguez-Suárez, R. O. Cunha, A. R. Rodrigues, F. L. A. Machado, G. A. Fonseca Guerra, J. C. López Ortiz, A. Azevedo, Magnon spin-current theory for the longitudinal spin-Seebeck effect, *Phys. Rev. B* **89**, 014416 (2014).
- [130] S. M. Rezende, R. L. Rodríguez-Suárez, R. O. Cunha, J. C. López Ortiz, A. Azevedo, Bulk magnon spin current theory for the longitudinal spin Seebeck effect, *J. Magn. Mater.* **400**, 171 (2016).
- [131] M. Sparks. Ferromagnetic relaxation. *Mc Graw-Hill, New York*, (1964).
- [132] A. G. Gurevich, G. A. Melkov. Magnetization oscillations and waves. *CRC, Boca Raton, FL*, (1996).
- [133] R. M. White. Quantum theory of magnetism. Third ed., *Springer-Verlag, Berlin*, (2007).
- [134] S. M. Rezende, F. R. Morgenthaler, Magnetoelastic waves in time varying magnetic fields. I. theory, *J. Appl. Phys.* **40**, 524 (1969); S. M. Rezende, F. R. Morgenthaler, Magnetoelastic waves in time varying magnetic fields. II. theory *J. Appl. Phys.* **40**, 537 (1969).
- [135] Y. Kajiwara, K. Harii, S. Takahashi, J. Ohe, K. Uchida, M. Mizuguchi, H. Umezawa, K. Kawai, K. Ando, K. Takanashi, S. Maekawa, E. Saitoh, Transmission of electrical signals by spin-wave interconversion in a magnetic insulator, *Nature* **464**, 262 (2010).
- [136] S. S. -L. Zhang, S. Zhang, Magnon mediated electric current drag across a ferromagnetic insulator layer, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 096603 (2012).
- [137] S. S. -L. Zhang, S. Zhang, Spin convertance at magnetic interfaces, *Phys. Rev. B* **86**, 214424 (2012).
- [138] Y. Tserkovnyak, A. Brataas, G. E. W. Bauer, Spin pumping and magnetization dynamics in metallic multilayers *Phys. Rev. B* **66**, 224403 (2002).

- [139] Y. Tserkovnyak, A Brataas, G. E. W. Bauer, B. I. Halperin, Nonlocal magnetization dynamics in ferromagnetic heterostructures, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 1375 (2005).
- [140] F. Reif. Fundamentals of statistical and thermal physics. *Mc Graw-Hill Book Co.*, New York, (2008).
- [141] M. Agrawal, V. I. Vasyuchka, A. A. Serga, A. D. Karenowska, G. A. Melkov, B. Hillebrands, Direct measurement of magnon temperature: new insight into magnon-phonon coupling in magnetic insulators, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 107204 (2013).
- [142] S. M. Rezende, R. L. Rodríguez-Suárez, A. Azevedo, Magnetic relaxation due to spin pumping in thick ferromagnetic films in contact with normal metals, *Phys. Rev. B* **88**, 014404 (2013).
- [143] S. M. Rezende, R. L. Rodríguez-Suárez, J. C. López Ortiz, A. Azevedo, Thermal properties of magnons and the spin Seebeck effect in yttrium iron garnet/normal metal hybrid structures, *Phys. Rev. B* **89**, 134406 (2014).
- [144] T. Kikkawa, K. -I. Uchida, S. Daimon, Z. Qiu, Y. Shiomi, and E. Saitoh, Critical suppression of spin Seebeck effect by magnetic fields, *Phys. Rev. B* **92**, 064413 (2015).
- [145] A. Kehlberger, U. Ritzmann, D. Hinzke, E. -J. Guo, J. Cramer, G. Jakob, M. C. Onbasli, D. H. Kim, C. A. Ross, M. B. Jungfleisch, B. Hillebrands, U. Nowak, and M. Kläui, Length scale of the spin Seebeck effect, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 096602 (2015).
- [146] M. Agrawal, V. I. Vasyuchka, A. A. Serga, A. Kirihaara, P. Pirro, T. Langner, M. B. Jungfleisch, A. V. Chumak, E. Th. Papaioannou, B. Hillebrands, Role of bulk-magnon transport in the temporal evolution of the longitudinal spin-Seebeck effect, *Phys. Rev. B* **89**, 224414 (2014).
- [147] A. Azevedo, L. H. Vilela-Leão, R. L. Rodríguez-Suárez, A. B. Oliveira, and S. M. Rezende, DC effect in ferromagnetic resonance: Evidence of the spin-pumping effect?, *J. Appl. Phys.* **97**, 10C715 (2005).
- [148] C. Hahn, G. de Loubens, O. Klein, M. Viret, V. V. Naletov, and J. Ben Youssef, Comparative measurements of inverse spin Hall effects and magnetoresistance in YIG/Pt and YIG/Ta, *Phys. Rev. B* **87**, 174417 (2013).
- [149] M. Weiler, M. Althammer, M. Schreier, J. Lotze, M. Pernpeintner, S. Meyer, H. Huebl, R. Gross, A. Kamra, J. Xiao, Y. -T. Chen, H. Jiao, G. E. W. Bauer, and S. T. B. Goennenwein, Experimental test of the spin mixing interface conductivity concept, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 176601 (2013).
- [150] V. Castel, N. Vlietstra, B. J. van Wees, and J. Ben Youssef, Yttrium iron garnet thickness and frequency dependence of the spin-charge current conversion in YIG/Pt systems, *Phys. Rev. B* **90**, 214434 (2014).
- [151] P. Hyde, L. Bai, D. M. J. Kumar, B. W. Southern, C. -M. Hu, S. Y. Huang, B. F. Miao, and C. L. Chien, Electrical detection of direct and alternating spin current injected from a ferromagnetic insulator into a ferromagnetic metal, *Phys. Rev. B* **89**, 180404(R) (2014).

- [152] D. Wei, M. Obstbaum, M. Ribow, C. H. Back, and G. Woltersdorf, Spin Hall voltages from a.c. and d.c. spin currents, *Nat. Commun.* **5**, 3768 (2014).
- [153] L. Bai, M. Harder, Y. P. Chen, X. Fan, J. Q. Xiao, and C. -M. Hu, Spin pumping in electrodynamically coupled magnon-photon systems, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 227201 (2015).
- [154] C. Du, H. Wang, P. C. Hammel, and F. Yang, Y3Fe5O12 spin pumping for quantitative understanding of pure spin transport and spin Hall effect in a broad range of materials (invited), *J. Appl. Phys.* **117**, 172603 (2015).
- [155] J. Sinova, S. O. Valenzuela, J. Wunderlich, C. H. Back, and T. Jungwirth, Spin Hall effects, *Rev. Mod. Phys.* **87**, 1213 (2015).
- [156] H. Maier-Flaig, M. Harder, R. Gross, H. Huebl, and S. T. B. Goennenwein, Spin pumping in strongly coupled magnon-photon systems, *Phys. Rev. B* **94**, 054433 (2016).
- [157] R. Iguchi and E. Saitoh, Measurement of spin pumping voltage separated from extrinsic microwave effects, *J. Phys. Soc. Jpn.* **86**, 011003 (2017).
- [158] N. Vlietstra, J. Shan, B. J. van Wees, M. Isasa, F. Casanova, and J. Ben Youssef, Simultaneous detection of the spin-Hall magnetoresistance and the spin-Seebeck effect in platinum and tantalum on yttrium iron garnet, *Phys. Rev. B* **90**, 174436 (2014).
- [159] S. Geprägs, A. Kehlberger, F. D. Coletta, Z. Qiu, E. -J. Guo, T. Schulz, C. Mix, S. Meyer, A. Kamra, M. Althammer, H. Huebl, G. Jakob, Y. Ohnuma, H. Adachi, J. Barker, S. Maekawa, G. E. W. Bauer, E. Saitoh, R. Gross, S. T. B. Goennenwein, and M. Kläui, Origin of the spin Seebeck effect in compensated ferrimagnets, *Nat. Commun.* **7**, 10452 (2016).
- [160] T. Kikkawa, K. Shen, B. Flebus, R. A. Duine, K. -I. Uchida, Z. Qiu, G. E. W. Bauer, and E. Saitoh, Magnon polarons in the spin seebeck effect, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 207203 (2016).
- [161] M. B. Jungfleisch, J. Ding, W. Zhang, W. Jiang, J. E. Pearson, V. Novosad, and A. Hoffmann, Insulating Nanomagnets Driven by Spin Torque, *Nano Lett.* **17**, 8 (2017).
- [162] I. Zutic and H. Dery, Spintronics: Taming spin currents, *Nat. Mater.* **10**, 647 (2011).
- [163] Spin current, edited by S. Maekawa, S. Valenzuela, E. Saitoh, and T. Kimura. *Oxford University Press, Oxford*, Vol. 17 (2012).
- [164] G. L. da Silva, L. H. Vilela-Leão, S. M. Rezende, and A. Azevedo, Enhancement of spin wave excitation by spin currents due to thermal gradient and spin pumping in yttrium iron garnet/Pt, *Appl. Phys. Lett.* **102**, 012401 (2013).
- [165] Y. Kajiwara, K. Uchida, D. Kikuchi, T. An, Y. Fujikawa, and E. Saitoh, Spin-relaxation modulation and spin-pumping control by transverse spin-wave spin current in Y₃Fe₅O₁₂, *Appl. Phys. Lett.* **103**, 052404 (2013).

- [166] R. Vidyasagar, O. Alves Santos, J. Holanda, R. O. Cunha, F. L. A. Machado, P. R. T. Ribeiro, A. R. Rodrigues, J. B. S. Mendes, A. Azevedo, and S. M. Rezende, Giant Zeeman shifts in the optical transitions of yttrium iron garnet thin films, *Appl. Phys. Lett.* **109**, 122402 (2016).
- [167] H. Kurebayashi, O. Dzyapko, V. E. Demidov, D. Fang, A. J. Ferguson, and S. O. Demokritov, Controlled enhancement of spin-current emission by three-magnon splitting, *Nat. Mater.* **10**, 660 (2011).
- [168] R. O. Cunha, J. Holanda, L. H. Vilela-Leão, A. Azevedo, R. L. Rodríguez-Suárez, and S. M. Rezende, Nonlinear dynamics of three-magnon process driven by ferromagnetic resonance in yttrium iron garnet, *Appl. Phys. Lett.* **106**, 192403 (2015).
- [169] M. Schreier, G. E. W. Bauer, V. I. Vasyuchka, J. Flipse, K. -I. Uchida, J. Lotze, V. Lauer, A. V. Chumak, A. A. Serga, S. Daimon, Sign of inverse spin Hall voltages generated by ferromagnetic resonance and temperature gradients in yttrium iron garnet platinum bilayers, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **48**, 025001 (2015).
- [170] C. W. Sandweg, Y. Kajiwara, K. Ando, E. Saitoh, and B. Hillebrands, Enhancement of the spin pumping efficiency by spin wave mode selection, *Appl. Phys. Lett.* **97**, 252504 (2010).
- [171] L. H. Vilela-Leão, C. Salvador, A. Azevedo, and S. M. Rezende, Unidirectional anisotropy in the spin pumping voltage in yttrium iron garnet/platinum bilayers, *Appl. Phys. Lett.* **99**, 102505 (2011).
- [172] S. M. Rezende, R. L. Rodríguez-Suárez, and A. Azevedo, Thermal control of the spin pumping damping in ferromagnetic/normal metal interfaces, *Phys. Rev. B* **89**, 094423 (2014).
- [173] Y. Ohnuma, H. Adachi, E. Saitoh, and S. Maekawa, Magnon instability driven by heat current in magnetic bilayers, *Phys. Rev. B* **92**, 224404 (2015).
- [174] S. A. Bender and Y. Tserkovnyak, Thermally driven spin torques in layered magnetic insulators, *Phys. Rev. B* **93**, 064418 (2016).
- [175] J. C. Slonczewski, Current-driven excitation of magnetic multilayers, *J. Magn. Magn. Mater.* **159**, L1 (1996).
- [176] D. C. Ralph and M. D. Stiles, Spin transfer torques, *J. Magn. Magn. Mater.* **320**, 1190 (2008).
- [177] A. Hamadeh, O. d'Allivy Kelly, C. Hahn, H. Meley, R. Bernard, A. H. Molpeceres, V. V. Naletov, M. Viret, A. Anane, V. Cros, S. O. Demokritov, J. L. Prieto, M. Muñoz, G. de Loubens, and O. Klein, Full control of the spin-wave damping in a magnetic insulator using spin-orbit torque, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 197203 (2014).
- [178] S. Y. Huang, W. G. Wang, S. F. Lee, J. Kwo, and C. L. Chien, Intrinsic spin-dependent thermal transport, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 216604 (2011).
- [179] A. Slachter, F. L. Bakker, and B. J. van Wees, Anomalous Nernst and anisotropic magnetoresistive heating in a lateral spin valve, *Phys. Rev. B* **84**, 020412(R) (2011).

- [180] S. L. Yin, Q. Mao, Q. Y. Meng, D. Li and H. W. Zhao, Hybrid anomalous and planar Nernst effect in permalloy thin films, *Phys. Rev. B* **88**, 064410 (2013).
- [181] S. Seki, T. Ideue, M. Kubota, Y. Kozuka, R. Takagi, M. Nakamura, Y. Kaneko, M. Kawasaki, and Y. Tokura, Thermal generation of spin current in an antiferromagnet, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 266601 (2015).
- [182] C. Fang, C. H. Wan, Z. H. Yuan, L. Huang, X. Zhang, H. Wu, Q. T. Zhang, and X. F. Han, Scaling relation between anomalous Nernst and Hall effect in [Pt/Co]_n multilayers, *Phys. Rev. B* **93**, 054420 (2016).
- [183] Y. -J. Chen and S. -Y. Huang, Dzyaloshinskii-Moriya interaction as a consequence of a Doppler shift due to spin-orbit-induced intrinsic spin current, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 247201 (2016).
- [184] J. Nogués and I. K. Schuller, Exchange bias, *J. Magn. Magn. Mater.* **192**, 203 (1999).
- [185] H. Xi, R. M. White, and S. M. Rezende, Irreversible and reversible measurements of exchange anisotropy, *Phys. Rev. B* **60**, 14837 (1999).
- [186] J. R. Fermin, M. A. Lucena, A. Azevedo, F. M. de Aguiar, and S. M. Rezende, Measurements of exchange anisotropy in NiFe/NiO films with different techniques, *J. Appl. Phys.* **87**, 6421 (2000).
- [187] M. Grimsditch, L. E. McNeil, and D. J. Lockwood, Unexpected behavior of the antiferromagnetic mode of NiO, *Phys. Rev. B* **58**, 14462 (1998).
- [188] N. J. Gökemeijer, R. L. Penn, D. R. Veblen, and C. L. Chien, Exchange coupling in epitaxial CoO/NiFe bilayers with compensated and uncompensated interfacial spin structures, *Phys. Rev. B* **63**, 174422 (2001).
- [189] I. Sugiyama, N. Shibata, Z. Wang, S. Kobayashi, T. Yamamoto, and Y. Ikuhara, Ferromagnetic dislocations in antiferromagnetic NiO, *Nature Nanotechnology* **8**, 266 (2013).
- [190] S. M. Rezende, M. A. Lucena, A. Azevedo, A. B. Oliveira, F. M. de Aguiar, W. F. Egelhoff Jr, Exchange anisotropy in NiFe films on (1 0 0) NiO single-crystal substrate, *J. Magn. Magn. Mater.* **226**, 1683 (2001).
- [191] H. Wang, C. Du, P. C. Hammel, and F. Yang, Antiferromagnonic spin transport from Y₃Fe₅O₁₂ into NiO, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 097202 (2014).
- [192] C. Hahn, G. de Loubens, V. V. Naletov, J. Ben Youssef, O. Klein, and M. Viret, Conduction of spin currents through insulating antiferromagnetic oxides, *Europhys. Lett.* **108**, 57005 (2014).
- [193] H. Wang, C. Du, P. C. Hammel, and F. Yang, Spin transport in antiferromagnetic insulators mediated by magnetic correlations, *Phys. Rev. B* **91**, 220410(R) (2015).
- [194] T. Moriyama, S. Takei, M. Nagata, Y. Yoshimura, N. Matsuzaki, T. Terashima, Y. Tserkovnyak, and T. Ono, Anti-damping spin transfer torque through epitaxial nickel oxide, *Appl. Phys. Lett.* **106**, 162406 (2015).

- [195] W. Lin, K. Chen, S. Zhang, and C. L. Chien, Enhancement of thermally injected spin current through an antiferromagnetic insulator, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 186601 (2016).
- [196] A. Prakash, J. Brangham, F. Yang, and J. P. Heremans, Spin Seebeck effect through antiferromagnetic NiO, *Phys. Rev. B* **94**, 014427 (2016).
- [197] B. L. Zink, M. Manno, L. O'Brien, J. Lotze, M. Weiler, D. Bassett, S. J. Mason, S. T. B. Goennenwein, M. Johnson, and C. Leighton, Efficient spin transport through native oxides of nickel and permalloy with platinum and gold overlayers, *Phys. Rev. B* **93**, 184401 (2016).
- [198] S. M. Rezende, R. L. Rodríguez-Suárez, and A. Azevedo, Diffusive magnonic spin transport in antiferromagnetic insulators, *Phys. Rev. B* **93**, 054412 (2016).
- [199] M. Hatami, G. E. W. Bauer, S. Takahashi, and S. Maekawa, Thermoelectric spin diffusion in a ferromagnetic metal, *Solid State Commun.* **150**, 480 (2010).
- [200] B. Scharf, A. Matos-Abiague, I. Zutic, and J. Fabian, Theory of thermal spin-charge coupling in electronic systems, *Phys. Rev. B* **85**, 085208 (2012).
- [201] E. C. Stoner, Collective electron ferromagnetism, *Proc. R. Soc. London Sect. A* **165**, 372 (1938).
- [202] A. Slachter, F. L. Bakker, J. -P. Adam, and B. J. van Wees, Thermally driven spin injection from a ferromagnet into a non-magnetic metal, *Nat. Phys.* **6**, 879 (2010).
- [203] F. K. Dejene, J. Flipse, and B. J. van Wees, Spin-dependent Seebeck coefficients of Ni₈₀Fe₂₀ and Co in nanopillar spin valves, *Phys. Rev. B* **86**, 024436 (2012).
- [204] C. Y. Ho, R. W. Powell, and P. Liley. Thermal Conductivity of the Elements: A Comprehensive Review, *AIP, New York*, (1978).
- [205] C. Y. Ho, M. W. Ackerman, K. Y. Wu, S. G. Oh, and T. H. Havill, Thermal conductivity of ten selected binary alloy systems, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **7**, 959 (1978).
- [206] P. E. Mijnen, S. Sahrakorpi, M. Lindroos, and A. Bansil, Angle-resolved photoemission spectra, electronic structure, and spin-dependent scattering in Ni_{1-x}Fe_x Permalloys, *Phys. Rev. B* **65**, 075106 (2002).
- [207] R. M. Bozorth. Ferromagnetism *D. van Nostrand, New York*, (1951).
- [208] D. Y. Petrovykh, K. N. Altmann, H. Höchst, M. Laubscher, S. Maat, G. J. Mankey, and F. J. Himpsel, Spin-dependent band structure, Fermi surface, and carrier lifetime of permalloy, *Appl. Phys. Lett.* **73**, 3459 (1998).
- [209] T. R. McGuire and R. I. Polter, Anisotropic magnetoresistance in ferromagnetic 3d alloys, *IEEE Trans. Mag.* **11**, 1018 (1975).
- [210] A. S. Núñez, R. A. Duine, P. Haney, and A. H. MacDonald, Theory of spin torques and giant magnetoresistance in antiferromagnetic metals, *Phys. Rev. B* **73**, 214426 (2006).

- [211] A. B. Shick, S. Khmelevskiy, O. N. Mryasov, J. Wunderlich, and T. Jungwirth, Spin-orbit coupling induced anisotropy effects in bimetallic antiferromagnets: A route towards antiferromagnetic spintronics, *Phys. Rev. B* **81**, 212409 (2010).
- [212] A. H. MacDonald and M. Tsoi, Antiferromagnetic metal spintronics, *Phil. Trans. R. Soc. A* **369**, 3098 (2011).
- [213] V. M. T. S. Barthem, C. V. Colin, H. Mayaffre, M. -H. Julien, and D. Givord, Revealing the properties of Mn₂Au for antiferromagnetic spintronics, *Nat. Commun.* **4**, 2892 (2013).
- [214] E. V. Gomonay and V. M. Loktev, Spintronics of antiferromagnetic systems (Review Article), *Low Temp. Phys.* **40**, 17 (2014).
- [215] R. Macêdo and T. Dumelow, Tunable all-angle negative refraction using antiferromagnets, *Phys. Rev. B* **89**, 035135 (2014).
- [216] J. Železný, H. Gao, K. Výborný, J. Zemen, J. Mašek, A. Manchon, J. Wunderlich, J. Sinova, and T. Jungwirth, Relativistic Néel-order fields induced by electrical current in antiferromagnets, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 157201 (2014).
- [217] R. Cheng, J. Xiao, Q. Niu, and A. Brataas, Spin pumping and spin-transfer torques in antiferromagnets, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 057601 (2014).
- [218] V. Tshitoyan, C. Ciccarelli, A. P. Mihai, M. Ali, A. C. Irvine, T. A. Moore, T. Jungwirth, and A. J. Ferguson, Electrical manipulation of ferromagnetic NiFe by antiferromagnetic IrMn, *Phys. Rev. B* **92**, 214406 (2015).
- [219] T. Jungwirth, X. Marti, P. Wadley, and J. Wunderlich, Antiferromagnetic spintronics, *Nat. Nanotechnol.* **11**, 231 (2016).
- [220] V. Batz, A. Manchon, M. Tsoi, T. Moriyama, T. Ono, and Y. Tserkovnyak, *Rev. Mod. Phys.* **90**, 015005 (2018).
- [221] E. E. Fullerton and J. R. Childress, Spintronics, magnetoresistive heads, and the emergence of the digital world, *Proc. IEEE* **104**, 1787 (2016).
- [222] H. Chen, Q. Niu, and A. H. MacDonald, Anomalous Hall effect arising from non-collinear antiferromagnetism, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 017205 (2014).
- [223] Y. Ou, S. Shi, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman, Strong spin Hall effect in the antiferromagnet PtMn, *Phys. Rev. B* **93**, 220405(R) (2016).
- [224] S. M. Wu, W. Zhang, K. C. Amit, P. Borisov, J. E. Pearson, J. S. Jiang, D. Lederer, A. Hoffmann, and A. Bhattacharya, Antiferromagnetic spin Seebeck effect, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 097204 (2016).
- [225] S. M. Rezende, R. L. Rodríguez-Suárez, and A. Azevedo, Theory of the spin Seebeck effect in antiferromagnets, *Phys. Rev. B* **93**, 014425 (2016).
- [226] R. Cheng, S. Okamoto, and D. Xiao, Spin Nernst effect of magnons in collinear antiferromagnets, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 217202 (2016).

- [227] P. Merodio, A. Ghosh, C. Lemonias, E. Gautier, U. Ebels, M. Chshiev, H. Béa, V. Baltz, and W. E. Bailey, Penetration depth and absorption mechanisms of spin currents in Ir_2O_3 and Fe_3O_4 polycrystalline films by ferromagnetic resonance and spin pumping, *Appl. Phys. Lett.* **104**, 032406 (2014).
- [228] T. Shang, Q. F. Zhan, H. L. Yang, Z. H. Zuo, Y. L. Xie, L. P. Liu, S. L. Zhang, Y. Zhang, H. H. Li, B. M. Wang, Y. H. Wu, S. Zhang, and Run-Wei Li, Effect of NiO inserted layer on spin-Hall magnetoresistance in Pt/NiO/YIG heterostructures, *Appl. Phys. Lett.* **109**, 032410 (2016).
- [229] X. Marti, I. Fina, C. Frontera, Jian Liu, P. Wadley, Q. He, R. J. Paull, J. D. Clarkson, J. Kudrnovský, I. Turek, J. Kuneš, D. Yi, J-H. Chu, C. T. Nelson, L. You, E. Arenholz, S. Salahuddin, J. Fontcuberta, T. Jungwirth, and R. Ramesh, Room-temperature antiferromagnetic memory resistor, *Nat. Mater.* **13**, 367 (2014).
- [230] P. Wadley, B. Howells, J. Železný, C. Andrews, V. Hills, R. P. Campion, V. Novák, K. Olejník, F. Maccherozzi, S. S. Dhesi, S. Y. Martin, T. Wagner, J. Wunderlich, F. Freimuth, Y. Mokrousov, J. Kuneš, J. S. Chauhan, M. J. Grzybowski, A. W. Rushforth, K. W. Edmonds, B. L. Gallagher, T. Jungwirth, Electrical switching of an antiferromagnet, *Science* **351**, 587 (2016).
- [231] T. Satoh, R. Iida, T. Higuchi, M. Fiebig, and T. Shimura, Writing and reading of an arbitrary optical polarization state in an antiferromagnet, *Nat. Photon.* **9**, 25 (2015).
- [232] W. L. Roth, Magnetic Structures of MnO, FeO, CoO, and NiO, *Phys. Rev.* **110**, 1333 (1958).
- [233] M. T. Hutchings and E. J. Samuelsen, Measurement of spin-wave dispersion in NiO by inelastic neutron scattering and its relation to magnetic properties, *Phys. Rev. B* **6**, 3447 (1972).
- [234] R. D. McMichael, M. D. Stiles, P. J. Chen, and W. F. Egelhoff Jr., Ferromagnetic resonance linewidth in thin films coupled to NiO, *J. Appl. Phys.* **83**, 7037 (1998).
- [235] J. Nogués, J. Sort, S. Suriñach, J. S. Muñoz, M. D. Baró, J. F. Bobo, U. Lüders, E. Haanappel, M. R. Fitzsimmons, A. Hoffmann, and J. W. Cai, Isothermal tuning of exchange bias using pulsed fields, *Appl. Phys. Lett.* **82**, 3044 (2003).
- [236] M. G. Cottam and A. L. Awang, The effect of anisotropy on one-magnon light scattering from antiferromagnets. I. The antiferromagnetic region, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **12**, 105 (1979); A. L. Awang and M. G. Cottam, The effects of anisotropy on one-magnon light scattering from antiferromagnets. II. The spin-flop and paramagnetic regions, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **12**, 121 (1979).
- [237] J. Milano, L. B. Steren, and M. Grimsditch, Effect of dipolar interaction on the antiferromagnetic resonance spectra of NiO, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 077601 (2004).
- [238] N. P. Duong, T. Satoh, and M. Fiebig, Ultrafast manipulation of antiferromagnetism of NiO, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 117402 (2004).

- [239] T. Satoh, S. -J. Cho, R. Iida, T. Shimura, K. Kuroda, H. Ueda, Y. Ueda, B. A. Ivanov, F. Nori, and M. Fiebig, Spin oscillations in antiferromagnetic nio triggered by circularly polarized light, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 077402 (2010).
- [240] T. Kampfrath, A. Sell, G. Klatt, A. Pashkin, S. Mährlein, T. Dekorsy, M. Wolf, M. Fiebig, A. Leitenstorfer, and R. Huber, Coherent terahertz control of antiferromagnetic spin waves, *Nat. Photon.* **5**, 31 (2011).
- [241] R. Cheng, D. Xiao, and A. Brataas, Terahertz antiferromagnetic spin Hall nano-oscillator, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 207603 (2016).
- [242] F. L. A. Machado, P. R. T. Ribeiro, J. Holanda, R. L. Rodríguez-Suárez, A. Azevedo, and S. M. Rezende, Spin-flop transition in the easy-plane antiferromagnet nickel oxide, *Phys. Rev. B* **95**, 104418 (2017).
- [243] S. Foner, in Magnetism, edited by G. T. Rado and H. Suhl. *Academic Press, Inc., New York*, Vol. I, Chap. 9, p. 384 (1963).
- [244] F. B. Anderson and H. B. Callen, Statistical mechanics and field-induced phase transitions of the heisenberg antiferromagnet, *Phys. Rev.* **136**, A1068 (1964).
- [245] L. J. de Jongh and A. R. Miedema, Experiments on simple magnetic model systems, *Adv. Phys.* **50**, 947 (2001).
- [246] J. Barak, V. Jaccarino, and S. M. Rezende, The magnetic anisotropy of MnF_2 at 0 K, *J. Magn. Magn. Mater.* **9**, 323 (1978).
- [247] R. C. Ohlmann and M. Tinkham, Antiferromagnetic resonance in FeF_2 at far-infrared frequencies, *Phys. Rev.* **123**, 425 (1961).
- [248] M. T. Hutchings, B. D. Rainford, and H. J. Guggenheim, Spin waves in antiferromagnetic FeF_2 , *J. Phys. C: Solid State Phys.* **3**, 307 (1970).
- [249] F. M. Johnson and A. H. Nethercott, Antiferromagnetic Resonance in MnF_2 , *Phys. Rev.* **114**, 705 (1959).
- [250] S. M. Rezende, A. R. King, R. M. White, and J. P. Timbie, Stability limit of the antiferromagnetic phase near the spin-flop boundary in MnF_2 , *Phys. Rev. B* **16**, 1126 (1977).
- [251] R. W. Sanders, V. Jaccarino, and S. M. Rezende, Magnetic polariton, impurity mode enhancement, and superradiance effects in FeF_2 , *Solid State Commun.* **28**, 907 (1978).
- [252] V. Jaccarino, A. R. King, M. Motokawa, T. Sakakibara, and M. Date, Temperature dependence of FeF_2 spin flop field, *J. Magn. Magn. Mater.* **31**, 1117 (1983).
- [253] S. Saito, M. Miura, and K. Kurosawa, Optical observations of antiferromagnetic S domains in NiO (111) platelets, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **13**, 1513 (1980).
- [254] K. Kurosawa, M. Miura, and S. Saito, Magnetic torque measurements on NiO (111) platelets, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **13**, 1521 (1980).

- [255] I. Sanger, V. V. Pavlov, M. Bayer, and M. Fiebig, Distribution of antiferromagnetic spin and twin domains in NiO, *Phys. Rev. B.* **74**, 144401 (2006).
- [256] W. Lin and C. L. Chien, Electrical detection of spin backflow from an antiferromagnetic insulator/Y₃Fe₅O₁₂ interface, *Phys. Rev. Lett.* **118**, 067202 (2017).
- [257] D. Hou, Z. Qiu, J. Barker, K. Sato, K. Yamamoto, S. Vélez, J. M. Gomez-Perez, L. E. Hueso, F. Casanova, and E. Saitoh, Tunable sign change of spin hall magnetoresistance in Pt/NiO/YIG structures, *Phys. Rev. Lett.* **118**, 147202 (2017).
- [258] S. S. P. Parkin, K. P. Roche, M. G. Samant, P. M. Rice, R. B. Beyers, R. E. Scheuerlein, E. J. O’Sullivan, S. L. Brown, J. Bucchigano, D. W. Abraham, Y. Lu, M. Rooks, P. L. Trouilloud, R. A. Wanner, and W. J. Gallagher, Exchange-biased magnetic tunnel junctions and application to nonvolatile magnetic random access memory (invited), *J. Appl. Phys.* **85**, 5828 (1999).
- [259] B. F. Miao, S. Y. Huang, D. Qu, and C. L. Chien, Absence of anomalous Nernst effect in spin Seebeck effect of Pt/YIG, *AIP Adv.* **6**, 015018 (2016).
- [260] F. B. Lewis and N. H. Saunders, The thermal conductivity of NiO and CoO at the Néel temperature, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **6**, 2525 (1973).
- [261] J. Mercereau and R. P. Feynman, Physical conditions for ferromagnetic resonance, *Phys. Rev.* **104**, 63 (1956).
- [262] L. R. Walker, Magnetostatic modes in ferromagnetic resonance, *Phys. Rev.* **105**, 390 (1957).
- [263] R. W. Damon and J. R. Eshbach, Magnetostatic modes of a ferromagnet slab, *J. Phys. Chem. Solids* **19**, 308 (1961).
- [264] E. Schlömann, Generation of phonons in high power ferromagnetic resonance experiments, *J. Appl. Phys.* **31**, 1647 (1960).
- [265] E. A. Turov and Y. P. Irkhin, On the vibration spectrum of ferromagnetic elastic medium, *Phys. Metal Research* **3**, 15 (1956).
- [266] H. Bömmel and K. Dransfeld, Excitation of hypersonic waves by ferromagnetic resonance, *Phys. Rev. Letters* **3**, 83 (1959).
- [267] H. Bömmel and K. Dransfeld, Spin-phonon interaction in yttrium iron garnet, *Bull. Am. Phys. Soc. Ser. II* **5**, 58 (1960).
- [268] H. Suhl, The theory of ferromagnetic resonance at high signal powers, *J. Phys. Chem. Solids* **1**, 209 (1957).
- [269] H. Suhl, Origin and use of instabilities in ferromagnetic resonance, *J. Appl. Phys.* **29**, 416 (1958).
- [270] E. Schlömann and J. J. Green, A Shakespeare Allusion in Far From The Madding Crowd, *Phys. Rev. Letters* **3**, 129 (1959).
- [271] E. Schlömann, J. J. Green, and U. Milano, Recent Developments in Ferromagnetic Resonance at High Power Levels, *J. Appl. Phys.* **31**, S386 (1960).

- [272] D. T. Edmonds and R. G. Petersen, Effective exchange constant in yttrium iron garnet, *Phys. Rev. Letters* **2**, 499 (1959).
- [273] H. Bömmel and K. Dransfeld, Attenuation of hypersonic waves in quartz, *Phys. Rev. Letters* **2**, 298 (1959).
- [274] C. Kittel, Interaction of spin waves and ultrasonic waves in ferromagnetic crystals, *Phys. Rev.* **110**, 836 (1958).
- [275] C. Kittel, Physical theory of ferromagnetic domains, *Revs. Modern Phys.* **21**, 541 (1949).
- [276] C. Kittel and E. Abrahams, Relaxation process in ferromagnetism, *Revs. Modern Phys.* **25**, 233 (1953).
- [277] L. Landau and E. Lifshitz, On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies, *Physik. Z. Sowjet.* **8**, 153 (1935).
- [278] R. Becker and W. Döring. Ferromagnetismus. *Verlag Julius Springer*, Berlin, p. 136 (1939).
- [279] E. Schlömann and R. I. Joseph, Generation of spin waves in nonuniform magnetic fields. III. Magnetoelastic interaction, *J. Appl. Phys.* **35**, 2382 (1964).
- [280] L. I. Schiff. Quantum Mechanics. *McGraw-Hill Book Company, Inc.*, New York, 1st ed., pp. 178-184 (1949).
- [281] S. C. Guerreiro and S. M. Rezende, Magnon-phonon interconversion in a dynamically reconfigurable magnetic material, *Phys. Rev. B* **92**, 214437 (2015).
- [282] S. M. Rezende, Theory of coherence in Bose-Einstein condensation phenomena in a microwave-driven interacting magnon gas, *Phys. Rev. B* **79**, 174411 (2009).
- [283] M. Sparks. Ferromagnetic Relaxation Theory *McGraw-Hill*, New York (1964).
- [284] A. I. Akhiezer, V. G. Bar'yakhtar, and S. V. Peletminskii. Spin Waves. *North-Holland.*, Amsterdam (1968).
- [285] R. M. White. Quantum Theory of Magnetism. *Springer-Verlag*, Berlin, 3rd ed., Berlin (2007).
- [286] G. D. Mahan. Many-Particle Physics (Physics of Solids and liquids). *Springer US*, 3rd. ed. (2000).
- [287] A. L. Fetter and J. D. Walecka. Quantum Theory of Many-Particle Systems. *Courier Corporation*, (2003).
- [288] J. Holanda, D. S. Maior, A. Azevedo and S. M. Rezende, Detecting the phonon spin in magnon–phonon conversion experiments, *Nature Physics* **14**, 500 (2018).
- [289] N. Boboliubov, On the theory of superfluidity, *J. Phys. USSR* **11**, 23 (1947).
- [290] R. M. White, M. Sparks, and I. Ortenburger, Diagonalization of the antiferromagnetic magnon-phonon interaction, *Phys. Rev.* **139**, A450 (1965).

- [291] R. J. Glauber, Coherent and incoherent states of the radiation field, *Phys. Rev.* **131**, 2766 (1963).
- [292] N. Zagury and S. M. Rezende, Theory of macroscopic excitations of magnons, *Phys. Rev. B* **4**, 201 (1971).
- [293] S. M. Rezende and N. Zagury, Coherent magnon states, *Phys. Rev. Letters* **29A**, 47 (1969).
- [294] A. V. Chumak, V. I. Vasyuchka, A. A. Serga and H. Hillebrands, Magnon spintronics, *Nat. Phys.* **11**, 453 (2015).
- [295] A. A. Serga, A. V. Chumak, and B. Hillebrands, YIG magnonics, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43**, 264002 (2010).
- [296] K. Uchida, H. Adachi, T. An, T. Ota, M. Toda, B. Hillebrands, S. Maekawa, and E. Saitoh, Long-range spin Seebeck effect and acoustic spin pumping, *Nat. Mat.* **10**, 737 (2011).
- [297] M. Weiler, H. Huebl, F. S. Goerg, F. D. Czeschka, R. Gross, and S. T. B. Goennenwein, Spin Pumping with Coherent Elastic Waves, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 176601 (2012).
- [298] A. Kamra, H. Keshtgar, P. Yan, and G. E. W. Bauer, Coherent elastic excitation of spin waves, *Phys. Rev. B* **91**, 104409 (2015).
- [299] X. Li, D. Labanowski, S. Salahuddin, and C. S. Lynch, Spin wave generation by surface acoustic waves, *J. Appl. Phys.* **122**, 043904 (2017).
- [300] T. Kikkawa, K. Shen, B. Flebus, R. A. Duine, K.-i. Uchida, Z. Qiu, G. E.W. Bauer, and E. Saitoh, Magnon Polarons in the Spin Seebeck Effect, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 207203 (2016).
- [301] H. Man, Z. Shi, G. Xu, Y. Xu, X. Chen, S. Sullivan, J. Zhou, K. Xia, J. Shi, and P. Dai, Direct observation of magnon-phonon coupling in yttrium iron garnet, *Phys. Rev. B* **96**, 100406(R) (2017).
- [302] B. Flebus, K. Shen, T. Kikkawa, K.-i. Uchida, Z. Qiu, E. Saitoh, R. A. Duine, and G. E. W. Bauer, Magnon-polaron transport in magnetic insulators, *Phys. Rev. B* **95**, 144420 (2017).
- [303] L. J. Cornelissen, K. Oyanagi, T. Kikkawa, Z. Qiu, T. Kuschel, G. E. W. Bauer, B. J. van Wees, and E. Saitoh, Nonlocal magnon-polaron transport in yttrium iron garnet, *Phys. Rev. B* **96**, 104441 (2017).
- [304] D. A. Bozhko, P. Clausen, G. A. Melkov, V. S. L'vov, A. Pomyalov, V. I. Vasyuchka, A. V. Chumak, B. Hillebrands, and A. A. Serga, Bottleneck Accumulation of hybrid magnetoelastic bosons, *Phys. Rev. Lett.* **118**, 237201 (2017).
- [305] P. Kabos and V. S. Stalmachov, Magnetostatic waves and their applications, *Chapman and Hall*, London, (1994).
- [306] D. D. Stancil and A. Prabhakar, Spin waves-theory and applications, *Springer*, New York, (2009).

- [307] A. G. Gurevich and G. A. Melkov, Magnetization oscillations and waves, *CRC*, (1994).
- [308] S. M. Rezende and F. R. Morgenthaler, Magnetoelastic waves in time varying magnetic fields. I. Theory, *J. Appl. Phys.* **40**, 524 (1969).
- [309] A. Rückriegel, P. Kopietz, D. A. Bozhko, A. A. Serga, and B. Hillebrands, Magnetoelastic modes and lifetime of magnons in thin yttrium iron garnet films, *Phys. Rev. B* **89**, 184413 (2014).
- [310] J. R. Eshbach, Spin-wave propagation and the magnetoelastic interaction in yttrium iron garnet, *Phys. Rev. Lett.* **8**, 357 (1962).
- [311] W. Strauss, Magnetoelastic waves in yttrium iron garnet, *J. Appl. Phys.* **36**, 118 (1965).
- [312] B. A. Auld, J. H. Collins, and D. C. Webb, Excitation of magnetoelastic waves in YIG delay lines, *J. Appl. Phys.* **39**, 1598 (1968).
- [313] K. R. Smith, M. J. Kabatek, P. Krivosik, and M. Wu, Spin wave propagation in spatially nonuniform magnetic fields, *J. Appl. Phys.* **104**, 043911 (2008).
- [314] S. O. Demokritov, V. E. Demidov, O. Dzyapko, G. A. Melkov, A. A. Serga, B. Hillebrands, and A. N. Slavin, Bose–Einstein condensation of quasi-equilibrium magnons at room temperature under pumping, *Nature* **443**, 430 (2006).
- [315] C. W. Sandweg, M. B. Jungfleisch, V. I. Vasyuchka, A. A. Serga, P. Clausen, H. Schultheiss, B. Hillebrands, A. Kreisel, and P. Kopietz, Wide-range wavevector selectivity of magnon gases in Brillouin light scattering spectroscopy, *Rev. Sc. Instrum.* **81**, 073902 (2010).
- [316] W. Heitler, The Quantum Theory of Radiation, *Oxford University Press*, New York, (1944).
- [317] J. Leach, J. Courtial, K. Skeldon, S. M. Barnett, S. Franke-Arnold, and M. J. Padgett, Interferometric Methods to Measure Orbital and Spin, or the Total Angular Momentum of a Single Photon, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 013601 (2002).
- [318] A. M. Yao and M. J. Padgett, Optical angular momentum: origins, behavior, and applications, *Adv. Opt. Photon.* **3**, 161 (2011).
- [319] L. Zhang and Q. Niu, Angular Momentum of Phonons and the Einstein–de Haas Effect, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 085503 (2014).
- [320] D. A. Garanin and E. M. Chudnovsky, Angular momentum in spin-phonon processes, *Phys. Rev. B* **92**, 024421 (2015).
- [321] M. G. Cottam and D. J. Lockwood, Light Scattering in Magnetic Solids, *J. Wiley and Sons*, New York, (1986).
- [322] C. M. Jaworski, J. Yang, S. Mack, D. D. Awschalom, R. C. Myers, and J. P. Heremans, Spin-Seebeck Effect: A Phonon Driven Spin Distribution, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 186601 (2011).

APÊNDICE A – RELAÇÕES DE DISPERSÃO

Algoritmo utilizado para realização dos cálculos numéricos das relações de dispersão para modos de superfície de um filme ferromagnético. O programa utilizado para usar este algoritmo foi o Mathematica 10.0.

(*Programa utilizado para os cálculos numéricos das relações de dispersão*)

Clear[Evaluate[Context[] <> “*”]]

ClearAll[M, γ, H, Ha, Lx, Lz, d, nx, kz, kx, ωM, ωH, κ, ν, η,

fv, fs, ωk, vg, fvk, fds, b, vt, ρ, σt, ωp, fwp, fht, pp, cdf]

(*Funções*)

$$\kappa[\omega k] := \frac{\omega M * \omega H}{\omega H^2 - \omega k^2};$$

$$\nu[\omega k] := \frac{\omega M * \omega k}{\omega H^2 - \omega k^2};$$

$$\eta := \frac{kz}{kx};$$

$$fs[\omega k] := (1 + \eta^2)$$

$$+ 2 * \sqrt{1 + \eta^2} \sqrt{\left(\frac{1 + \eta^2 + \kappa[\omega k]}{1 + \kappa[\omega k]}\right)} * (1 + \kappa[\omega k]) * \text{Coth} \left[kx * d * \sqrt{\left(\frac{1 + \eta^2 + \kappa[\omega k]}{1 + \kappa[\omega k]}\right)} \right]$$

$$+ (1 + \kappa[\omega k])^2 * \left(\frac{1 + \eta^2 + \kappa[\omega k]}{1 + \kappa[\omega k]}\right) - \nu[\omega k]^2;$$

$$fmp[\omega k] := \frac{\omega p + \omega k + \sqrt{(\omega p - \omega k)^2 + \sigma t}}{2};$$

$$fkt[\omega k] := \frac{\omega p + \omega k - \sqrt{(\omega p - \omega k)^2 + \sigma t}}{2};$$

$$\omega p := vt * kx;$$

$$\sigma t := \frac{\gamma * b^2 * kx}{\pi * \rho * vt * M};$$

(*Entrada de Valores para as Variáveis – Fixando k_z e variando k_x *)

$$M = 1.76/(4\pi); (*\text{kG}*)$$

$$\gamma = 2.8; (*\text{GHz/kOe}*)$$

$$H = 0.46; (*\text{kOe}*)$$

$$H_a = 0.0078; (*\text{kOe}*)$$

$$L_z = 0.2; (*\text{cm}*)$$

$$L_x = 1.2; (*\text{cm}*)$$

$$d = 8 * 10^{-4}; (*\text{cm}*)$$

$$t = 5.4 * 10^{-12}; (*\text{kOe cm}^2*)$$

$$\omega_M = \gamma * 4\pi * M;$$

$$\omega_H = \gamma * (H + H_a + t * k_x^2);$$

$$k_z = n_z \frac{\pi}{L_z}; (*1/\text{cm}*)$$

$$v_t = 3.84 * 10^{-4} / (2\pi); (*\text{cm GHz} - v_t = v_p / 2\pi*)$$

$$\rho = 5.2; (*g/\text{cm}^3*)$$

$$b = 7 * 10^{-6}; (*k\text{Gerg}/\text{cm}^3 = G(\text{kg cm}^2)/\text{cm}^3 \text{s}^2 = \text{Gkg}/\text{cm s}^2 = (\text{GHz})(\text{Kg}/\text{cm s})*)$$

$$\omega_{k\text{Exp}} = 3.4; (*\text{GHz}*)$$

$$\omega_{t\text{Dada}} = 3.4;$$

$$n_z = ...;$$

$$k_{xI} = 1; (*1/\text{cm}*)$$

$$k_{xF} = 200000; (*1/\text{cm}*)$$

$$dk_x = 10; (*1/\text{cm}*)$$

$$\omega_{kI} = \omega_H; (*\text{GHz}*)$$

$$\omega_{k\text{cond}I} = \omega_H + 10^{-6}; (*\text{GHz}*)$$

$$\omega_{kF} = (\omega_H + \frac{1}{2}\omega_M); (*\text{GHz}*)$$

(**)

(*Cálculo da Relação de Dispersão*)

$$V_{\omega kXk} = \{ \};$$

$V\omega k\text{Exp}Xk = \{\};$

$VfmXk = \{\};$

$VppXk = \{\};$

$VpdXk = \{\};$

Do[

$\text{sol} = \text{FindRoot}[\text{fs}[\omega k] == 0, \{\omega k, \omega k\text{condI}, \omega kI, \omega kF\},$

$\text{MaxIterations} \rightarrow 1000, \text{AccuracyGoal} \rightarrow \text{Infinity}];$

$\omega k = \text{Re}[\omega k/.sol];$

$\text{fds} = N[\text{fmp}[\omega k];$

$\text{cdf} = N[\text{fkt}[\omega k];$

$\text{pp} = N[\text{vt} * \text{kx}];$

$(\text{*Print}[\{\text{kx}, \omega k\}]\text{*})$

$\text{AppendTo}[VpdXk, \{\text{kx}, N[\text{cdf}]\};$

$\text{AppendTo}[V\omega kXk, \{\text{kx}, \omega k\};$

$\text{AppendTo}[V\omega k\text{Exp}Xk, \{\text{kx}, \omega k\text{Exp}\};$

$\text{AppendTo}[VfmXk, \{\text{kx}, N[\text{fds}]\};$

$\text{AppendTo}[VppXk, \{\text{kx}, \text{pp}\};$

$, \{\text{kx}, \text{kxI}, \text{kxF}, \text{dkx}\};$

(**)

$(\text{*Cálculo da velocidade de grupo*})$

$Vvg = \{\};$

$Vvgmf = \{\};$

$\text{f}\omega k = \text{Interpolation}[V\omega kXk]; (\text{*Função que descreve } \omega k \text{ no intervalo } [\text{kxI}, \text{kxF}]\text{*})$

$\text{f}\omega mp = \text{Interpolation}[VfmXk];$

$\text{fht} = \text{f}\omega mp[x];$

$\text{Plot}[\text{fht}, \{x, \text{kxI}, \text{kxF}\}]$

```
sol = FindRoot[f $\omega$ mp[x] == 3.4, {x, kxI, kxF}, MaxIterations  $\rightarrow$  1000,
```

```
AccuracyGoal  $\rightarrow$  Infinity];
```

```
x = Re[x/.sol];
```

```
Print[x];
```

```
Do[
```

```
vg = 2 * Pi * f $\omega$ k'[N[kx]];

```

```
vgm = 2 * Pi * f $\omega$ mp'[N[kx]];

```

```
AppendTo[Vvg, {kx, vg}];

```

```
AppendTo[Vvgmf, {kx, vgm}]

```

```
, {kx, kxI, kxF, dkx}];

```

```
(**)
```

```
(*Salvando em Arquivo*)
```

```
SetDirectory["C:\\Users\\José Holanda\\Dados"];

```

```
Export["FreqXk" <> ToString[H * 1000] <> "_J. Holanda.dat", V $\omega$ kXk, "Table"];

```

```
Export["vgXk" <> ToString[H * 1000] <> "_J. Holanda.dat", Vvg, "Table"];

```

```
Export["fmXk" <> ToString[H * 1000] <> "_J. Holanda.dat", VfmXk, "Table"];

```

```
Export["VExpXk" <> ToString[H * 1000] <> "_J. Holanda.dat", V $\omega$ kExpXk, "Table"];

```

```
Export["ppXk" <> ToString[H * 1000] <> "_J. Holanda.dat", VppXk, "Table"];

```

```
Export["pdXk" <> ToString[H * 1000] <> "_J. Holanda.dat", VpdXk, "Table"];

```

```
(*FIM!*)
```

APÊNDICE B - PROGRAMA BASE

Estrutura básica do algoritmo usado para realização dos cálculos numéricos considerando o campo magnético não uniforme para modos de superfície de um filme ferromagnético. O programa utilizado para usar este algoritmo foi Mathematica 10.0.

(*Programa utilizado para os cálculo numéricos gerais*)

```
Clear[Evaluate[Context[] <> "*"]]
ClearAll[M, γ, H, Ha, Lx, Lz, d, L, nx, kz, kx, ωM,
ωH, κ, ν, η, fv, fs, ωk, vg, fvk, fvg, ifun, x]
```

(*Funções*)

$$\kappa[\omega k_{-}, H_{-}] := \frac{\omega M * \omega H[H]}{\omega H[H]^2 - \omega k^2};$$

$$\nu[\omega k_{-}, H_{-}] := \frac{\omega M * \omega k}{\omega H[H]^2 - \omega k^2};$$

$$\eta := \frac{kz}{kx};$$

$$\omega H[H_{-}] = \gamma * (H + H_m + H_a + t * kx^2);$$

$$fs[\omega k_{-}, H_{-}] := (1 + \eta^2)$$

$$+ 2 * \sqrt{1 + \eta^2} \sqrt{\left(\frac{1 + \eta^2 + \kappa[\omega k, H]}{1 + \kappa[\omega k, H]}\right)} * (1 + \kappa[\omega k, H]) * \text{Coth} \left[kx * d * \sqrt{\left(\frac{1 + \eta^2 + \kappa[\omega k, H]}{1 + \kappa[\omega k, H]}\right)} \right]$$

$$+ (1 + \kappa[\omega k, H])^2 * \left(\frac{1 + \eta^2 + \kappa[\omega k, H]}{1 + \kappa[\omega k, H]}\right) - \nu[\omega k, H]^2;$$

(**)

$$fmp[\omega k_{-}, H_{-}] := \frac{\omega p + \omega k + \sqrt{(\omega p - \omega k)^2 + \sigma t}}{2};$$

$$\omega p := vt * kx;$$

$$\sigma t := \frac{\gamma * b^2 * kx}{\pi * \rho * vt * M};$$

(**)

(*Entrada de Valores para as Variáveis*)

$$M = 1.76/(4\pi); (*\text{kG}*)$$

$$\gamma = 2.8; (*\text{GHz/kOe}*)$$

$$H_a = 0.0078; (*\text{kOe}*)$$

$$L_z = 0.2; (*\text{cm}*)$$

$$L_x = 1.2; (*\text{cm}*)$$

$$d = 8 * 10^{-4}; (*\text{cm}*)$$

$$t = 5.4 * 10^{-12}; (*\text{kOecm}^2*)$$

$$\omega_M = \gamma * 4\pi * M;$$

$$k_z = n_z \frac{\pi}{L_z}; (*1/\text{cm}*)$$

$$v_t = 3.84 * 10^{-4} / (2\pi); (*v_t = 3.84 * 10^{-4} / (2\pi) - \text{cmGHz} - v_t = v_p / 2\pi*)$$

$$\rho = 5.2; (*g/\text{cm}^3*)$$

$$b = 7 * 10^{-6}; (*k\text{Gerg}/\text{cm}^3 = G(\text{kgcm}^2)/\text{cm}^3\text{s}^2 = \text{Gkg}/\text{cms}^2 = (\text{GHz})(\text{Kg}/\text{cms})*)$$

$$n_z = \dots;$$

$$k_x I = 1; (*1/\text{cm}*)$$

$$k_x F = 70000; (*1/\text{cm}*)$$

$$d k_x = 5; (*1/\text{cm}*)$$

$$x_I = -0.55;$$

$$x_F = 0.55;$$

$$d x = 0.01;$$

$$H_I = 0.23; (*\text{kOe}*)$$

$$HF = 0.37; (*\text{kOe}*)$$

$$dH = 0.004; (*\text{kOe}*)$$

$$\omega_{kI} = \omega_H[H]; (*\text{GHz}*)$$

$$\omega_{k\text{cond}I} = \omega_H[H] + 10^{-6}; (*\text{GHz}*)$$

$$\omega_{kF} = (\omega_H[H] + \frac{1}{2}\omega_M); (*\text{GHz}*)$$

(**)

(*Cálculo de k_x , da velocidade de grupo e do atraso em $\omega_k = \omega_{k\text{Exp}}$ para cada H^*)

$$V_{\omega_k X_k} = \{\};$$

$$V_{k_x X_H} = \{\};$$

$$V_{v_g X_H} = \{\};$$

$$V_{\text{atr} X_H} = \{\};$$

$$V_{k_x X_x} = \{\};$$

$$V_{\ln X_x} = \{\};$$

$$V_{v_g X_x} = \{\};$$

$$V_{\text{fm} X_k} = \{\};$$

(*Condição para o cálculo de k_x , da velocidade de grupo e do atraso para cada H^*)

(*Do Principal para Variar H^*)

Do[

Do[

$$H_m := 0.026 + 0.72 * x^2 + 0.64 * x^4;$$

(*Cálculo do valor de k_x para a condição $\omega_k = \omega_k \text{Expcomumdado } H^*$)

```
Do[
sol = FindRoot[fs[ $\omega_k$ ,  $H$ ] == 0, { $\omega_k$ ,  $\omega_{k\text{condI}}$ ,  $\omega_{kI}$ ,  $\omega_{kF}$ },
MaxIterations → 1000, AccuracyGoal → Infinity];
 $\omega_k$  = Re[ $\omega_k$ /.sol];
fds = N[fmp[ $\omega_k$ ,  $H$ ]];
(*Calculate group velocity
vg = D[ $\omega_k$ ,  $k_x$ ]; *)
(*Print[{ $k_x$ ,  $\omega_k$ }]*)
```

```
AppendTo[V $\omega_k X_k$ , { $k_x$ ,  $\omega_k$ }];
AppendTo[VfmXk, { $k_x$ , N[fds]}];
Clear[ $\omega_k$ ];
V $\omega_k X_k$  = {};
```

```
, { $k_x$ ,  $k_{xI}$ ,  $k_{xF}$ ,  $dk_x$ }];
```

(*Cálculo do valor de k_x para a condição $\omega_k = \omega_k \text{Expcomumdado } H^*$)

```
f $\omega_{mp}$  = Interpolation[VfmXk];
ftg = f $\omega_{mp}$ [ $k_x$ ];
```

```
sol = FindRoot[f $\omega_{mp}$ [ $k_x$ ] == 3.4, { $k_x$ ,  $k_{xI}$ ,  $k_{xF}$ },
MaxIterations → 1000, AccuracyGoal → Infinity];
 $k_x$  = Re[ $k_x$ /.sol];
 $k_{xsol}$  =  $k_x$ ;
Print[ $k_{xsol}$ ];
```

(**)

(*Cálculo da velocidade de grupo v_g para a condição $\omega_k = \omega_k \text{Exp}(kx = k_{\text{sol}})$ com um dado H *)

(*Função que descreve ω_k no intervalo $[k_{\text{xI}}, k_{\text{xF}}]$ *)

AppendTo[VkxXH, {1000 * H, kx}];

AppendTo[VvgXH, {1000 * H, 2 * Pi * f ω mp'[N[kxsol]]}];

AppendTo[VvgXx, {x, 2 * Pi * f ω mp'[N[kxsol]]}];

AppendTo[VInXx, {x, 1/(2 * Pi * f ω mp'[N[kxsol]])}];

AppendTo[VkxXx, {x, kx}];

V ω kXk = {};

(**)

Clear[f ω mp[kx]];

fds = {};

VfmXk = {};

, {x, xI, xF, dx}];

ifun = Interpolation[VInXx];

gv:=NIntegrate[ifun[x], {x, xI, xF}, AccuracyGoal $\rightarrow$ 8];

AppendTo[VatrXH, {1000 * H, gv}];

Print["H = ", 1000 * H, " Oe", " ", "Atraso = ", gv, " ns"];

VInXx = {};

, {H, HI, HF, dH}];

(**)

(*Salvando em Arquivo*)

```
SetDirectory["C:\\Users\\José Holanda\\Dados"];  
Export["kxXH_nz" <> ToString[nz] <> "_J. Holanda.dat", VkxXH, "Table"];  
Export["vgXH_nz" <> ToString[nz] <> "_J. Holanda.dat", VvgXH, "Table"];  
Export["kxXx_nz" <> ToString[nz] <> "_J. Holanda.dat", VkxXx, "Table"];  
Export["vgXx_nz" <> ToString[nz] <> "_J. Holanda.dat", VvgXx, "Table"];  
Export["atrXH_nz" <> ToString[nz] <> "_J. Holanda.dat", VatrXH, "Table"];
```

(**FIM!**)