



Universidade Federal de Pernambuco
Centro de Ciências Exatas e da Natureza
Programa de Pós-Graduação em Física

Daniel Souto Maior Pifano Ferreira

Estudo de Fenômenos Envolvendo Ondas de Spin e Interfaces Ferro/Antiferromagnéticas

Recife
2018

Daniel Souto Maior Pifano Ferreira

Estudo de Fenômenos Envolvendo Ondas de Spin e Interfaces Ferro/Antiferromagnéticas

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de Pernambuco como parte dos requisitos necessários para a obtenção do título de Mestre em Física.

Área de concentração: Física da Matéria Condensada

Orientador: Sergio Machado Rezende.

Recife

2018

Catálogo na fonte
Bibliotecária Leonice Maria Cavalcante CRB4-1996

- F383 Ferreira, Daniel Souto Maior Pifano.
 Estudo de fenômenos envolvendo ondas de spin e interfaces ferro-
 antiferromagnéticas / Daniel Souto Maior Pifano Ferreira . – 2018.
 113f. : fig., tab.
- Orientador: Sergio Machado Rezende
 Dissertação (Tese) – Universidade Federal de Pernambuco. CCEN.
 Física. Recife, 2018.
 Inclui referências.
1. Ondas de spin. 2. Efeito hall inverso de spin. 3. Conversão mágnon-
 fônon. 4. Magnetometria ótica por efeito Kerr. I. Rezende, Sergio Machado
 . (Orientador). II. Título.

530

CDD (22. ed.)

UFPE-FQ 2018-61

Daniel Souto Maior Pifano Ferreira

Estudo de Fenômenos Envolvendo Ondas de Spin e Interfaces Ferro/Antiferromagnéticas

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de Pernambuco como parte dos requisitos necessários para a obtenção do título de Mestre em Física.

Dissertação aprovada. Recife, 16 de fevereiro de 2018:

Sergio Machado Rezende.
Orientador(DF-UFPE)

Antonio Azevedo da Costa
(DF-UFPE)

Roberto Lázaro Rodríguez Suárez
(PUC-Chile)

Recife
2018

AGRADECIMENTOS

É sempre complicado expressar o sentimento de gratidão por linguagem escrita. Mas tentarei me aproximar ao máximo do estado de gratidão.

Existem muitos níveis de gratidão: Agradecer por educação (apenas mera formalidade), agradecer por receber uma ajuda e para mim o nível mais profundo é poder ver que nenhum indivíduo é formado apenas pelo o esforço e conquistas dele próprio. Diretamente ou indiretamente sempre há contribuições das outras pessoas, afinal somos sistemas que estão sempre interagindo. É nesse último nível que está a minha gratidão.

Agradeço portanto à minha família e especialmente aos meus pais, por terem gasto parte da sua energia na minha formação como pessoa e contribuindo na minha educação, e ao meu avô, por me ensinar desde criança a sempre ter rigor nas coisas que se faz.

Sou grato por ter encontrado as pessoas certas, que pela suas personalidades, contribuíram para eu ver novamente toda a beleza e o esplendor da natureza, por meio da física: Professores Sergio Rezende e Antonio Azevedo, pelos exemplos de motivação, profissionalismo, dedicação e alegria na física, além de sempre apoiarem novos desafios, propiciando sempre a saudável sensação de mistério diante de um novo problema. A eles também, por me confiarem o BLS, instrumento que tem a beleza de uma orquestra; Holanda, pelos seus importantes aconselhamentos durante o mestrado e pelo seu grande entusiasmo; Obed Alves pelo seu empenho em ajudar e pela didática em passar seu conhecimento; Roberto Suárez, por pelos seus seminários em spintrônica; Professores Fernando Machado e Luís Leão, por transmitirem seus conhecimentos; Professor Eduardo Padrón, pelo seu empenho em ajudar; Edimilson Félix, por sua disposição em ajudar; Daniel Melo (técnico em eletrônica), pela sua ajuda e interesse em passar seus conhecimentos em eletrônica, área essa na qual, a meu ver, a manifestação da física faz a melhor ponte entre o abstrato e o concreto; E a todos os outros colegas de laboratório.

Agradeço também, à FACEPE (Fundação de Amparo à Ciência e Tecnologia de Pernambuco) pelo apoio financeiro durante o período dessa dissertação e às agências de fomento CNPq, Capes e Finep.

RESUMO

Fenômenos que envolvem ondas de spin e propriedades estáticas e dinâmicas da magnetização tem sido importantes no entendimento do magnetismo e física da matéria condensada. Conhecer esses fenômenos, entendendo seus comportamentos baseando-se em princípios básicos, é de grande relevância para o desenvolvimento de novas áreas do magnetismo e da spintrônica. Através das técnicas de magnetometria ótica por efeito Kerr (MOKE) foi possível estudar o campo de exchange bias em bicamadas envolvendo filmes ferromagnéticos (FM) e antiferromagnéticos (AF) acoplados por exchange. Já através da técnica de espalhamento Brillouin de luz foi possível estudar o comportamento das ondas de spin em um material ferromagnético e indiretamente, através dos resultados para as frequências de mágnon, estudar comportamentos de anisotropias em bicamadas FM/AF. Pelo o estudo da teoria de ondas de spin, interface ferro/antiferromagnéticas e medidas advindas das técnicas MOKE e BLS, pôde-se interpretar os resultados obtidos sobre o comportamento do campo de exchange bias em bicamadas FM/AF em função da espessura do filme AF, verificação da existência de ordenamento antiferromagnético em bicamadas e o entendimento de novos comportamentos das anisotropias magnéticas em filmes acoplados por exchange. Foi também possível obter novos resultados em fenômenos que envolvem efeito Hall inverso de spin e efeito Seebeck de spin. Além disso, obteve-se também resultados de conversão entre mágnons e fônons, evidenciando que o fônon convertido do mágnon tem polarização de spin circular. Os resultados obtidos mostram que fenômenos básicos, como ondas de spin e acoplamento de exchange, são bastantes relevantes no desenvolvimento da pesquisa científica na área do magnetismo e da spintrônica. Entendê-los e poder observá-los experimentalmente faz-se necessário na investigação científica.

Palavras-chaves: Exchange bias. Ondas de spin. Efeito Hall inverso de spin. Conversão mágnon-fônon. Magnetometria ótica por efeito Kerr. Espalhamento Brillouin de luz.

ABSTRACT

In order to advance the knowledge of the area of spintronics, it is of fundamental importance to investigate the dynamic and static properties of the magnetic materials of interest. Spin wave dynamics has proved to be a fundamental tool to investigate the basic phenomena of spin-to-charge current interconversion. In this dissertation, we used magneto-optical Kerr effect technique to investigate the exchange coupling that occurs at interfaces of ferromagnetic (FM) and antiferromagnetic (AF) materials. In particular, we investigate the magnetization hysteresis curves of $Ni_{81}Fe_{19}/IrMn$ bilayers as a function of the in-plane angle. By measuring the shift of the hysteresis curve, we were able to measure the uniaxial and unidirectional anisotropy fields as well as the exchange bias field that establishes at the FM/AF interface. We also used Brillouin light scattering (BLS) technique to investigate dispersion relation of the spin waves as a function of Py layer thickness in $Ni_{81}Fe_{19}/IrMn$ bilayers. In this case, it was possible to measure the rotatable anisotropy that appears due to the existence of non-stable AF grains in the NiO layer. Finally, we used a setup in which we combined microwave excitation of spin waves and detection of the scattered light by BLS to investigate magnon-phonon conversion in a slab of YIG ($Y_3Fe_5O_{12}$) film. With this experiment, we proved that phonon can have a spin angular moment.

Key-words: Exchange-bias. Spin waves. Magnon-phonon conversion. Magneto-optical Kerr effect. Inverse spin hall effect. Brillouin light scattering.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1 – Comportamento de spins submetidos a um campo magnético externo. .	16
Figura 2 – Partes espaciais das funções de onda simétrica ψ_S e antissimétrica ψ_A . .	18
Figura 3 – Definição dos cossenos diretores da magnetização.	21
Figura 4 – Estados de spin de um ferromagnético.(a) Todos os spins alinhados, correspondendo ao estado fundamental (b) Estado excitado e (c) Propagação de um desvio de spin.	26
Figura 5 – Representação de uma onda de spin.	30
Figura 6 – Fabricação de uma bicamada FM/AF.	34
Figura 7 – Figura esquemática mostrando a configuração dos spins em uma camada FM/AF em um ciclo de histerese.	36
Figura 8 – As contribuições superficiais e de volume dependem da espessura do filme.	39
Figura 9 – Comportamento dos spins quando a anisotropia de superfície é relevante.	40
Figura 10 – Representação de uma parede de domínio.	41
Figura 11 – Representação dos processos Stokes e Anti-Stokes.	45
Figura 12 – Descrição de um arranjo genérico de espalhamento de luz.	46
Figura 13 – Um etalon: Par de duas placas paralelas com superfícies internas refletoras.A distância d é variável.	47
Figura 14 – Transmissão para duas refletividades.	49
Figura 15 – Montagem de um interferômetro Fabry-Perot.	50
Figura 16 – Interferômetro Fabry-Perot com 3 passagens.	51
Figura 17 – Estágio de escaneamento.	52
Figura 18 – Estágio de translação.	53
Figura 19 – Interferômetro Fabry-Perot em Tandem.	54
Figura 20 – Transmissão de um inteferômetro Fabry-Perot em modo Tandem. . . .	55
Figura 21 – Transmissão para múltiplas passagens.	55
Figura 22 – Elementos óticos do espectrômetro.	56
Figura 23 – Shutters de referência e de entrada. Os feixes de referência e da amostra seguem o mesmo caminho ótico para o interferômetro.	57
Figura 24 – Maximização da transmissão via minimização da reflexão dos interferômetros.	58
Figura 25 – Visão geral da montagem de espalhamento inelástico de luz Brillouin do Numag.	60
Figura 26 – Configurações de MOKE.	62
Figura 27 – Componentes óticos do Magnetômetro MOKE.	63
Figura 28 – Componentes do campo elétrico.	65

Figura 29 – Representação dos componentes usados na montagem do magnetômetro MOKE.	67
Figura 30 – Câmara do Sputtering	68
Figura 31 – Representação do processo de deposição.	69
Figura 32 – Magnetron Sputtering.	71
Figura 33 – Curvas de magnetização para a amostra de Py(10 nm). Os gráficos em vermelho são dos eixos principais e os em cinza, dos eixos intermediários.	73
Figura 34 – Curvas de magnetização para a amostra de NiO(200 nm)Py(4 nm). Os gráficos em vermelho são dos eixos principais e os em cinza, dos eixos intermediários.	75
Figura 35 – Sinais de mágnon de uma amostra de YIG $8\mu\text{m}$ para campos magnéticos externos de 642 Oe e 1670 Oe.	76
Figura 36 – Dependência da frequência de mágnon com o campo magnético aplicado para uma amostra de YIG $8\mu\text{m}$	77
Figura 37 – Amostra de YIG sujeita ao campo não uniforme gerado pelos dois ímãs permanentes e o campo magnético estático H_0	78
Figura 38 – A amostra de YIG na presença de um campo não uniforme gerado pelos ímãs e submetida a um campo uniforme gerado pelos polos do magneto. O feixe de laser é focalizado na amostra pela lente. A luz espalhada é coletada pela lente e seguirá em direção ao espectrômetro para ser analisada em frequência.	78
Figura 39 – Um espectro típico: Mostrando os sinais à esquerda e à direita, correspondendo aos processos stokes e anti-stokes, respectivamente.	79
Figura 40 – Relações de dispersão para mágnons e fônons.	80
Figura 41 – Curva em vermelho é ajuste polinomial e pontos, valores medidos para o campo magnético na extensão da amostra de YIG.	81
Figura 42 – São mostradas as relações de dispersão para cada ponto do gráfico do campo não uniforme.	81
Figura 43 – Vetores de onda envolvidos no processo de espalhamento de luz.	82
Figura 44 – Dependência do vetor de onda com o campo magnético estático aplicado. A curva tracejada em marrom é obtida considerando apenas mágnons puros, a vermelha é obtida através da relação de dispersão considerando a hibridização mágnon-fônon.	82
Figura 45 – Dependência do vetor de onda com o campo magnético aplicado para frequência de micro-ondas de 6,0 GHz. Os gráficos tipo mapa de cor, mostram que a intensidade dos picos BLS é a mesma para diversos ângulos do polarizador.	83

Figura 46 – Esquema ótico para as medidas feitas no experimento. A placa de um quarto de comprimento de onda foi usada apenas em medidas para comprovar que a luz espalhada era realmente polarizada circularmente.	83
Figura 47 – Resultados obtidos ao utilizar a placa de um quarto de comprimento de onda. As setas verde e marrom indicam, respectivamente, que o eixo do polarizador está paralelo ou perpendicular à polarização da luz transmitida pela placa $\lambda/4$.	84
Figura 48 – Amostra no porta amostras, suportada por uma haste que é fixada no translador de 3 eixos. O disco graduado pode ser girado, assim consegue-se rotacionar a amostra conservando o ângulo que a normal ao seu plano faz com o feixe do laser incidente.	87
Figura 49 – Espectros medidos para a amostra de $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}(7,5 \text{ nm})/\text{Ir}_{20}\text{Mn}_{80}(5 \text{ nm})$ com campo magnético $H_0 = 200 \text{ Oe}$. (a) a (h) mostram os espectros medidos para os ângulos de 0 a 200 graus, em passos de 40 graus.	88
Figura 50 – Espectros medidos para a amostra de $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}(7,5 \text{ nm})/\text{Ir}_{20}\text{Mn}_{80}(5 \text{ nm})$ com campo magnético $H_0 = 200 \text{ Oe}$. (i) mostra o espectro medido para o ângulo de 320 graus. (j) mostra o pico de referência do espectômetro.	89
Figura 51 – Espectros medidos para a amostra de $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}(7,5 \text{ nm})/\text{Ir}_{20}\text{Mn}_{80}(5 \text{ nm})$ com campo magnético $H_0 = 1000 \text{ Oe}$. (a) a (h) mostram os espectros medidos para os ângulos de 0 a 200 graus, em passos de 40 graus.	90
Figura 52 – Espectros medidos para a amostra de $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}(7,5 \text{ nm})/\text{Ir}_{20}\text{Mn}_{80}(5 \text{ nm})$ com campo magnético $H_0 = 1000 \text{ Oe}$. (i) mostra o espectro medido para o ângulo de 320 graus. (j) mostra o pico de referência do espectômetro.	91
Figura 53 – Dependência angular da frequência de mágnon para a amostra de $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}(7,5 \text{ nm})/\text{Ir}_{20}\text{Mn}_{80}(5 \text{ nm})$	91
Figura 54 – Curvas de magnetização para a amostra de $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Ir}_{20}\text{Mn}_{80}(5 \text{ nm})$. Os gráficos em vermelho são dos eixos principais e os em cinza, dos eixos intermediários.	92
Figura 55 – Curvas de magnetização para a amostra de $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Ir}_{20}\text{Mn}_{80}(15 \text{ nm})$. Os gráficos em vermelho são dos eixos principais e os em cinza, dos eixos intermediários.	93
Figura 56 – Comportamento do campo de exchange bias com a espessura do IrMn.	94
Figura 57 – Dependência do campo de anisotropia rotatória com o campo magnético aplicado.	94
Figura 58 – Dependência do campo de anisotropia de exchange com o campo magnético aplicado.	95
Figura 59 – Curvas de magnetização para a amostra de $\text{NiO}/\text{Py}(5 \text{ nm})$. Os gráficos em vermelho são dos eixos principais e os em cinza, dos eixos intermediários.	97

Figura 60 – Dependência angular do campo de exchange bias para a bicamada NiO/Py	98
Figura 61 – Ilustração da montagem para medida de AMR	98
Figura 62 – Variação da resistência na amostra de NiO/Py, medida no Py, para ângulos de 0° e 90°	99
Figura 63 – Dependência angular da resistência	99
Figura 64 – Ilustração da montagem para medida de ANE	100
Figura 65 – Tensão ANE na amostra de NiO/Py, medida no Py, para ângulos de 0° e 90°	100
Figura 66 – Dependência angular da tensão ANE na amostra de NiO/Py	101
Figura 67 – Dependência angular do campo de exchange-bias obtidas via MOKE, ANE e AMR	101
Figura 68 – Corrente pura de spin.	103
Figura 69 – Corrente de de spin em um material ferromagnético.	103
Figura 70 – Efeito Spin Hall inverso.	103
Figura 71 – Curvas de magnetização para a amostra de NiO(200 nm)Py(4 nm). Os gráficos em vermelho são dos eixos principais e os em cinza, dos eixos intermediários.	104
Figura 72 – Ilustração da montagem para medida de spin Seebeck.	105
Figura 73 – Tensão Seebeck.	106

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Ciclos do procedimento de estabilização.	59
Tabela 2 – Possíveis valores para σ_a	102

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	14
2	FUNDAMENTOS TEÓRICOS: INTERAÇÕES E EXCITAÇÕES MAGNÉTICAS	15
2.1	Origem do Magnetismo	15
2.2	Interação de Exchange	16
2.3	Anisotropias Magnéticas	20
2.3.1	Anisotropia Cúbica	22
2.3.2	Anisotropia Uniaxial	24
2.4	Excitações Magnéticas: Ondas de Spin	26
2.5	Acoplamento por Exchange em Bicamadas	32
2.6	Energias Magnéticas em uma bicamada FM/AF	35
2.6.1	Energia Zeeman	36
2.6.2	Energia de Desmagnetização	36
2.6.3	Energia de Anisotropia Cúbica	37
2.6.4	Energia de Anisotropia Uniaxial	38
2.6.5	Energia de Superfície	38
2.6.6	Energia de Exchange	40
2.6.7	Energia Associada à Parede de Domínio	40
2.6.8	Energia de Grãos Rotacionais	42
2.6.9	Energia Livre Para Uma Bicamada Acoplada Por Exchange	43
3	TÉCNICAS EXPERIMENTAIS	44
3.1	Espalhamento Brillouin de luz	44
3.1.1	Princípios sobre espalhamento Brillouin	44
3.1.2	Princípios do Interferômetro Fabry-Perot	47
3.1.3	Limitações dos Primeiros Interferômetros Fabry-Perot	50
3.1.4	Um novo Design	51
3.1.5	Aparato experimental para o espalhamento Brillouin de luz do Numag	55
3.2	Magnetometria MOKE	60
3.2.1	Efeitos Magneto-Óticos	60
3.2.2	Origem dos Efeito Magneto-óticos	61
3.2.3	Montagem	67
3.3	Técnica de Deposição por Evaporação Catódica	68
4	RESULTADOS EXPERIMENTAIS E DISCUSSÃO	72

4.1	Acoplamento de Exchange em Bicamadas FM/AF pela Técnica MOKE	72
4.1.1	Curvas de Magnetização para um Filme Ferromagnético	72
4.1.2	Curvas de Magnetização para Bicamadas FM/AF	74
4.2	Deteccção de Ondas de Spin Pela Técnica BLS	76
4.3	Utilização das Técnicas BLS e MOKE na Pesquisa Científica	76
4.3.1	Deteccção do spin do fônon pela conversão mágnon-fônon	77
4.3.2	Anisotropia Rotatória em Bicamadas FM/AF Investigada por Espalhamento de Luz Brillouin	84
4.3.3	Compatibilidade do Campo de Exchange Bias em ANE e AMR	95
4.3.4	Efeito Spin Seebeck em um Antiferromagnético à Temperatura Ambiente .	100
5	CONCLUSÕES	107
	REFERÊNCIAS	109

1 INTRODUÇÃO

Um dos relatos mais antigos sobre a manifestação do magnetismo aconteceu na Grécia antiga, quando se notou que certas rochas atraíam lanças de pontas metálicas. Desde então, o conhecimento sobre esse fenômeno foi sendo acumulado até a observação da correlação entre corrente elétrica e o magnetismo, por Hans Christian Oersted, que culminou nas equações de Maxwell, unificando os dois fenômenos. Em paralelo, buscava-se a explicar o porque do magnetismo em materiais.

Mais tarde, com os experimentos de Stern-Gerlach, observou-se que nos átomos de prata havia um momento angular quantizado, o spin. Surgiu então o entendimento do ferromagnetismo em materiais, devido às interações e ordenamento entre os spins dos elétrons do mesmo. Mais adiante, Paul A.M Dirac deu início a formulações entre a mecânica quântica e a relatividade especial, chegando a propor que o spin do elétron interagia com o seu momento angular orbital, gerando a interação spin-órbita. Esta interação é de relevante importância para o entendimento do comportamento de anisotropias magnéticas, dando início a investigações mais aprofundadas e detalhadas na estrutura da matéria condensada.

Com o passar dos anos, o surgimento da informática fez uso do conhecimento acumulado pela ciência, de modo geral, e pelo magnetismo, para construir memórias magnéticas, no começo usando uma matriz de núcleos de ferrite, para gravar os bits; depois com a construção de discos rígidos magnéticos, que logo tiveram problemas no crescimento da densidade de dados que eles poderiam suportar. Graças à descoberta da magnetorresistência gigante GMR, a indústria de computação conseguiu aumentar drasticamente a densidade de dados gravados nos discos, possibilitando toda a estrutura de data centers e a internet como se é conhecida atualmente. Avanços na área do magnetismo tomaram outro rumo com o surgimento da spintrônica, onde observa-se fenômenos de transporte eletrônico dependentes do spin, conversão de corrente de carga em spin e vice e versa, etc. Essa nova área, além de ser relevante e importante para o entendimento básico da matéria, está se convertendo em desenvolvimento direto no campo da computação, com o desenvolvimento de novas memórias que utilizam efeitos magnéticos. A área da spintrônica também é uma aposta para o limite da eletrônica atual, no qual não se consegue mais miniaturizar transistores em processadores. Como portador natural de informação digital, o spin, sendo manipulado corretamente, resultará em uma nova era na computação, não mais limitada à manipulação de correntes elétricas.

2 FUNDAMENTOS TEÓRICOS: INTERAÇÕES E EXCITAÇÕES MAGNÉTICAS

2.1 Origem do Magnetismo

O homem tem conhecimento das manifestações do magnetismo desde a Grécia antiga, por volta de 800 a.C, quando observou-se que certas rochas constituídas por magnetita Fe_2O_3 tinham a capacidade de serem atraídas por metais ferrosos ou por elas próprias. A origem desse fenômeno ficou desconhecida por muito tempo e todo o conhecimento que se tinha sobre ele eram conjecturas metafísicas. Em abril de 1820, o físico dinamarquês Hans Christian Oersted descobriu uma conexão entre o magnetismo e a eletricidade, fazendo passar uma corrente por um fio e notando que a agulha de uma bússola se movia. Michael Faraday também conseguiu provar experimentalmente a recíproca do efeito notado por Oersted, a variação de fluxo magnético induzia uma corrente elétrica. Tinha-se então o eletromagnetismo, que foi bem consolidado depois de James Clerk Maxwell, sintetizando-o em equações diferenciais que descreviam matematicamente os fenômenos elétrico e magnético. Entretanto, a origem do magnetismo na matéria não era bem conhecida. A primeira proposta para explicar o ferromagnetismo foi dada por Weiss, onde ele postulava um campo molecular efetivo, mas não conseguia explicar a sua origem. Somente com o desenvolvimento da mecânica quântica é que se pode entender mais a natureza do fenômeno na matéria.

Sabe-se que o elétron tem dois tipos de momento angular: O momento angular orbital, devido ao seu movimento orbital e o momento angular de spin. Considerando um tratamento simples, em que um elétron de massa m , carga $-e$ e velocidade v , descrevendo uma órbita circular de raio r , pode-se escrever a corrente como

$$i = \frac{ev}{2\pi r} \quad (2.1)$$

Sabendo que o momento de dipolo magnético é $\mu = iA$ e que o momento angular é $L = mvr$, encontra-se uma relação entre o momento magnético e o momento angular orbital

$$m_z = -\mu_B m_l \quad \Rightarrow \quad \hat{m}_L = -\mu_B \hat{L} \quad (2.2)$$

onde $m_l = -l, -l+1, \dots, 0, \dots, l-1, l$ e $\mu_B = e\hbar/2m_e$ é o magneton de Bohr e l é o número quântico azimutal, que vai de 0 a $n-1$. Da eletrodinâmica quântica, obtêm-se o momento angular devido ao spin como

$$\hat{m}_S = -g_e \mu_B \hat{S} \quad (2.3)$$

onde g_e é o fator giromagnético. Portanto, o momento magnético total é escrito como

$$\hat{m} = -\mu_B(\hat{L} + g_e\hat{S}) \quad (2.4)$$

O efeito Zeeman foi observado pela espectroscopia de átomos sob a influência de um campo magnético externo comparado com o mesmo espectro sem a presença do campo magnético. De maneira geral, pode-se ver o efeito Zeeman como uma perturbação U_M no hamiltoniano

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{U}_M \quad (2.5)$$

onde $\hat{H}_0$ é o hamiltoniano não perturbado. A energia Zeeman pode ser escrita também como

$$\mathcal{E}_z = - \int_V \vec{M} \cdot \vec{H} dV \quad (2.6)$$

onde V é o volume do material e $\vec{M}$ é a magnetização.

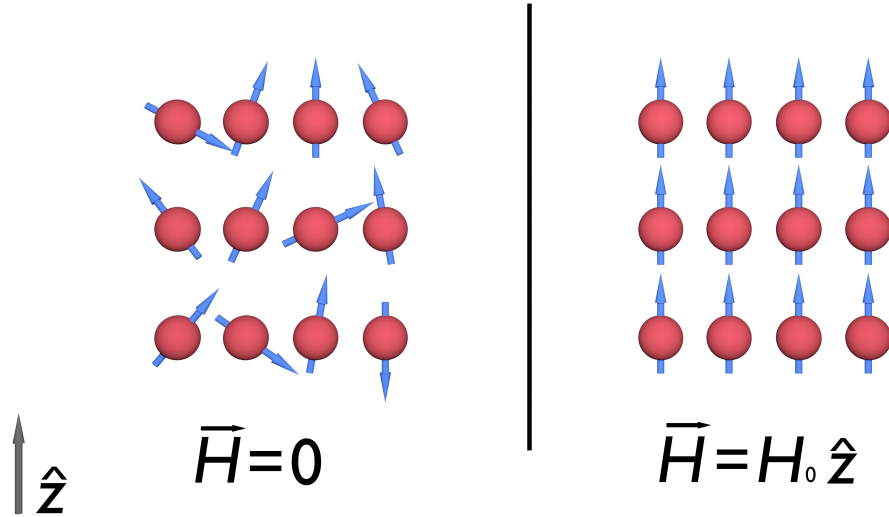


Figura 1 – Comportamento de spins submetidos a um campo magnético externo.

2.2 Interação de Exchange

Para explicar a ordem ferromagnética, Weiss [1] postulou que existia uma interação entre momentos magnéticos localizados, internos ao material, e a essa interação definiu como *campo molecular*. Embora a teoria de Weiss tenha sido útil para tentar explicar a ordem ferromagnética, não se conseguia explicação para o surgimento de tal campo.

Somente com Heisenberg [2] foi possível demonstrar que esse campo era proveniente de um fenômeno puramente quanto-mecânico chamado *interação de exchange*. A interação de exchange não tem nenhum análogo clássico e emerge da indistinguibilidade dos elétrons na mecânica quântica.

Para dois elétrons, desprezando a interação entre eles, a equação de Schrödinger é escrita como

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m}(\nabla_1^2 + \nabla_2^2 + V(\vec{r}_1) + V(\vec{r}_2)) \right] \Psi = E\Psi \quad (2.7)$$

onde os índices 1 e 2 representam os elétrons, rotulados apenas por questão do tratamento matemático, e r_1 e r_2 representam as posições de cada um dos elétrons. Soluções para a equação podem ser dadas por

$$\Psi_\alpha(1)\Psi_\beta(2) \quad \text{ou} \quad \Psi_\alpha(2)\Psi_\beta(1) \quad (2.8)$$

onde $\Psi_\alpha(1)$ e $\Psi_\alpha(2)$ representam as funções de onda para os elétrons 1 e 2 no estado α e $\Psi_\beta(1)$ e $\Psi_\beta(2)$ representam o mesmo para os elétrons no estado β . Na natureza, um sistema de partículas indistinguíveis pode ter estado completamente simétrico

$$\hat{P}_{12}|\Psi\rangle = |\Psi\rangle \quad (2.9)$$

ou completamente antissimétrico

$$\hat{P}_{12}|\Psi\rangle = -|\Psi\rangle \quad (2.10)$$

onde $\hat{P}$ é o operador permutação associado aos elétrons 1 e 2. As funções de onda (2.8) não atendem às propriedades de simetria, portanto não são soluções válidas. Entretanto, combinações lineares das funções de onda são válidas, onde $\Psi_s(1, 2)$ e $\Psi_a(1, 2)$ representam as funções de onda simétrica e antissimétrica, respectivamente.

$$\Psi_s(1, 2) = \frac{1}{\sqrt{2}}[\Psi_\alpha(1)\Psi_\beta(2) + \Psi_\alpha(2)\Psi_\beta(1)] \quad (2.11)$$

$$\Psi_a(1, 2) = \frac{1}{\sqrt{2}}[\Psi_\alpha(1)\Psi_\beta(2) - \Psi_\alpha(2)\Psi_\beta(1)] \quad (2.12)$$

Experimentalmente é mostrado (o que pode ser demonstrado pelo teorema spin-estatística, da mecânica quântica) que na natureza, partículas com estado simétrico são denominadas bósons e com estado antissimétrico, férmions. O elétron é o último caso, portanto a função de onda tem que ser antissimétrica.

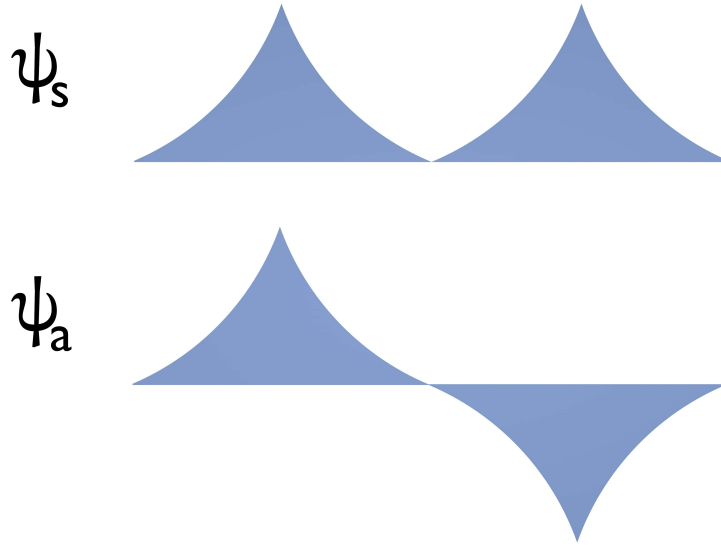


Figura 2 – Partes espaciais das funções de onda simétrica ψ_s e antissimétrica ψ_a .

Como pode-se dividir uma função de onda como uma parte espacial ψ e uma parte de spin χ , há dois casos

$$\psi_s(1, 2)\chi_a(1, 2) \quad \text{ou} \quad \psi_a(1, 2)\chi_s(1, 2) \quad (2.13)$$

Portanto, de maneira geral, a função de onda global Ψ pode ter a parte espacial simétrica e a parte de spin antissimétrica

$$\Psi_i(1, 2) = A[\psi_\alpha(1)\psi_\beta(2) + \psi_\alpha(2)\psi_\beta(1)][\chi_\alpha(1)\chi_\beta(2) - \chi_\alpha(2)\chi_\beta(1)] \quad (2.14)$$

ou a parte espacial antissimétrica e a parte de spin simétrica.

$$\Psi_{ii}(1, 2) = B[\psi_\alpha(1)\psi_\beta(2) - \psi_\alpha(2)\psi_\beta(1)][\chi_\alpha(1)\chi_\alpha(2)] \quad (2.15)$$

$$\Psi_{iii}(1, 2) = B[\psi_\alpha(1)\psi_\beta(2) - \psi_\alpha(2)\psi_\beta(1)][\chi_\alpha(1)\chi_\beta(2) + \chi_\alpha(2)\chi_\beta(1)] \quad (2.16)$$

$$\Psi_{iv}(1, 2) = B[\psi_\alpha(1)\psi_\beta(2) - \psi_\alpha(2)\psi_\beta(1)][\chi_\beta(1)\chi_\beta(2)] \quad (2.17)$$

onde A e B são constantes de normalização. Ψ_i tem a parte espacial chamada de estado de singleto e representa a situação que os spins dos elétrons estão antiparalelos. Ψ_{ii} , Ψ_{iii} e Ψ_{iv} são os estados de tripleto e representam situações em que os spins estão paralelos.

Agora supondo que há interação entre os elétrons, o hamiltoniano no sistema pode ser escrito como

$$\hat{\mathcal{H}} = \hat{\mathcal{H}}_1 + \hat{\mathcal{H}}_2 + \hat{\mathcal{H}}_{12} \quad (2.18)$$

onde $\hat{\mathcal{H}}_1$, $\hat{\mathcal{H}}_2$ e $\hat{\mathcal{H}}_{12}$ representam o hamiltoniano da partícula 1, 2 e a interação coulombiana entre os elétrons, respectivamente. Se a energia dos estados (2.11) e (2.12) for calculada, tem-se

$$E = \langle \psi(1, 2) | \hat{\mathcal{H}} | \psi(1, 2) \rangle = \quad (2.19)$$

$$\frac{1}{2} \langle [\psi_\alpha(1)\psi_\beta(2) \pm \psi_\alpha(2)\psi_\beta(1)] | \hat{\mathcal{H}}_1 + \hat{\mathcal{H}}_2 + \hat{\mathcal{H}}_{12} | [\psi_\alpha(1)\psi_\beta(2) \pm \psi_\alpha(2)\psi_\beta(1)] \rangle$$

Prosseguindo com as contas, são encontradas as expressões

$$E_1 = \langle \psi_\alpha(1) | \hat{\mathcal{H}}_1 | \psi_\alpha(1) \rangle = \langle \psi_\beta(1) | \hat{\mathcal{H}}_2 | \psi_\beta(1) \rangle \quad (2.20)$$

$$E_2 = \langle \psi_\alpha(2) | \hat{\mathcal{H}}_1 | \psi_\alpha(2) \rangle = \langle \psi_\beta(2) | \hat{\mathcal{H}}_2 | \psi_\beta(2) \rangle \quad (2.21)$$

$$K = \langle \psi_\alpha(1)\psi_\beta(2) | \hat{\mathcal{H}}_{12} | \psi_\alpha(1)\psi_\beta(2) \rangle \quad (2.22)$$

$$J = \langle \psi_\alpha(1)\psi_\beta(2) | \hat{\mathcal{H}}_{12} | \psi_\alpha(2)\psi_\beta(1) \rangle \quad (2.23)$$

onde K e J são a energia de interação de Coulomb e a integral de exchange, respectivamente. O operador de spin $\hat{S}$ pode ser escrito como

$$\hat{S}^2 = \hat{S}_1^2 + \hat{S}_2^2 + \hat{S}_1 \cdot \hat{S}_2 \quad (2.24)$$

Desenvolvendo a equação acima e considerando spin 1/2

$$\hat{S}_1 \cdot \hat{S}_2 = -\frac{3}{4} \quad (Singleto) \quad \text{ou} \quad \hat{S}_1 \cdot \hat{S}_2 = \frac{1}{4} \quad (Tripleto) \quad (2.25)$$

O estado será ou tripleto ou singleto, portanto pode-se escrever a energia como

$$E = \frac{1}{4}(E_S + 3E_T) - (E_S - E_T)\hat{S}_1 \cdot \hat{S}_2 \quad (2.26)$$

E por fim, o hamiltoniano de Heisenberg pode ser escrito como

$$\hat{H} = -2J \sum_{ij} \hat{S}_i \cdot \hat{S}_j \quad (2.27)$$

2.3 Anisotropias Magnéticas

Como foi visto, o hamiltoniano de exchange de Heisenberg é invariante com respeito à escolha do sistema de coordenadas, por isso a magnetização de um ferromagnético era esperada ser isotrópica. Entretanto, como poderá ser notado no Capítulo de Resultados dessa dissertação, experimentos mostram que existe uma direção preferencial para a magnetização. Essa direção preferencial está relacionada com a anisotropia magnética. Embora a energia envolvida para rotacionar a magnetização de um eixo fácil (baixa energia) para um eixo difícil (alta energia) seja da ordem de μeV a meV por átomo, os campos associados à anisotropia magnética são da ordem de 100 Oe a 100 kOe. Portanto, uma descrição realista de um material ferromagnético deve ser feita utilizando ainda as interações spin-órbita e dipolar, que são essenciais para corrigir a energia livre magnética.

Para descrever anisotropias magnéticas por uma abordagem macroscópica é necessário tratar o sistema com variáveis macroscópicas. A um sistema com temperatura T sujeito a um campo magnético $\vec{H}$, o potencial termodinâmico padrão é a energia livre de Helmholtz $F(T, H, \dots)$, do qual a equação de estado para a magnetização pode ser obtida da derivada parcial

$$M(T, H, \dots) = - \left(\frac{\partial F}{\partial H} \right)_T \quad (2.28)$$

da abordagem da mecânica estatística, o potencial de Helmholtz é interessante quando se pode calcular a função de partição para o sistema. Entretanto para situações onde envolvam simetria, é vantajoso definir o potencial termodinâmico de magnetização $\Phi(T, B, M)$ que é escrito como

$$\Phi(T, B, M) = \Phi_0 + \frac{1}{2}aM^2 + \frac{1}{4}bM^4 + \dots - \vec{B} \cdot \vec{M} \quad (2.29)$$

onde Φ_0 , a e $b, \dots$, são coeficientes que dependem da temperatura mas não do campo magnético e nem da magnetização. Para o caso de interesse, o anisotrópico, os coeficientes da expansão de Landau tornam-se tensores a_{ij} , b_{ijkl} , etc. Em muitos casos, devido à variação angular do vetor magnetização, é interessante escrever a direção da magnetização em relação ao sistema de coordenadas em termos dos cossenos diretores α_1 , α_2 e α_3 como mostra na figura 3

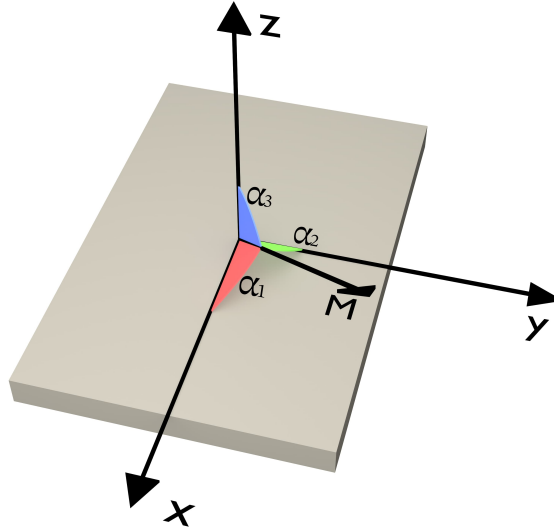


Figura 3 – Definição dos cossenos diretores da magnetização.

Assume-se aqui também que o vetor magnetização é praticamente independente do campo magnético aplicado, de forma que $M(T, B)$ é a magnetização de saturação da amostra. Dessa forma pode-se escrever o potencial termodinâmico de magnetização como

$$\Phi = \Phi_0 + \frac{1}{2}M^2(T) \sum_{ij} a_{ij} \alpha_i \alpha_j + \frac{1}{4}M^4(T) \sum_{ijkl} b_{ijkl} \alpha_i \alpha_j \alpha_k \alpha_l + \dots - M(T) \hat{n} \cdot \vec{B} \quad (2.30)$$

onde $\hat{n}$ é o vetor unitário paralelo ao vetor magnetização. Pode-se ainda reescrever a equação acima como

$$\Phi = \Phi'_0 + E_{AC} - M(T) \hat{n} \cdot \vec{B} \quad (2.31)$$

onde

$$\Phi'_0 = \Phi_0 + \frac{1}{2}aM^2 + \frac{1}{4}bM^4 + \mathcal{O}(M^6) \quad (2.32)$$

e a energia da anisotropia magnetocristalina $\mathcal{E}_{AC}$ é dada por

$$\mathcal{E}_{AC} = \sum_{ij} a_{ij} \alpha_i \alpha_j + \sum_{ijkl} b_{ijkl} \alpha_i \alpha_j \alpha_k \alpha_l + \mathcal{O}(\alpha^6) \quad (2.33)$$

Observa-se que a energia magnetocristalina é a parte anisotrópica do potencial termodinâmico, que não depende do campo magnético. Os coeficientes a_{ij} , $b_{ijkl}, \dots$, dependem apenas da temperatura mas não do campo magnético e nem da magnetização. Pode-se observar que na Eq.(2.33), a expansão da energia em termos dos cossenos diretores não tem termos

de ordem ímpar. Isso é devido à simetria da energia com relação à magnetização, portanto tem-se

$$\mathcal{E}_{AC}(\vec{M}) = \mathcal{E}_{AC}(-\vec{M}) \quad (2.34)$$

de forma que, em termos dos cossenos diretores, tem-se

$$\mathcal{E}_{AC}(\alpha_i) = \mathcal{E}_{AC}(-\alpha_i) \quad (2.35)$$

A partir de agora nomearemos os termos a_{ij} para b_{ij} , a fim de facilitar o tratamento com os coeficiente. Dessa forma, a Eq.(2.33) pode ser reescrita como

$$\mathcal{E}_{AC} = \sum_{ij} b_{ij} \alpha_i \alpha_j + \sum_{ijkl} b_{ijkl} \alpha_i \alpha_j \alpha_k \alpha_l + \mathcal{O}(\alpha^6) \quad (2.36)$$

Do ponto de vista microscópico, a estrutura cristalográfica está acoplada ao orbital do elétron e este interage com o spin devido à interação spin-órbita. Dessa forma, os spins preferem se alinhar com o eixo cristalográfico. Por isso que existem determinadas direções espaciais nas quais um material é fácil de se magnetizar (eixo fácil ou eixo mole) e em outras que a sua magnetização é mais difícil (eixo difícil ou eixo duro). A direção da magnetização é determinada apenas pela anisotropia, embora a energia de anisotropia seja menor que a energia de exchange (será apresentada adiante), pois a interação de exchange desempenha papel apenas de alinhar os spins paralelamente.

2.3.1 Anisotropia Cúbica

A expansão obtida para a energia magnetocristalina na Eq.(2.36) é uma expansão geral para diferentes sistemas cristalográficos. Para cada sistema cristalográfico, deve-se fazer as devidas considerações à expansão geral. Pode-se observar que por causa da Eq.(2.35), a Eq.(2.36) não permite termos cruzados para $\alpha_i \alpha_j$, e dessa forma os b_{ij} serão todos nulos para $i \neq j$. Em um sistema cristalino cúbico, os eixos x, y, z são indistinguíveis, portanto denotando estes eixos pelos índices 1, 2, 3, tem-se

$$\sum_{ij} b_{ij} \alpha_i \alpha_j = b_{11}(\alpha_1^2 + \alpha_2^2 + \alpha_3^2) = b_{11} \quad (2.37)$$

onde foi utilizada a igualdade $\alpha_1^2 + \alpha_2^2 + \alpha_3^2 = 1$. Para o próximo termo, a mesma relação (2.35) é válida. Tem-se então

$$\sum_{ijkl} b_{ijkl} \alpha_i \alpha_j \alpha_k \alpha_l = \sum_{ijk} (b_{ijk1} \alpha_i \alpha_j \alpha_k \alpha_1 + b_{ijk2} \alpha_i \alpha_j \alpha_k \alpha_2 + b_{ijk3} \alpha_i \alpha_j \alpha_k \alpha_3) \quad (2.38)$$

Cada um dos três termos de (2.38) resultará em 27 termos, sendo assim um total de 81 termos. A seguir será desenvolvido apenas o primeiro termo, pois o procedimento será análogo para os outros dois.

$$\sum_{ijk} b_{ijk1} \alpha_i \alpha_j \alpha_k \alpha_1 = \sum_{ij} (b_{ij11} \alpha_i \alpha_j \alpha_1 \alpha_1 + b_{ij21} \alpha_i \alpha_j \alpha_2 \alpha_1 + b_{ij31} \alpha_i \alpha_j \alpha_3 \alpha_1) \quad (2.39)$$

desenvolvendo o lado direito de (2.39) e efetuando-se o somatório no índice j tem-se os termos

$$\begin{aligned} \sum_{ij} (b_{ij11} \alpha_i \alpha_j \alpha_1 \alpha_1 + b_{ij21} \alpha_i \alpha_j \alpha_2 \alpha_1 + b_{ij31} \alpha_i \alpha_j \alpha_3 \alpha_1) &= \sum_i (b_{i111} \alpha_i \alpha_1 \alpha_1 \alpha_1 \\ &+ b_{i211} \alpha_i \alpha_2 \alpha_1 \alpha_1 + b_{i311} \alpha_i \alpha_3 \alpha_1 \alpha_1 + b_{i121} \alpha_i \alpha_1 \alpha_2 \alpha_1 + b_{i221} \alpha_i \alpha_2 \alpha_2 \alpha_1 \\ &+ b_{i321} \alpha_i \alpha_3 \alpha_2 \alpha_1 + b_{i131} \alpha_i \alpha_1 \alpha_3 \alpha_1 + b_{i231} \alpha_i \alpha_2 \alpha_3 \alpha_1 + b_{i331} \alpha_i \alpha_3 \alpha_3 \alpha_1) \end{aligned} \quad (2.40)$$

e finalmente somando no índice i , tem-se os termos

$$\begin{aligned} \sum_{ijk} b_{ijk1} \alpha_i \alpha_j \alpha_k \alpha_1 &= b_{1111} \alpha_1 \alpha_1 \alpha_1 \alpha_1 + b_{2111} \alpha_2 \alpha_1 \alpha_1 \alpha_1 + b_{3111} \alpha_3 \alpha_1 \alpha_1 \alpha_1 \\ &+ b_{1211} \alpha_1 \alpha_2 \alpha_1 \alpha_1 + b_{2211} \alpha_2 \alpha_2 \alpha_1 \alpha_1 + b_{3211} \alpha_3 \alpha_2 \alpha_1 \alpha_1 + b_{1311} \alpha_1 \alpha_3 \alpha_1 \alpha_1 \\ &+ b_{2311} \alpha_2 \alpha_3 \alpha_1 \alpha_1 + b_{3311} \alpha_3 \alpha_3 \alpha_1 \alpha_1 + b_{1121} \alpha_1 \alpha_1 \alpha_2 \alpha_1 + b_{2121} \alpha_2 \alpha_1 \alpha_2 \alpha_1 \\ &+ b_{3121} \alpha_3 \alpha_1 \alpha_2 \alpha_1 + b_{1221} \alpha_1 \alpha_2 \alpha_2 \alpha_1 + b_{2221} \alpha_2 \alpha_2 \alpha_2 \alpha_1 + b_{3221} \alpha_3 \alpha_2 \alpha_2 \alpha_1 \\ &+ b_{1321} \alpha_1 \alpha_3 \alpha_2 \alpha_1 + b_{2321} \alpha_2 \alpha_3 \alpha_2 \alpha_1 + b_{3321} \alpha_3 \alpha_3 \alpha_2 \alpha_1 + b_{1131} \alpha_1 \alpha_1 \alpha_3 \alpha_1 \\ &+ b_{2131} \alpha_2 \alpha_1 \alpha_3 \alpha_1 + b_{3131} \alpha_3 \alpha_1 \alpha_3 \alpha_1 + b_{1231} \alpha_1 \alpha_2 \alpha_3 \alpha_1 + b_{2231} \alpha_2 \alpha_2 \alpha_3 \alpha_1 \\ &+ b_{3231} \alpha_3 \alpha_2 \alpha_3 \alpha_1 + b_{1331} \alpha_1 \alpha_3 \alpha_3 \alpha_1 + b_{2331} \alpha_2 \alpha_3 \alpha_3 \alpha_1 + b_{3331} \alpha_3 \alpha_3 \alpha_3 \alpha_1 \end{aligned} \quad (2.41)$$

De (2.35) pode-se ver que apenas os termos de segunda e quarta ordem em α serão não nulos. Portanto pode-se escrever

$$\begin{aligned} \sum_{ijk} b_{ijk1} \alpha_i \alpha_j \alpha_k \alpha_1 &= b_{1111} \alpha_1 \alpha_1 \alpha_1 \alpha_1 + b_{2211} \alpha_2 \alpha_2 \alpha_2 \alpha_1 + b_{3311} \alpha_3 \alpha_3 \alpha_1 \alpha_1 \\ &+ b_{2121} \alpha_2 \alpha_1 \alpha_2 \alpha_1 + b_{1221} \alpha_1 \alpha_2 \alpha_2 \alpha_1 + b_{3131} \alpha_3 \alpha_1 \alpha_3 \alpha_1 + b_{1331} \alpha_1 \alpha_3 \alpha_3 \alpha_1 \end{aligned} \quad (2.42)$$

Fazendo o mesmo procedimento para os outros dois termos de (2.38), tem-se

$$\begin{aligned} \sum_{ijkl} b_{ijkl} \alpha_i \alpha_j \alpha_k \alpha_l &= b_{1111} \alpha_1^4 + b_{2222} \alpha_2^4 + b_{3333} \alpha_3^4 \\ &+ \alpha_1^2 \alpha_2^2 (b_{2211} + b_{2121} + b_{1221} + b_{2112} + b_{1212} + b_{1122}) \\ &+ \alpha_1^2 \alpha_3^2 (b_{3311} + b_{3131} + b_{1331} + b_{3113} + b_{1313} + b_{1133}) \\ &+ \alpha_2^2 \alpha_3^2 (b_{3322} + b_{3232} + b_{2332} + b_{3223} + b_{2323} + b_{2233}) \end{aligned} \quad (2.43)$$

Devido à indistinguibilidade dos índices, pode-se escrever ainda

$$\sum_{ijkl} b_{ijkl} \alpha_i \alpha_j \alpha_k \alpha_l = b_{111}(\alpha_1^4 + \alpha_2^4 + \alpha_3^4) + 6b_{1122}(\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_1^2 \alpha_3^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2) \quad (2.44)$$

Se for feita a expansão do termo de ordem 6 de (2.36), serão ao todo 243 termos, mas utilizando as relações de simetria e indistinguibilidade, tem-se

$$\begin{aligned} \sum_{ijklmn} b_{ijklmn} \alpha_i \alpha_j \alpha_k \alpha_l \alpha_m \alpha_n &= b_{111111}(\alpha_1^6 + \alpha_2^6 + \alpha_3^6) \\ &+ 15b_{111122}(\alpha_1^2 \alpha_2^4 + \alpha_1^4 \alpha_2^2 + \alpha_1^2 \alpha_3^4 + \alpha_1^4 \alpha_3^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^4 + \alpha_2^4 \alpha_3^2) + 90b_{112233} \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2 \end{aligned} \quad (2.45)$$

Coletando os termos de até segunda ordem, tem-se a energia magnetocristalina por unidade de volume escrita como

$$\mathcal{E}_{AC}^{Cub} = b_{11} + 6b_{1122}(\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_1^2 \alpha_3^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2) + 90b_{112233} \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \dots \quad (2.46)$$

Renomeando os coeficientes b_{11} , $6b_{1122}$ e $90b_{112233}$ para K_0 , K_1 e K_2 , chamadas constantes de anisotropia cúbica, pode-se escrever a energia de anisotropia cúbica

$$\mathcal{E}_{AC}^{Cub} = K_0 + K_1(\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_1^2 \alpha_3^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2) + K_2 \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \dots \quad (2.47)$$

2.3.2 Anisotropia Uniaxial

Para sistemas cristalinos não cúbicos, pode-se também partir de (2.36) e realizar a expansão igualmente como no sistema cúbico. No caso, para o sistema tetragonal, assim como no cúbico, devido a (2.35) não são permitidos termos cruzados dos α , assim todos os coeficientes associados a esses termos tem que ser nulos. Devido à simetria dessa classe, haverá apenas indistinguibilidade dos índices 1 e 2, eixos x e y . Com essas considerações da simetria, pode-se escrever então os primeiros termos de (2.36)

$$\sum_{ij} b_{ij} \alpha_i \alpha_j = b_{11} \alpha_1^2 + b_{22} \alpha_2^2 + b_{33} \alpha_3^2 \quad (2.48)$$

Agora, como os índices não são todos indistinguíveis, pode-se escrever

$$\sum_{ij} b_{ij} \alpha_i \alpha_j = b_{11}(\alpha_1^2 + \alpha_2^2) + b_{33} \alpha_3^2 \quad (2.49)$$

usando que a soma dos quadrados dos cossenos diretores é igual a 1, escreve-se

$$\sum_{ij} b_{ij} \alpha_i \alpha_j = b_{11} + (b_{33} - b_{11}) \alpha_3^2 \quad (2.50)$$

A expansão do segundo termo de (2.36) será idêntica à expansão já feita para o sistema cúbico. Entretanto, devido apenas a indistinguibilidade de dois índices, escreve-se

$$\sum_{ijkl} b_{ijkl} \alpha_i \alpha_j \alpha_k \alpha_l = b_{1111}(\alpha_1^4 + \alpha_2^4) + b_{3333}\alpha_3^4 + 6b_{1122}\alpha_1^2\alpha_2^2 + 12b_{1133}(\alpha_1^2\alpha_3^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2) \quad (2.51)$$

Nota-se na expressão acima que embora o índice 1 não comute com o 3, mas como há comutação entre os índices 1 e 2, os termos b_{1133} e b_{2233} serão os mesmos, devido à comutação entre os índices 1 e 2. Devido a isso, o último termo foi fatorado. Coletando os termos, tem-se

$$\mathcal{E}_{AC}^{Tetra} = K_0 + K_1\alpha_3^2 + K_2\alpha_3^4 + K_3(\alpha_1^4 + \alpha_2^4) + \dots \quad (2.52)$$

onde os K são as constantes de anisotropia tetragonal. É usual ainda escrever a energia de anisotropia tetragonal como

$$\mathcal{E}_{AC}^{Tetra} = K_0 + K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta + K_3 \sin^4 \theta \cos 4\phi + \dots \quad (2.53)$$

Pode-se notar na expressão acima que a simetria para o eixo c aparece no termo $\cos 4\phi$.

Para um sistema hexagonal o procedimento é o mesmo feito para o caso tetragonal e a energia de anisotropia hexagonal é

$$\mathcal{E}_{AC}^{Hex} = K_0 + K_1(\alpha_1^2 + \alpha_2^2) + K_2(\alpha_1^2 + \alpha_2^2)^2 + K_3(\alpha_1^2 + \alpha_2^2)^3 + \dots \quad (2.54)$$

ou ainda escrita na forma abaixo

$$\mathcal{E}_{AC}^{Hex} = K_0 + K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta + K_3 \sin^6 \theta + K_4 \sin^6 \theta \cos 6\phi + \dots \quad (2.55)$$

Como se pode ver, há uma simetria cilíndrica para todos os termos, exceto os últimos, dos sistemas tetragonal e hexagonal. Dessa forma, a energia depende apenas do ângulo polar θ , ou seja, da direção da magnetização com o eixo z . Portanto, essa é a anisotropia uniaxial. Na anisotropia uniaxial, o eixo de fácil magnetização é o eixo z , perpendicular ao plano de base e qualquer direção neste plano é de difícil magnetização (eixo duro). Observando (2.53) e (2.55), nota-se que os últimos termos têm uma dependência em ϕ . Os termos $\cos 4\phi$ e $\cos 6\phi$ estão relacionados à simetria rotacional em torno do eixo c para o sistema tetragonal e hexagonal, respectivamente.

2.4 Excitações Magnéticas: Ondas de Spin

No modelo para a ordem ferromagnética, todos os spins estão alinhados em uma única direção; esse é então o estado fundamental. Se uma excitação térmica, por exemplo, conseguir desviar um spin, o ferromagneto estará em um dos possíveis estados excitados. Devido à interação de exchange, o spin tem probabilidade não nula de ser revertido à direção original, mas é improvável. Então, devido à interação de exchange o desvio se propaga de um spin para outro, fazendo com que o desvio se propague através do cristal. À propagação do desvio do spin pelo cristal é dada o nome de *Onda de spin*.

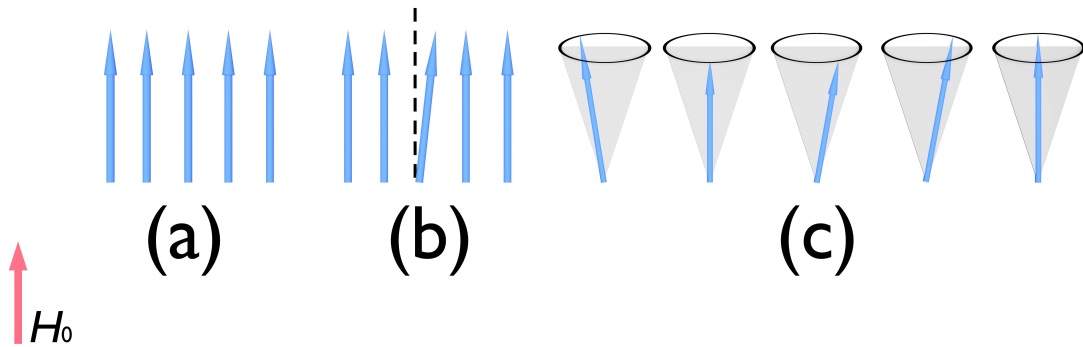


Figura 4 – Estados de spin de um ferromagnético. (a) Todos os spins alinhados, correspondendo ao estado fundamental (b) Estado excitado e (c) Propagação de um desvio de spin.

Supondo que haja uma excitação térmica ainda maior, pode ocorrer uma reversão de dois spins. Esses dois spins irão se propagar gerando duas ondas de spin, que no geral terão velocidades de propagação diferentes, fazendo com que ocorra um espalhamento em algum intervalo de tempo finito. Se for considerado que há mais reversões de spin, o tratamento tornar-se-á muito complexo e devido a esse motivo, faz-se na teoria de ondas de spin a aproximação de tratar as ondas de spin como independentes e supondo que a energia total das ondas de spin é a soma das energias de cada onda individualmente. Dyson [3, 4] mostrou que o erro no cálculo da magnetização para essa aproximação é menor que 4% para temperaturas até metade da temperatura crítica de Curie. As excitações coletivas de spin, ondas de spin, são quantizadas em energia e a um quantum de onda de spin é dada o nome de *mágnon*.

A descrição de inversão de spin, vista acima pode ser representada matematicamente em termos de operadores de levantamento $\hat{S}_i^+$ e abaixamento $\hat{S}_i^-$ de spin, que podem ser

escritos como

$$\hat{S}_i^\pm = \hat{S}_i^x \pm i\hat{S}_i^y \quad (2.56)$$

Considerando a energia Zeeman e de exchange entre os primeiros vizinhos, o hamiltoniano pode ser escrito como

$$\hat{\mathcal{H}} = -J \sum_i \hat{S}_i \cdot \hat{S}_{i+1} - \mu_0 H_0 \sum_j \hat{S}_j^z \quad (2.57)$$

onde J é a integral de exchange e $\vec{H}_0$ é o campo magnético externo aplicado. A temperaturas baixas, comparadas com a temperatura de Curie, os mágnons têm comportamento de bósons, portanto é conveniente trabalhar com operadores de criação $\hat{a}_i^\dagger$ e aniquilação $\hat{a}_i$ de bósons, que são escritos como

$$\hat{a}_i^\dagger |n_i\rangle = (n_i + 1)^{1/2} |n_i + 1\rangle \quad (2.58)$$

$$\hat{a}_i |n_i\rangle = (n_i)^{1/2} |n_i - 1\rangle. \quad (2.59)$$

Os operadores acima estão de acordo com as relações de comutação para bósons

$$[\hat{a}_i, \hat{a}_j^\dagger] = \delta_{i,j} \quad , \quad [\hat{a}_i, \hat{a}_j] = 0 \quad \text{e} \quad [\hat{a}_i^\dagger, \hat{a}_j^\dagger] = 0. \quad (2.60)$$

Pode-se ainda escrever relações dos operadores de levantamento e abaixamento de spins com os operadores de criação e aniquilação de bósons

$$\hat{S}_i^+ = (2S)^{1/2} \left(1 - \frac{\hat{a}_i^\dagger \hat{a}_i}{2S} \right)^{1/2} \hat{a}_i \quad (2.61)$$

$$\hat{S}_i^- = (2S)^{1/2} \hat{a}_i^\dagger \left(1 - \frac{\hat{a}_i^\dagger \hat{a}_i}{2S} \right)^{1/2}. \quad (2.62)$$

Às transformações acima são dadas o nome de transformações de Holstein-Primakoff [5]. Calcula-se também $\hat{S}_z$ das expressões (2.61) e (2.62), pode-se encontrar o operador para número de desvios de spin

$$\hat{S}_i^z = \hat{S} - \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_i. \quad (2.63)$$

Por conveniência, é interessante fazer uma transformação dos operadores $\hat{a}_i^\dagger$ e $\hat{a}_i$ para operadores criação $\hat{b}_i^\dagger$ e aniquilação $\hat{b}_i$ de mágnons, dados pelas transformadas de Fourier

$$\hat{b}_k = N^{-1/2} \sum_i e^{i\vec{k} \cdot \vec{x}_i} \hat{a}_i \quad (2.64)$$

$$\hat{b}_k^\dagger = N^{-1/2} \sum_i e^{-i\vec{k} \cdot \vec{x}_i} \hat{a}_i^\dagger \quad (2.65)$$

e a transformação inversa é

$$\hat{a}_i = N^{-1/2} \sum_k e^{-i\vec{k} \cdot \vec{x}_i} \hat{b}_k \quad (2.66)$$

$$\hat{a}_i^\dagger = N^{-1/2} \sum_k e^{i\vec{k} \cdot \vec{x}_i} \hat{b}_k^\dagger \quad (2.67)$$

onde $\vec{x}_i$ é o vetor posição do átomo i . Os operadores $\hat{b}_k^\dagger$ e $\hat{b}_k$ criam e destroem um mágnon com vetor de onda $\vec{k}$, respectivamente. Calculando o comutador entre $\hat{b}_k^\dagger$ e $\hat{b}_k$, tem-se

$$[\hat{b}_k, \hat{b}_k^\dagger] = N^{-1} \sum_{ij} e^{i\vec{k} \cdot \vec{x}_i} e^{-i\vec{k}' \cdot \vec{x}_j} [\hat{a}_i, \hat{a}_j^\dagger] = N^{-1} \sum_{ij} e^{i(\vec{k}-\vec{k}') \cdot \vec{x}_j} = \delta_{kk'} \quad (2.68)$$

e observa-se que os operadores $\hat{b}_k^\dagger$ e $\hat{b}_k$ satisfazem às relações de comutação para bósons

$$[\hat{b}_k, \hat{b}_{k'}^\dagger] = \delta_{k,k'} \quad , \quad [\hat{b}_k, \hat{b}_{k'}] = 0 \quad \text{e} \quad [\hat{b}_k^\dagger, \hat{b}_{k'}^\dagger] = 0. \quad (2.69)$$

O objetivo é ter expressões para os operadores $\hat{S}_i^z$, $\hat{S}_i^+$ e $\hat{S}_i^-$ em termos dos operadores de mágnons. Para isso, é interessante expandir (2.61) e (2.62)

$$\hat{S}_i^+ = (2S)^{1/2} \left(\hat{a}_i - \frac{1}{4S} \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_i \hat{a}_i + \dots \right) \quad (2.70)$$

$$\hat{S}_i^- = (2S)^{1/2} \left(\hat{a}_i^\dagger - \frac{1}{4S} \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_i + \dots \right) \quad (2.71)$$

Substituindo (2.66) e (2.67) nas expressões (2.70) e (2.71), obtém-se

$$\hat{S}_i^+ = \left(\frac{2S}{N} \right)^{1/2} \left[\sum_k e^{-i\vec{k} \cdot \vec{x}_i} \hat{b}_k - (4SN)^{-1} \sum_{k,k',k''} e^{i(\vec{k}-\vec{k}'-\vec{k}'') \cdot \vec{x}_i} \hat{b}_k^\dagger \hat{b}_{k'} \hat{b}_{k''} + \dots \right] \quad (2.72)$$

$$\hat{S}_i^- = \left(\frac{2S}{N} \right)^{1/2} \left[\sum_k e^{i\vec{k} \cdot \vec{x}_i} \hat{b}_k^\dagger - (4SN)^{-1} \sum_{k,k',k''} e^{i(\vec{k}+\vec{k}'-\vec{k}'') \cdot \vec{x}_i} \hat{b}_k^\dagger \hat{b}_{k'}^\dagger \hat{b}_{k''} + \dots \right] \quad (2.73)$$

$$\hat{S}_i^z = \hat{S} - N^{-1} \sum_{\vec{k}\vec{k}'} e^{i(\vec{k}-\vec{k}') \cdot \vec{x}_i} \hat{b}_{\vec{k}}^\dagger \hat{b}_{\vec{k}'} \quad (2.74)$$

Assim, o operador de spin do sistema completo é

$$\hat{S}^z = NS - \sum_{\vec{k}} \hat{b}_{\vec{k}}^\dagger \hat{b}_{\vec{k}} \quad (2.75)$$

Uma vez tendo encontrado as expressões que relacionam os operadores de desvio de spin com os operadores de mágnon, reescreve-se (2.57) como

$$\hat{\mathcal{H}} = -JNzS^2 - 2\mu_0 H_0 NS + \hat{\mathcal{H}}_0 + \hat{\mathcal{H}}_1 \quad (2.76)$$

onde z é o número de spins vizinhos. Substituindo os primeiros termos dos operadores de desvio de spin (2.72) e (2.73), encontra-se

$$\hat{\mathcal{H}}_0 = -JzS \sum_{\vec{k}} [\gamma_{\vec{k}} \hat{b}_{\vec{k}} \hat{b}_{\vec{k}}^\dagger + \gamma_{\vec{k}} \hat{b}_{\vec{k}}^\dagger \hat{b}_{\vec{k}} - 2\hat{b}_{\vec{k}}^\dagger \hat{b}_{\vec{k}}] + 2\mu_0 H_0 \sum_{\vec{k}} \hat{b}_{\vec{k}}^\dagger \hat{b}_{\vec{k}} \quad (2.77)$$

onde

$$\gamma_{\vec{k}} = z^{-1} \sum_i e^{i\vec{k} \cdot \vec{x}_i} \quad (2.78)$$

e assim escreve-se

$$\hat{\mathcal{H}}_0 = \sum_{\vec{k}} [2JzS(1 - \gamma_{\vec{k}}) + 2\mu_0 H_0] \hat{b}_{\vec{k}}^\dagger \hat{b}_{\vec{k}}. \quad (2.79)$$

Onde

$$\omega_{\vec{k}} = 2JSz(1 - \gamma_{\vec{k}}) + 2\mu_0 H_0 \quad (2.80)$$

Para valores pequenos de k comparados com o parâmetro de rede a , escreve-se a relação de dispersão de mágnons como

$$\omega_{\vec{k}} = 2\mu_0 H_0 + 2JS(ka)^2 \quad (2.81)$$

O hamiltoniano descrito em 2.77 leva em conta apenas as contribuições Zeeman e de exchange. Este hamiltoniano é suficiente para descrever o comportamento de onda em um sistema com ordenamento ferromagnético. Entretanto, em sistemas reais, existe ainda a contribuição da interação dipolar e da anisotropia. Essas contribuições, embora

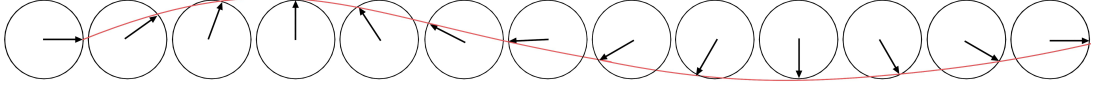


Figura 5 – Representação de uma onda de spin.

relevantes, não serão tratadas aqui. Assim o hamiltoniano para um sistema de spins com ordenamento ferromagnético pode ser escrito como

$$\hat{\mathcal{H}} = \sum_{\vec{k}} \hbar \omega_{\vec{k}} \hat{b}_{\vec{k}}^{\dagger} \hat{b}_{\vec{k}}. \quad (2.82)$$

onde $\hat{b}_{\vec{k}}^{\dagger}$ e $\hat{b}_{\vec{k}}$ são os operadores de criação e aniquilação de mágnons, repectivamente. Os autoestados desse hamiltoniano são representados por

$$|n_1, n_2, \dots, n_{\vec{k}}, \dots, n_N\rangle \quad (2.83)$$

onde n_k é o número de mágnons com energia $\hbar \omega_{\vec{k}}$. Como mágnons são bósons, não há restrição sobre o número de ocupação de estados e $n_{\vec{k}}$ varia de 0 a ∞ . Os operadores $\hat{b}_{\vec{k}}^{\dagger}$ e $\hat{b}_{\vec{k}}$ tem as seguintes propriedades

$$\hat{b}_{\vec{k}}^{\dagger} |n_1, n_2, \dots, n_{\vec{k}}, \dots, n_N\rangle = (n_{\vec{k}} + 1)^{1/2} |n_1, n_2, \dots, (n_{\vec{k}} + 1), \dots, n_N\rangle \quad (2.84)$$

$$\hat{b}_{\vec{k}} |n_1, n_2, \dots, n_{\vec{k}}, \dots, n_N\rangle = (n_{\vec{k}})^{1/2} |n_1, n_2, \dots, (n_{\vec{k}} - 1), \dots, n_N\rangle. \quad (2.85)$$

O estado de vácuo corresponde ao estado com nenhum mágnon

$$|0_1, 0_2, \dots, 0_{\vec{k}}, \dots, 0_N\rangle \equiv |0\rangle \quad (2.86)$$

E o estado que representa $n_{\vec{k}}$ com energia $\hbar\omega_{\vec{k}}$ é representado como $|n_{\vec{k}}\rangle$. Aplicando sucessivas vezes o operador de criação de mágnons, o estado de $|n_{\vec{k}}\rangle$ pode ser gerado a partir do estado de vácuo.

$$|n_{\vec{k}}\rangle = (n_{\vec{k}}!)^{-1/2} \prod_{n_{\vec{k}}} \hat{b}_{\vec{k}}^{\dagger} |0\rangle. \quad (2.87)$$

Para um entendimento maior das propriedades dos estados de mágnon, é importante relacionar os operadores $\hat{b}_{\vec{k}}^{\dagger}$ e $\hat{b}_{\vec{k}}$ com os operadores de desvio de spin.

$$\hat{S}_i^x = \frac{1}{2}(\hat{S}_i^+ + \hat{S}_i^-) = \left(\frac{S}{2N}\right)^{1/2} \sum_{\vec{k}} (\hat{b}_{\vec{k}} e^{-i\vec{k}\cdot\vec{x}_i} + \hat{b}_{\vec{k}}^{\dagger} e^{i\vec{k}\cdot\vec{x}_i}) \quad (2.88)$$

$$\hat{S}_i^y = -\frac{i}{2}(\hat{S}_i^+ - \hat{S}_i^-) = -i \left(\frac{S}{2N}\right)^{1/2} \sum_{\vec{k}} (\hat{b}_{\vec{k}} e^{-i\vec{k}\cdot\vec{x}_i} - \hat{b}_{\vec{k}}^{\dagger} e^{i\vec{k}\cdot\vec{x}_i}). \quad (2.89)$$

Na representação de Heisenberg, no qual o estado é quem evolui temporalmente, pode-se escrever

$$\hat{b}_{\vec{k}}(t) = \hat{b}_{\vec{k}}(0)e^{-i\omega_{\vec{k}}t} \quad \text{e} \quad \hat{b}_{\vec{k}}^{\dagger}(t) = \hat{b}_{\vec{k}}^{\dagger}(0)e^{i\omega_{\vec{k}}t} \quad (2.90)$$

Assim, se for calculado o valor esperado para os operadores de desvio de spin S_i^x e S_i^y , usando definição equivalente a 2.58 e 2.59, obtém-se

$$\langle n_{\vec{k}} | S_i^x(t) | n_{\vec{k}} \rangle = \langle n_{\vec{k}} | S_i^y(t) | n_{\vec{k}} \rangle = 0 \quad (2.91)$$

Isso mostra que a representação em (c) da Fig. 4 na qual os spins estão precessionando em torno de um campo magnético, omitido na figura, não são representados pelos estados (2.87). Os estados que correspondem à figura mencionada são os *estados coerentes de mágnons* [6, 7]. Analogamente aos estados coerentes de fótons [8], os estados coerentes de mágnon $|\alpha\rangle$ são definidos como autoestados do operador de aniquilação de mágnons

$$\hat{b}_{\vec{k}} |\alpha_{\vec{k}}\rangle = \alpha_{\vec{k}} |\alpha_{\vec{k}}\rangle \quad (2.92)$$

onde $\alpha_{\vec{k}}$ é um número complexo. Usando os estados coerentes, pode-se novamente calcular os valores esperados para os operadores de desvio de spin, como feito em 2.91. Encontra-se então o valor esperado para a componente x do operador desvio de spin [9]

$$\langle \alpha_{\vec{k}} | S_i^x(t) | \alpha_{\vec{k}} \rangle = \left(\frac{S}{2N}\right)^{1/2} \left\langle \alpha_{\vec{k}} \left| \sum_{\vec{k}} (\hat{b}_{\vec{k}} e^{-i\vec{k}\cdot\vec{x}_i} e^{-i\omega t} + \hat{b}_{\vec{k}}^{\dagger} e^{i\vec{k}\cdot\vec{x}_i} e^{i\omega t}) \right| \alpha_{\vec{k}} \right\rangle \quad (2.93)$$

Desenvolvendo a equação 2.93, temos

$$\langle \alpha_{\vec{k}} | S_i^x(t) | \alpha_{\vec{k}} \rangle = \sum_{\vec{k}} e^{-i\vec{k} \cdot \vec{x}_i} e^{-i\omega t} \langle \alpha_{\vec{k}} | \hat{b}_{\vec{k}} | \alpha_{\vec{k}} \rangle + \sum_{\vec{k}} e^{i\vec{k} \cdot \vec{x}_i} e^{i\omega t} \langle \alpha_{\vec{k}} | \hat{b}_{\vec{k}}^\dagger | \alpha_{\vec{k}} \rangle \quad (2.94)$$

Fazendo uso da definição de estado coerente de mágnons, 2.92, escreve-se

$$\langle \alpha_{\vec{k}} | S_i^x(t) | \alpha_{\vec{k}} \rangle = \sum_{\vec{k}} \left(\alpha_{\vec{k}} e^{-i\vec{k} \cdot \vec{x}_i} e^{-i\omega t} + \alpha_{\vec{k}}^* e^{i\vec{k} \cdot \vec{x}_i} e^{i\omega t} \right) \quad (2.95)$$

Assumindo, por simplicidade que $\alpha_{\vec{k}} = \alpha_{\vec{k}}^*$, escreve-se

$$\langle \alpha_{\vec{k}} | S_i^x(t) | \alpha_{\vec{k}} \rangle = S_x \cos(\vec{k} \cdot \vec{x}_i - \omega t) \hat{x} \quad (2.96)$$

Procedendo-se da mesma forma para a componente y , obtém-se

$$\langle \alpha_{\vec{k}} | S_i^y(t) | \alpha_{\vec{k}} \rangle = S_y \sin(\vec{k} \cdot \vec{x}_i - \omega t) \hat{y} \quad (2.97)$$

Assim, os estados coerentes de mágnons representam a precessão do spin, quando submetido a um campo magnético, como mostrada na Fig. 4.

2.5 Acoplamento por Exchange em Bicamadas

O estudo da física do acoplamento por exchange em bicamadas ferromagnéticas/antiferromagnéticas (FM/AF), além da grande importância para o entendimento da interação entre fases magnéticas, tem sido fértil em aplicações tecnológicas. Dispositivos, como cabeças de leitura para discos rígidos, que viabilizaram um grande salto na densidade de dados armazenados, já estão presentes na computação atual. Outro grande salto será a chegada das memórias magnéticas de acesso randômico (MRAM), que dissipam menos energia e não são voláteis como as DRAM.

EM 1957 W.H. Meiklejohn e C.P. Bean [10] publicaram um trabalho intitulado "Nova anisotropia magnética", onde tratava-se do descobrimento de uma nova anisotropia que causava o deslocamento da curva de histerese. O material que eles investigaram foi partículas de cobalto (Co) recobertas por uma fina camada de óxido de cobalto (CoO). Foi observado que o Co/CoO, quando resfriado a 77 K, na ausência de campo magnético, não exibia deslocamento na curva de magnetização, mas quando resfriado na mesma temperatura, mas na presença de um campo magnético intenso, havia um deslocamento da curva de magnetização. A este fenômeno, eles atribuíram o termo anisotropia de exchange e associaram o fenômeno à interação entre um material ferromagnético e outro antiferromagnético.

Uma forma de diferenciar essa nova propriedade, é observar as curvas de torque¹ e energia. Para um material com anisotropia uniaxial o torque pode ser descrito como

$$T = -\frac{\partial E}{\partial \theta} = -K_1 \sin 2\theta \quad (2.98)$$

portanto, tem-se a energia dada por

$$E = \int K_1 \sin 2\theta d\theta = K_1 \sin^2 \theta + K_0 \quad (2.99)$$

É fácil ver que a energia tem um mínimo em $\theta = 0^\circ$ e $\theta = 180^\circ$. Isso indica que essas direções ao longo do eixo c possuem equilíbrio estável. Já para um material com anisotropia de exchange ou unidirecional o torque pode ser descrito como

$$T = -\frac{\partial E}{\partial \theta} = -K_u \sin \theta \quad (2.100)$$

e assim tem-se a energia

$$E = \int K \sin \theta d\theta = -K_u \cos \theta + K_0 \quad (2.101)$$

onde K_1, K_0 e K_u são constantes de anisotropia e θ é o ângulo entre a magnetização e o seu eixo fácil. Essas constantes podem depender da temperatura e de outros parâmetros do material, mas não do campo magnético. Examinando a última função da energia, vê-se que só existe mínimo para $\theta = 0^\circ$. Isso indica que só nessa direção existe equilíbrio estável.

O deslocamento da curva de histerese pode ser explicado escrevendo-se a energia livre. Para uma partícula com anisotropia uniaxial com um único domínio magnético, pode-se escrever a energia livre da partícula, em um campo magnético com direção oposta à direção da magnetização, como

$$F = HM_s \cos \theta + k_1 \sin^2 \theta \quad (2.102)$$

Minimizando essa energia, encontra-se o campo coercivo

$$H_c = \frac{2K_1}{M_s} \quad (2.103)$$

Se a anisotropia de exchange for introduzida ad hoc, tem-se então a expressão para a energia livre dada por

$$F = HM_s \cos \theta + K_1 \sin^2 \theta - K_u \sin^2 \theta \quad (2.104)$$

¹ Curvas obtidas através da medição do torque gerado na magnetização de uma amostra quando esta é submetida a um campo magnético externo.

observa-se que a expressão será a mesma da anterior, se definirmos um campo efetivo $H' = H - K_u/M_s$. E assim é possível ver que a anisotropia unidirecional dá um deslocamento no eixo de H dado por K_u/M_s .

Com essa nova descoberta, tinha-se mais uma forma de aumentar o campo coercivo de um material, o que é importante em aplicações. Outras combinações de partículas foram sendo estudadas, como por exemplo, FeCo/FeCoO, Ni/NiO, Fe/FeO. Embora tenha sido importante o estudo dessas partículas para a comprovação de que o fenômeno se dá devido à interação FM/AF, essas partículas não tinham seu crescimento bem controlado e modelos teóricos para descrevê-las eram complicados. Só com o advento de novas técnicas de fabricação, como por exemplo, deposição física por vapor (sputtering), foi possível depositar sobre um material FM um filme de um material AF, formando bicamadas com diversas combinações de materiais e com o controle sobre a qualidade dos filmes.

Uma forma de se preparar bicamadas acopladas por exchange é submeter o sistema a uma temperatura maior que a temperatura de Néel (T_N), temperatura esta que é a crítica para a fase antiferromagnética. Como os materiais ferromagnéticos tem uma temperatura de Curie (T_C) bem maior que T_N , o FM ainda estará na fase ferromagnética. Quando se aplica um campo externo forte o suficiente, e com $T_N < T < T_C$, os spins do FM irão se alinhar de acordo com o campo aplicado, tornando o material FM saturado. Ao baixar a temperatura tal que $T < T_N$, o AF passará para a fase antiferromagnética e os spins da primeira camada irão se alinhar com os spins do ferromagnético Fig.6, formando a anisotropia unidirecional na interface FM/AF.

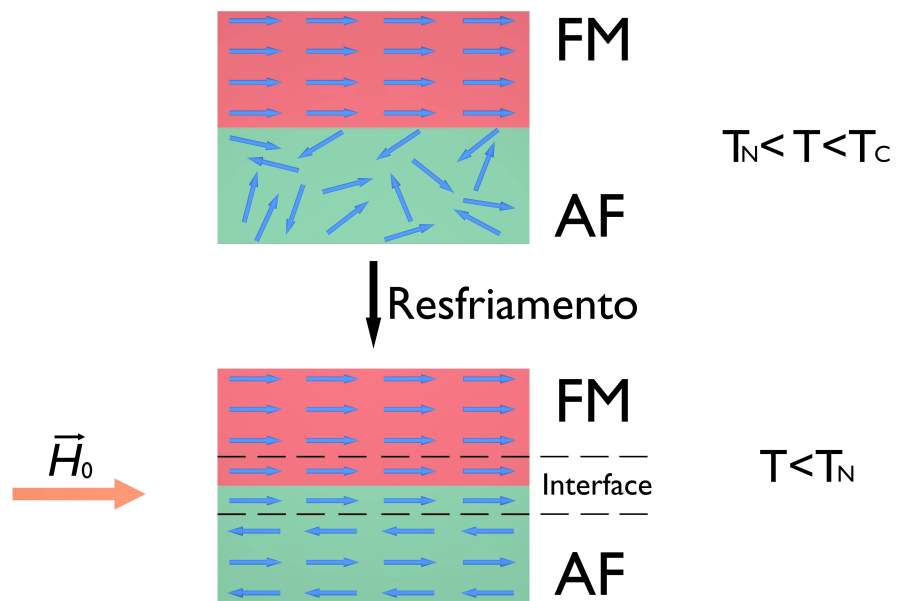


Figura 6 – Fabricação de uma bicamada FM/AF.

Um ciclo de histerese, Fig. ?? é a curva que descreve o comportamento da magnetização sob a aplicação de um campo magnético externo. Uma forma de obtê-la teoricamente

é escrevendo todas as energias envolvidas em um determinado material. Para cada valor de campo aplicado, o sistema se comportará fazendo com que a magnetização minimize a sua energia livre. Nesse momento, será exposto, de maneira pictórica, o que acontece com os spins na interface FM/AF ao longo do ciclo de histerese.

Como visto, após a finalização do processo de fabricação, os spins do material FM ficam com a mesma orientação dos spins do material AF Fig.6, na interface entre eles. O campo magnético $\vec{H}_0$, paralelo ao eixo de anisotropia unidirecional, começa com a magnitude máxima positiva. Nesse ponto os spins do FM estão alinhados com o campo magnético externo. Ao ser diminuído continuamente, o campo magnético passará para o valor negativo, e os spins do FM deveriam acompanhar $\vec{H}_0$, mas devido ao acoplamento com os spins do AF, eles sofrem um torque e permanecem na mesma orientação até que $(H > |H_{eb} + H_C|)$ e os spins do FM passarão a ficar orientados no mesmo sentido do campo, mas contrário ao sentido dos spins do AF. Assim, o campo externo necessário para reverter a magnetização é $(H = |H_{eb} + H_C|)$. Após o campo magnético externo atingir seu valor máximo negativo, ele começa a ir no sentido a torna-se novamente positivo. Se não houvesse interação de exchange, a curva de magnetização seria simétrica em torno do eixo da magnetização, pois o campo externo deveria apenas vencer a coercividade. Entretanto, por causa da presença do AF, os spins do FM irão inverter o sentido em um valor de campo menor(em módulo), facilitado pelo torque sofrido pelos spins do AF. Esse deslocamento é exatamente causado pela presença da anisotropia unidirecional, como já mostrado anteriormente, sob outra abordagem.

2.6 Energias Magnéticas em uma bicamada FM/AF

Modelos fenomenológicos de energia livre em multicamadas magnéticas contribuem de maneira relevante para poder estudar, por exemplo, a dinâmica da magnetização, resultando até na obtenção de curvas de histereses por meio de simulação computacional. Este modelos também são usados para explicar mecanismos de relaxação, etc. De maneira geral, em um sistema composto por duas camadas, uma FM e outra AF, a energia livre magnética pode ser escrita como

$$E = E_{FM} + E_{EX} \quad (2.105)$$

onde E_{FM} e E_{EX} são as energias associadas ao ferromagnético e ao acoplamento entre as camadas FM/AF, respectivamente.

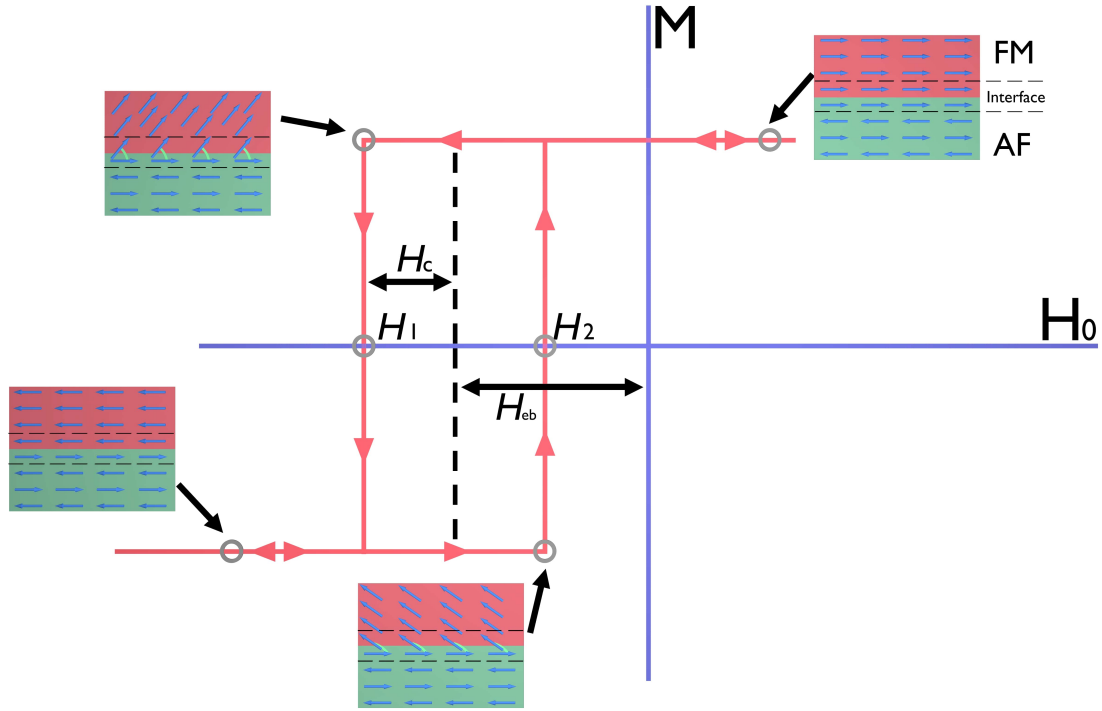


Figura 7 – Figura esquemática mostrando a configuração dos spins em uma camada FM/AF em um ciclo de histerese.

2.6.1 Energia Zeeman

Na seção 2.1 já foi vista a energia Zeeman. Mas, para o tratamento de bicamadas ela pode ser escrita de maneira mais conveniente como

$$E_z = -(\vec{M}_{FM} \cdot \vec{H})t_{FM} \quad (2.106)$$

onde t_{FM} é a espessura do filme ferromagnético.

2.6.2 Energia de Desmagnetização

Em um meio material magnetizado, existe uma "densidade de carga magnética" $\sigma_M = \hat{n} \cdot \vec{M}$ na superfície que cria um campo $\vec{H}_d$ (campo desmagnetizante), que se opõe ao campo $\vec{H}$ dentro da amostra, de modo que se escreve o campo $\vec{H}_i$, campo magnético dentro da amostra, como

$$\vec{H}_i = \vec{H} - \vec{H}_d \quad (2.107)$$

De maneira geral, o campo desmagnetizante pode ser escrito como

$$\vec{H}_d = \overleftarrow{N} \cdot \vec{M}_{FM} \quad (2.108)$$

onde $\vec{M}_{FM}$ é a magnetização do material ferromagnético e $\overleftrightarrow{N}$ é o tensor de desmagnetização, que depende da forma da amostra. Se uma amostra tem a superfície plana e a magnetização é normal à superfície, o tensor será tratado como uma constante, a saber, $N = 1$. Se o filme for contínuo, a energia da desmagnetização E_d por unidade de área A é escrita como

$$E_d = -\frac{1}{2A} \int (\vec{M}_{FM} \cdot \vec{H}_d) dV \quad (2.109)$$

Considerando um elipsoide, uniformemente magnetizado, com os seus semieixos coincidentes com os eixos do sistema de coordenadas, $\overleftrightarrow{N}$ tem representação dada por uma matriz diagonal

$$N = \begin{pmatrix} N_x & 0 & 0 \\ 0 & N_y & 0 \\ 0 & 0 & N_z \end{pmatrix}$$

e a energia de desmagnetização por unidade de área é dada por

$$E_d = \frac{1}{2} M^2 (N_x^2 \alpha_1^2 + N_y^2 \alpha_2^2 + N_z^2 \alpha_3^2) \quad (2.110)$$

onde α_1 , α_2 e α_3 são os cossenos diretores. Um filme fino uniformemente magnetizado pode ser visto com um elipsoide com um semieixo muito maior que os outros dois. Admitindo eixo OZ perpendicular ao plano do filme, a energia de desmagnetização é escrita como

$$E_d = (2\pi |\vec{M}_{FM}|^2 \cos^2 \theta) t_{FM} \quad (2.111)$$

ou ainda pode ser escrita como

$$E_d = 2\pi (\vec{M}_{FM} \cdot \hat{n})^2 t_{FM} \quad (2.112)$$

de maneira que a energia terá o seu mínimo quando o produto interno for nulo, ou seja, o ângulo polar $\theta = \pi/2$. Portanto, a magnetização deverá estar no plano do filme.

2.6.3 Energia de Anisotropia Cúbica

Na seção de anisotropias magnéticas foi vista a energia de anisotropia cúbica como uma expansão geral. Nessa seção de energias magnéticas, ela será apenas reescrita para se adequar mais adiante a uma expressão para a energia livre magnética total. A equação (2.47) está em energia por unidade de volume. É conveniente para filmes escrever a energia por unidade de área, então tem-se a expressão dada por

$$E_{AC}^{Cub} = (K_1(\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_1^2 \alpha_3^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2) + K_2 \alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2) t_{FM} \quad (2.113)$$

Como $K_1 \gg K_2$ a energia de anisotropia cúbica ainda pode ser escrita como

$$E_{AC}^{Cub} = K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_1^2\alpha_3^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2)t_{FM} \quad (2.114)$$

2.6.4 Energia de Anisotropia Uniaxial

A equação (2.55) também está como uma densidade volumétrica de energia. É conveniente escrevê-la como uma densidade superficial, portanto, desprezando termos de ordem mais alta e como geralmente $K_1 \gg K_2$ a expressão torna-se

$$E_{AC}^{Uni} = (K_1 \sin^2 \theta)t_{FM} \quad (2.115)$$

A expressão ainda pode ser escrita de forma mais conveniente como

$$E_{AC}^{Uni} = -K_1 \left(\frac{\vec{M}_{FM} \cdot \hat{u}_{FM}}{M_{FM}} \right) t_{FM} \quad (2.116)$$

onde foi escolhido $K_1 < 0$, o que corresponde a uma direção dura para o eixo de anisotropia. O versor $\hat{u}_{FM}$ dá a direção da anisotropia uniaxial no filme ferromagnético.

2.6.5 Energia de Superfície

Previamente foi abordado apenas o volume e negligenciadas as interfaces. Na interface, os átomos tem vizinhança diferente quando comparado ao volume e por isso termos de ordem mais baixa de α aparecem na energia de anisotropia. De maneira geral, trata-se as constantes de anisotropia como constantes de anisotropias efetivas K_{eff} e escreve-se

$$K_{eff} = K_V + 2K_S/d \quad (2.117)$$

onde K_V e K_S são respectivamente as constantes de anisotropia devidas ao volume e à superfície, d é a espessura da amostra e o fator 2 leva em conta que as duas superfícies formadas são idênticas. Do ponto de vista fenomenológico, qualquer termo de energia de superfície deve expressar a tendência dos spins da superfície estarem paralelos ou perpendiculares ao vetor normal do plano que define a superfície. A orientação dos spins na superfície vai depender então de um tipo de transição de reorientação de spin, onde a espessura crítica d_c é dada por

$$d_c = -\frac{2K_S}{K_V} \quad (2.118)$$

Se $d < d_c$ a magnetização será perpendicular ao plano do filme e se $d > d_c$ a magnetização será paralela ao mesmo, conforme ilustra a Fig.8. Então a contribuição da anisotropia de volume domina para filmes espessos, fazendo com que a magnetização fique no plano do filme, acompanhando a magnetização do volume, considerada paralela ao plano do filme. Quando a espessura diminui abaixo da espessura crítica, há uma mudança na magnetização da superfície, ficando orientada perpendicularmente ao plano. Esse comportamento pode ser visto como a competição entre a energia de superfície e a energia de exchange, que tenta alinhar os spins e manter a mesma direção da magnetização ao longo da espessura do filme. Caso a energia de superfície seja maior do que a de exchange, ocorrerá uma rotação da magnetização ao se aproximar da superfície Fig. 9, tornando-a perpendicular ao plano do filme na superfície. Caso contrário, a interação de exchange domina e a magnetização continua paralela à superfície do filme.



Figura 8 – As contribuições superficiais e de volume dependem da espessura do filme.

Pode-se ver então que a anisotropia de superfície para filmes finos comporta-se como um tipo de anisotropia uniaxial (como mostrada anteriormente), onde a magnetização terá eixo fácil no eixo c , perpendicular à superfície da amostra. Escreve-se então, em primeira aproximação, a energia de anisotropia de superfície como

$$E_S = -2K_S \cos^2 \theta \quad (2.119)$$

onde θ é o ângulo entre a magnetização e a normal ao plano do filme. A energia de anisotropia de superfície pode também ser escrita como

$$E_S = -2K_S \left(\frac{\vec{M}_{FM} \cdot \hat{n}}{M_{FM}} \right)^2 \quad (2.120)$$

onde $\hat{n}$ é o vetor unitário normal à superfície.

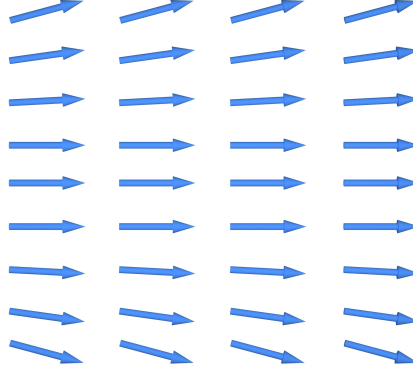


Figura 9 – Comportamento dos spins quando a anisotropia de superfície é relevante.

2.6.6 Energia de Exchange

Quando duas camadas de átomos, uma com ordenamento ferromagnético e a outra antiferromagnético, são postas em contato, há um acoplamento entre os spins das duas camadas e surge uma energia devido a esse acoplamento. À essa energia é dada o nome de *energia de exchange* e ela é responsável pela anisotropia de exchange, detetada em curvas de histerese para bicamadas FM/AF. A energia de exchange por unidade de área pode ser escrita, fenomenologicamente como

$$E_{AE} = -J_{Ex} \cos(\phi_{FM} - \phi_A^{AF}) \quad (2.121)$$

onde ϕ_{FM} e ϕ_A^{AF} [11] são os ângulos que a magnetização e a anisotropia de exchange fazem com um eixo de referência, respectivamente. J_{Ex} é a constante de anisotropia de exchange. Pode-se ainda definir um campo de anisotropia de exchange, $H_E \equiv J_{Ex}/(t_{FM}M_{FM})$. A energia de anisotropia de exchange pode ainda ser escrita de forma mais conveniente como dependentes das magnetizações das camadas FM e AF

$$E_{AE} = -J_{EX} \left(\frac{\vec{M}_{FM} \cdot \vec{M}_{AF}}{M_{FM}M_{AF}} \right) \quad (2.122)$$

2.6.7 Energia Associada à Parede de Domínio

Viu-se, anteriormente, que a energia de exchange tende a alinhar todos os spins de um ferromagnético. Então, deveria-se esperar que só houvesse apenas um domínio

magnético: Todos os spins estariam alinhados na mesma direção em toda a extensão do material. Embora a presença de um único domínio minimize a energia de exchange, não minimizará a energia total, formada também por termos de energia magnetocristalina, magnetoestática e de magnetostricção. Portanto, a formação de domínios magnéticos serve para minizar a energia livre total. O primeiro a observar a presença de domínios em materiais ferromagnéticos foi Bitter [12], que observou o padrão de inomogeneidade utilizando partículas de Fe_2O_3 em suspensão em um líquido. Observações destes domínios magnéticos foram feitas mais tarde utilizando a técnica de MOKE [13, 14].

A fronteira entre domínios magnéticos adjacentes é chamada de *parede de domínio* ou *paredes de Bloch*. Nessa região, em torno de $10\ \mu\text{m}$ Fig.10 a magnetização sofre rotação de geralmente 180° ou 90° .

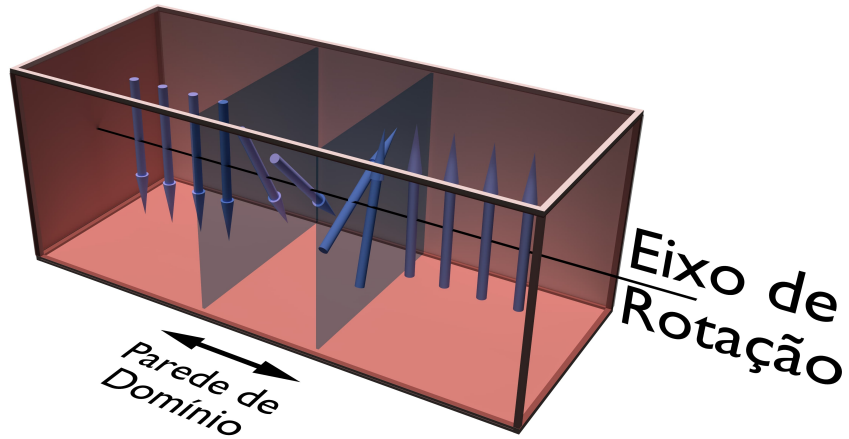


Figura 10 – Representação de uma parede de domínio.

Fazendo considerações de que a parede de domínio é formada no material antiferromagnético e que o material ferromagnético se comporta como monodomínio, pode-se escrever, segundo Mauri, [15] a energia de parede de domínio como

$$E_W = \sigma_W(1 - \cos \phi) \quad (2.123)$$

onde ϕ é ângulo que os spins fazem com uma direção referencial, adotada como a direção do eixo z e $\sigma_W = 2\sqrt{AK}$ é a energia por unidade de área de superfície. Desprezando o termo σ_W , já que se trata apenas de uma constante e o que é relevante para os modelos de energia são as derivadas, a energia de parede de domínio também pode ser escrita de

forma mais conveniente como

$$E_W = -\sigma_W \left(\frac{\vec{M}_{FM} \cdot \hat{u}_{AF}}{M_{FM}} \right) \quad (2.124)$$

onde $\vec{M}_{FM}$ é a magnetização no ferromagnético e $\hat{u}_{AF}$ é o versor que dá a direção da anisotropia na camada ferromagnética. Ainda pode ser definido o campo devido à parede de domínio por $H_W \equiv \sigma_W / (t_{FM} M_{FM})$

2.6.8 Energia de Grãos Rotacionais

Desde a descoberta da anisotropia de exchange [10] vários modelos para o acoplamento FM/AF foram propostos. Geralmente estes modelos se dividiam em duas classes. A primeira classe de modelos [16, 17] considerava que os spins no antiferromagnético ficavam "congelados" quando a magnetização girava. Nesses modelos, a anisotropia de exchange era devida ao acoplamento entre os spins do ferromagnético e os spins não compensados do material antiferromagnético, como mostrado na Fig.6. Na segunda classe de modelos [15, 18], é considerado que os spins do antiferromagnético sofrem alteração da sua configuração quando a magnetização sofre reversão, de forma que paredes de domínio parciais são formadas paralelamente à interface do antiferromagnético. Devido ao fato de as duas classes de modelos preverem corretamente o campo de exchange bias, é difícil verificar experimentalmente qual o comportamento que ocorre na interface. Uma nova abordagem sobre o problema foi dado por R.D.McMichael e M.D.Stiles [19, 20] no qual foram feitos experimentos em $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ sobre NiO. Comparando o campo de exchange bias entre medidas de ressonância ferromagnética e magnetorresistência, chegaram à conclusão que existia uma movimentação na configuração dos spins no material antiferromagnético. Posteriormente, publicaram um modelo no qual era considerado que no filme AF existia um conjunto de grãos de diferentes tamanhos e anisotropias. Esses grãos foram divididos em dois tipos: Os estáveis e os instáveis. Os grãos estáveis tem uma constante de acoplamento FM/AF alta e a anisotropia praticamente paralela à do campo de exchange-bias e não revertem os seus spins durante a reversão da magnetização, mantendo a ordem ferromagnética e contribuindo para o campo de exchange-bias. Os grãos instáveis tem também uma alta constante de acoplamento, mas os seus spins acompanham os spins do FM, contribuindo para o aumento do campo coercitivo.

Os grãos instáveis acompanham a magnetização e introduzem o termo de anisotropia rotacional na energia livre para uma bicamada FM/AF. A energia de anisotropia rotacional por unidade de área é dada por

$$E_A^{Rot} = -(\vec{M} \cdot \vec{H}_{ar}) t_{FM} \quad (2.125)$$

O campo de anisotropia rotatória H_{ar} é paralelo à magnetização e é definido como

$$H_{ar} \equiv \frac{K_{ar} t_{FM}}{M_{FM}} \quad (2.126)$$

onde K_{ra} é a constante de anisotropia rotacional. E assim pode-se escrever,

$$E_A^{Rot} = - \left(\frac{\vec{M}_{FM} \cdot \hat{h}_{ar}}{M_{FM}} \right) \quad (2.127)$$

onde $\hat{h}_{ar}$ é o versor do campo de anisotropia rotatória.

2.6.9 Energia Livre Para Uma Bicamada Acoplada Por Exchange

Todas as energias vistas anteriormente desempenham papel importante em bicamadas de FM/AF acopladas por exchange. Entretanto, a energia de anisotropia cúbica, devido ao fato dos materiais investigados serem policristalinos, é desprezível. Portanto, a energia livre magnética total por unidade de área escreve-se como

$$E = - \left[\vec{H} \cdot \vec{M}_{FM} + (2\pi M_{FM}^2 - K_S) \left(\frac{\vec{M}_{FM} \cdot \hat{n}}{M_{FM}} \right) + K_1 \left(\frac{\vec{M}_{FM} \cdot \hat{u}_{FM}}{M_{FM}} \right) \right] t_{FM} \quad (2.128)$$

$$- J_{EX} \frac{\vec{M}_{FM} \cdot \vec{M}_{AF}}{M_{FM} M_{AF}} - \sigma_W \frac{\vec{M}_{AF} \cdot \hat{u}_{AF}}{M_{AF}} - K_{ar} \left(\frac{\vec{M}_{FM} \cdot \hat{h}_{ar}}{M_{FM}} \right)$$

3 TÉCNICAS EXPERIMENTAIS

3.1 Espalhamento Brillouin de luz

O espalhamento elástico de luz foi introduzido por Lord Rayleigh a fim de explicar porque o céu era azul e, desde então, ele continuou redefinindo a sua teoria de espalhamento de luz com artigos sendo publicados de 1871 a 1899. Entretanto, questões sobre a origem do espalhamento elástico e a sua correlação com a agitação térmica molecular ainda continuou uma incógnita. Na época, C.V. Raman, em seus trabalhos, introduziu o conceito de espalhamento inelástico, observando que poderia ocorrer grandes deslocamentos na frequência da luz espalhada quando esta interagia com a matéria. Ele atribuiu esse fenômeno a vibrações intramoleculares.

O espalhamento inelástico da luz em matéria condensada foi proposto por Léon Brillouin em 1922. Este espalhamento, diferentemente do proposto por Raman, tem origem em interações entre as moléculas, como por exemplo, ondas acústicas na matéria (fônons acústicos). O espalhamento Brillouin só foi experimentalmente investigado após o efeito Raman.

A técnica do espalhamento Brillouin pode ser usada para estudar fônons, pólarons e mágnons. Para o estudo de ondas de spin, o BLS (Brillouin Light Scattering) tem a vantagem de medir localmente, diferentemente de métodos elétricos, como caracterização utilizando microondas. Com o BLS pode-se detectar ondas de spin (e fônons) em qualquer ponto da amostra, em contrapartida, quando se utiliza antenas, tem-se apenas a detecção no local onde a mesma é fixada. Outra vantagem do BLS é que pode-se detectar ondas de spin além do regime uniforme $\vec{k}=0$.

3.1.1 Princípios sobre espalhamento Brillouin

Nesta seção, a abordagem sobre o espalhamento de luz será feita classicamente, embora seja possível analisar o mesmo fenômeno usando teoria quântica. A descrição clássica sobre o espalhamento de luz desenvolvida a seguir é válida para excitações coletivas (fônons ou mágnons).

Um meio pode ser visto como pequenos elementos de volume que englobam várias moléculas. A luz, ao incidir nesses volumes, irá induzir momentos de dipolo elétrico em cada um desses elementos e eles irão ser a fonte da luz espalhada. Entretanto, para um meio isotrópico, a intensidade resultante da luz emitida seria nula, pois cada elemento de volume iria emitir radiação com uma fase tal que a fase da radiação emitida por outro elemento interferisse destrutivamente. Não obstante, flutuações térmicas nas moléculas do meio farão com que a constante dielétrica sofra flutuações e são essas flutuações que irão

espalhar os fótons incidentes.

O processo de espalhamento inelástico de luz é caracterizado em duas equações de conservação, uma para a energia e outra para a momento.

$$\hbar\omega_s = \hbar\omega_i \pm \hbar\omega \quad (3.1)$$

$$\hbar\vec{k}_s = \hbar\vec{k}_i \pm \hbar\vec{k} \quad (3.2)$$

e a imagem que representa as duas equações é mostrada abaixo

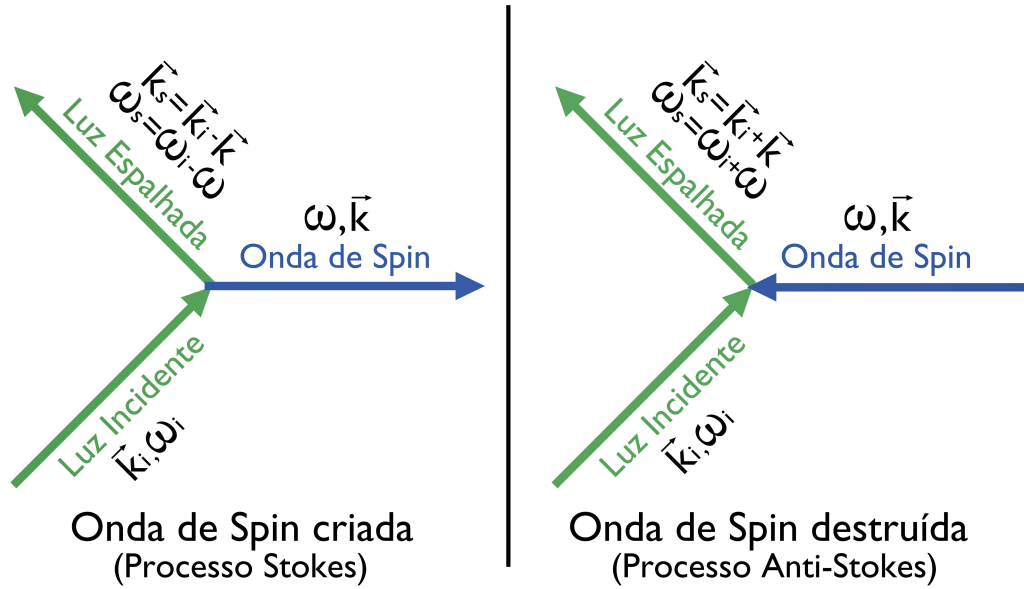


Figura 11 – Representação dos processos Stokes e Anti-Stokes.

Sejam $\vec{k}_i$, $\vec{k}_s$ e $\vec{q}$ os vetores de onda da onda incidente, espalhada e de uma onda acústica, respectivamente. Pode-se então escrever

$$\vec{k}_s - \vec{k}_i = \pm \vec{q} \quad (3.3)$$

Da figura 12 pode-se escrever a seguinte relação

$$q^2 = k_s^2 + k_i^2 - 2\vec{k}_s \bullet \vec{k}_i \quad (3.4)$$

onde θ é conhecido como ângulo de espalhamento. Como a velocidade do som é muito menor que a da luz, escreve-se $|\vec{k}_s| = |\vec{k}_i|$. E então

$$|\vec{q}| = 2|\vec{k}_s| \sin \frac{\theta}{2} \quad (3.5)$$

E assim tem-se uma relação entre os vetores de onda da onda espalhada e da onda acústica. Pode-se também ver que modificando o ângulo ϕ , seleciona-se o $\vec{q}$.

O espalhamento Brillouin de luz é baseado no espalhamento inelástico de fótons por mágnons ou fônons. Durante o processo de espalhamento, há transferência de momento do fóton incidente para as excitações coletivas. Assim, a mudança da frequência angular de ω_i para ω_s pode gerar a criação de um mágnon (Processo Stokes) ou a aniquilação de um mágnon (Processo Anti-Stokes).

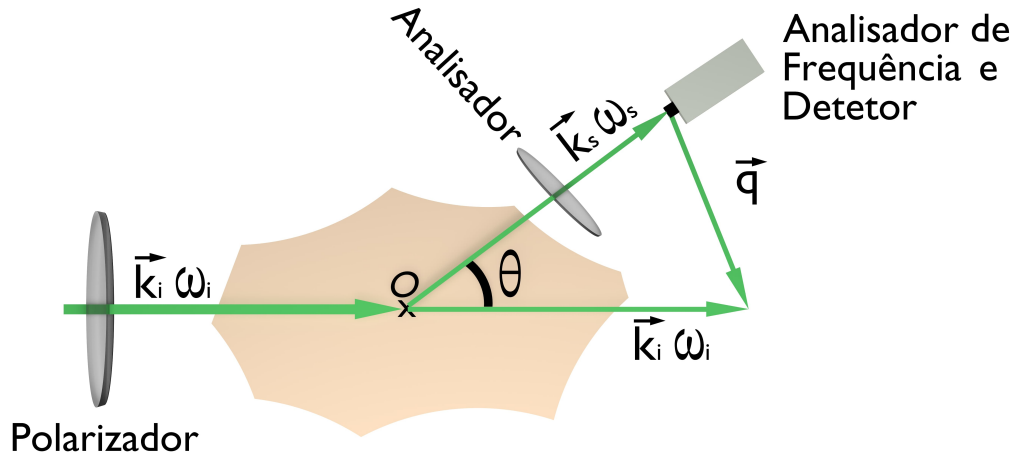


Figura 12 – Descrição de um arranjo genérico de espalhamento de luz.

A energia trocada provém da onda de spin, de modo que é possível escrever $\omega = \omega_s \pm \omega_i$, onde ω é a frequência angular da onda de spin, que é relacionada com o seu comprimento de onda pela velocidade de fase v da onda. Assim

$$\omega = \frac{2\pi v}{\lambda} \quad (3.6)$$

de forma que a luz espalhada sofre um deslocamento Doppler dado por

$$\omega_s = \omega_i \pm \frac{vq}{2\pi} = \omega_i \pm \frac{v}{2\pi} \frac{4\pi n}{\lambda} \sin \frac{\phi}{2} \quad (3.7)$$

Assim, da Eq. 3.5

$$\omega_s = \omega_i \pm \frac{v}{2\pi} \frac{4\pi n}{\lambda} \sin \frac{\phi}{2} \quad (3.8)$$

Na expressão acima, o sinal negativo corresponde à criação de mangon (Stokes) e o sinal positivo à aniquilação do mágnon (Anti-Stokes). Portanto, o espectro BLS consistirá de dois sinais simétricos em relação ao Rayleigh: Stokes à esquerda e Anti-stokes à direita.

3.1.2 Princípios do Interferômetro Fabry-Perot

Como já tratado na seção anterior, pelo processo de espalhamento inelástico, há um deslocamento em frequência dos fótons espalhados. Esse deslocamento é da ordem de alguns MHz a GHz. É preciso então uma espectroscopia de alta resolução para se poder investigar as frequências das ondas de spin. Mais adiante, será visto que para se alcançar tal resolução são utilizados interferômetros Fabry-Perot com múltiplas passagens junto a uma fonte de laser monocromática.

Um interferômetro Fabry-Perot é formado por duas placas com interfaces internas espelhadas espaçadas por uma distância d que vai de micrômetros até centímetros, podendo essa distância ser modificada. A luz incidente sofre múltiplas reflexões na cavidade entre os espelhos e para cada incidência no segundo espelho também há uma transmissão através deste, resultando em múltiplas transmissões. Usualmente usa-se um revestimento anti-reflexivo para prevenir as reflexões pelas faces não espelhadas. Por conseguinte, um único FPI (Fabry-Perot Interferometer) é simplesmente uma cavidade ressonante com um fator Q tão maior quanto maior for a refletividade R dos espelhos. A um FPI com alto Q é dito ter uma finesse alta (3.12).

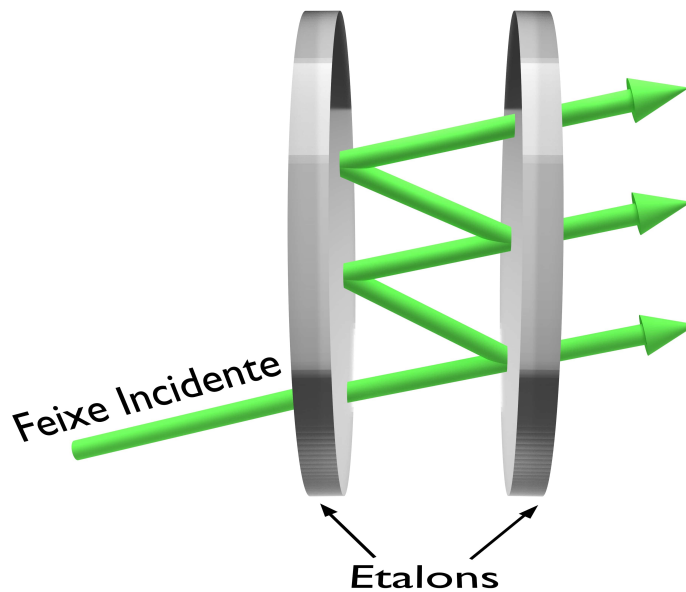


Figura 13 – Um etalon: Par de duas placas paralelas com superfícies internas refletoras. A distância d é variável.

Dentro da cavidade, por causa das múltiplas reflexões, há interferência entre os feixes refletidos e somente a luz com comprimento de onda λ que satisfaz a equação abaixo é maximamente transmitida.

$$m\lambda = 2nd \cos\phi \quad (3.9)$$

onde ϕ é ângulo que o feixe incidente faz com a normal do FPI, n é o índice de refração do meio entre os espelhos (geralmente ar, $n=1$) e $m \in \mathbb{Z}$. Considerando uma incidência normal $\phi = 0$, tem-se

$$\lambda = \frac{2d}{m} \quad (3.10)$$

O que mostra os λ definidos pela equação acima serão transmitidos com a máxima intensidade. Da equação acima também pode-se notar que para um dado d existe uma multiplicidade de comprimentos de onda que terão transmissão máxima. A separação de picos de ordem m e $m + 1$, dá-se o nome de *free spectral range* (FSR) = $\Delta\lambda$. A seguir é escrito o FSR no domínio dos comprimentos de onda

$$FSR = \frac{\lambda^2}{2d} \quad (3.11)$$

Um outro parâmetro importante do FPI é a finesse. Ela pode ser definida como a razão entre o FSR e a largura do pico transmitido a meia altura $\delta\lambda$

$$F = \frac{\Delta\lambda}{\delta\lambda} \quad (3.12)$$

A finesse é resultando de alguns fatores como o quão planos são os espelhos (finesse de planicidade, F_P) e a finesse de refletividade F_R , dada por

$$F_R = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \quad (3.13)$$

De forma que a finesse associada aos interferômetros F_I é escrita como

$$\frac{1}{F_I^2} = \frac{1}{F_F^2} + \frac{1}{F_R^2} \quad (3.14)$$

Embora as equações 3.10 e 3.11 mostrem que seria suficiente diminuir o espaçamento entre os espelhos d para aumentar a finesse, quando se faz isso incrementa-se $\delta\lambda$ e então a resolução diminui. Na prática, devido a limitações da qualidade dos espelhos e dos revestimentos se obtém uma finesse máxima em torno de 100. Ainda existe uma outra finesse, a associada ao pinhole de entrada do iterferômetro F_P

$$F_P^2 = \frac{4\lambda f^2}{D^2 d} \quad (3.15)$$

onde D, f e d são o diâmetro do pinhole, a distância focal da lente antes do FPI e a separação entre os espelhos, respectivamente. Portanto, pode-se escrever a finesse total como

$$\frac{1}{F^2} = \frac{1}{F_I^2} + \frac{1}{F_P^2} \quad (3.16)$$

e pode-se interpretá-la como uma finesse efetiva. A distribuição dos campos elétricos dentro do FPI é dada pela distribuição de Airy

$$A(\sigma) = \left(\frac{T}{1-R}\right)^2 \frac{1}{1 + \left(\frac{4F^2}{\pi^2}\right) \sin^2(2\pi n \sigma d \cos \phi)} \quad (3.17)$$

onde $\sigma = \frac{1}{\lambda}$. A expressão acima descreve a intensidade da luz transmitida pelo FPI. Em uma incidência normal e definindo o primeiro fator da equação acima por T_0 , como a máxima transmissão possível. Computando as perdas do sistema e a finesse, pode-se escrevê-la como

$$T = \frac{T_0}{1 + \left(\frac{4F^2}{\pi^2}\right) \sin^2(2\pi n \sigma d)} \quad (3.18)$$

Por fim, ainda define-se o contraste C do interferômetro como sendo a razão entre a intensidade máxima e a intensidade mínima.

$$C = 1 + \frac{4F^2}{\pi^2} \quad (3.19)$$

É importante ressaltar que o que foi visto acima é apenas para um interferômetro Fabry-Perot com apenas uma passagem. Um gráfico da transmissão em função do comprimento de onda da luz para diferentes R é visto na Fig. 14

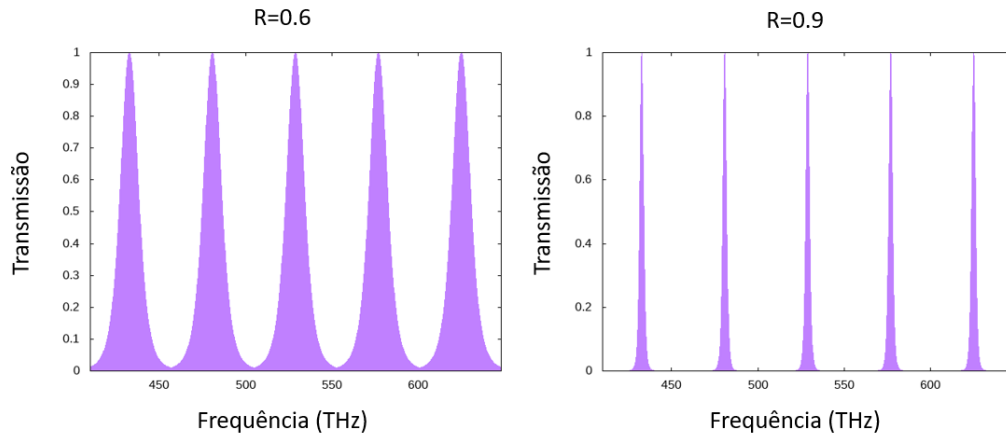


Figura 14 – Transmissão para duas refletividades.

3.1.3 Limitações dos Primeiros Interferômetros Fabry-Perot

A forma mais simples de se construir um interferômetro Fabry-Perot é colocar dois espelhos formando uma cavidade, como mostrado na Fig.15

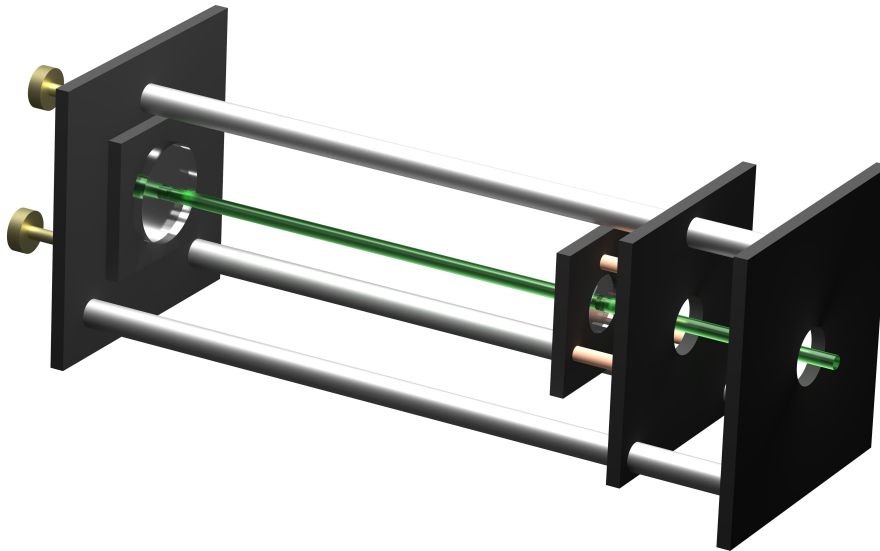


Figura 15 – Montagem de um interferômetro Fabry-Perot.

Observa-se, na figura 15, que a estrutura é montada em 3 hastes, estas com baixo coeficiente de dilatação. Estas hastes suportam os 3 piezoelétricos, que estão conectados ao espelho de varredura. Na outra extremidade é possível ver o segundo espelho, que fica fixo e deve estar paralelo ao primeiro. Os parafusos micrométricos podem ser ajustados para manter o paralelismo do espelho fixo com o espelho de varredura. Para um ajuste mais fino do paralelismo, uma tensão deve ser aplicada aos piezoelétricos. O escaneamento ocorre quando é aplicada, simultaneamente, uma tensão de varredura aos 3 piezoelétricos.

Uma outra forma de construção para aumentar o contraste é fazer com que a luz realize múltiplas passagens pelo FPI. Na Fig.16 mostra-se um FPI com três passagens, usado em uma montagem para detecção da luz espalhada por ondas de spin.

Apesar dessas construções funcionarem com bastante sucesso, existem algumas dificuldades técnicas na operação do interferômetro Fabry-Perot. São elas

- Inclinação do espelho: Devida a não homogeneidade entre os piezoelétricos, haverá diferença de deslocamento quando uma tensão é aplicada aos três. Essa diferença irá gerar uma inclinação no espelho de varredura e irá implicar em perda do paralelismo durante a varredura. Esse é um problema crítico quando se deseja utilizar o aparato em um interferômetro de passagem múltipla.
- Varredura não linear: Mesmo sendo projetado para ter uma resposta linear com a tensão aplicada, os piezoelétricos tem uma resposta não totalmente linear.

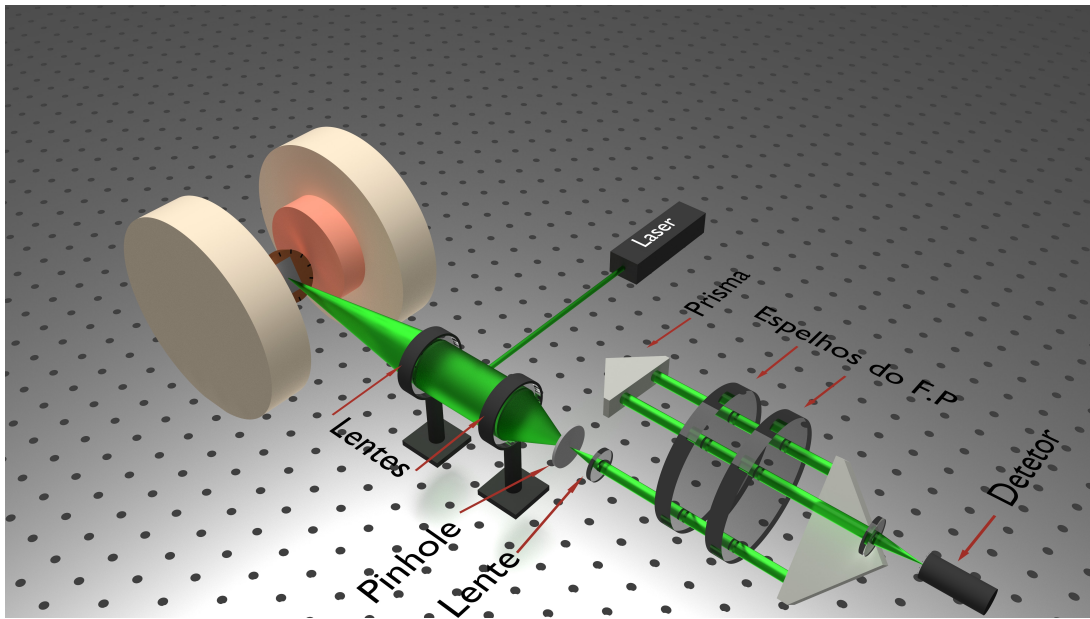


Figura 16 – Interferômetro Fabry-Perot com 3 passagens.

- Estabilidade: É requerido que o espaçamento entre os espelhos e o alinhamento paralelo sejam mantidos com o passar do tempo. Para atender isto, é necessária uma estabilidade da ordem de 20 angstroms. A única forma de se obter essa estabilidade é usar materiais de baixíssima expansão, o que torna o aparato muito caro.
- Perda do espaçamento entre os espelhos: A resolução do interferômetro é determinada pelo espaçamento dos espelhos. Para mudar o espaçamento entre os espelhos, deve-se mover a base do espelho de varredura. Somente esse procedimento implica na perda de alinhamento. Portanto, deve-se alinhar grosseiramente com os parafusos micrométricos e depois, finalmente, aplicar tensões nos piezoelétricos e esperar a termalização do instrumento.

3.1.4 Um novo Design

O objetivo então é construir um aparato que possa escanear e mudar a distância dos espelhos sem que seja perturbado o alinhamento dos mesmos. Diante disso, John Sandercock introduziu uma nova abordagem: O estágio de escaneamento, que é mostrado na figura 17

O funcionamento desse aparato é um pouco mais sofisticado. Pode-se ver na figura que existe uma estrutura fixa, onde está o primeiro espelho, e uma estrutura móvel, onde localiza-se o segundo. A solução dos itens citados acima encontra-se exatamente na estrutura móvel. Vê-se que existe uma plataforma que está montada sob esferas de aço, que transladam em trilhos fixados na base e na primeira plataforma. Nessa plataforma também está conectado o motor responsável pelo ajuste grosseiro da distância dos espelhos. Com essa solução, o interferômetro tem a precisão de poder modificar a distância dos espelhos por poucos

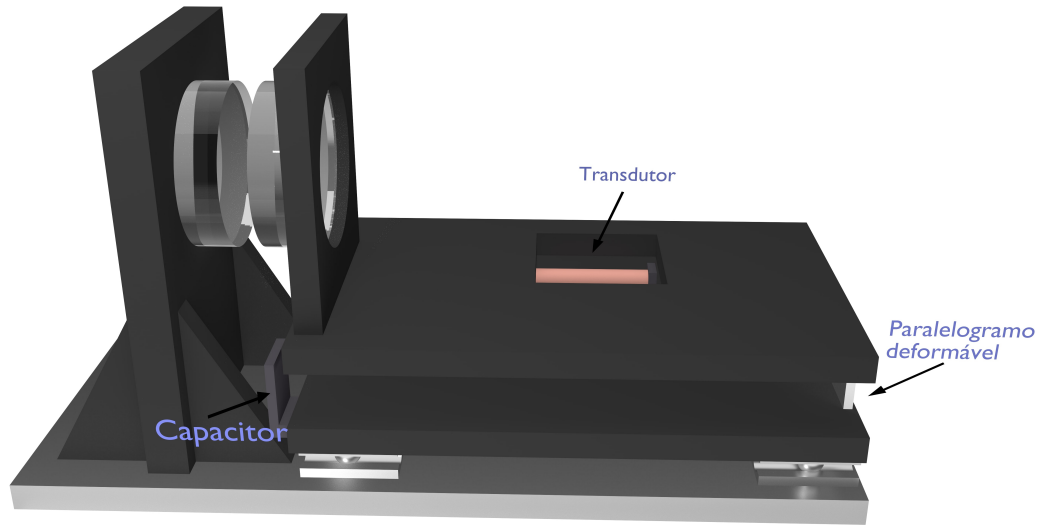


Figura 17 – Estágio de escaneamento.

milímetros fazendo com que todas as partes do espelho se movam pela mesma distância com uma precisão de $1/2$ micrômetro. Entre a segunda e a primeira plataforma encontram-se o piezoelétrico, que fará o escaneamento (movimento da plataforma superior) e os paralelogramos deformáveis. Após o ajuste grosseiro com o motor, a primeira plataforma fica fixa e então o escaneamento e o ajuste fino da distância entre os espelhos é feita com a aplicação de uma tensão no piezoelétrico. Com os paralelogramos deformáveis são conseguidos movimentos de até 100 micrômetros sem que eles produzam uma inclinação. Como os escaneamentos envolvem uma distância de geralmente 3 micrômetros, há então a conservação do paralelismo entre os dois espelhos. Por fim, observa-se a utilização de um capacitor localizado na plataforma superior. Para cada distância entre a plataforma inferior e a superior, um valor de tensão é enviada pelo capacitor. Com este valor, o sistema interpreta onde está o espelho e pode corrigir não linearidades do escaneamento. Outra característica importante que se obtém com esse mecanismo de feedback é a estabilidade a expansões térmicas.

Foi descrito acima o mecanismo para um etalon. Sabe-se que, para incrementar o FSR, pode-se colocar dois etalons em série (modo tandem). Um design natural é fazer o segundo etalon ser móvel, ajustando-o por um vernier. Sejam D_1 e D_2 as distâncias entre os espelhos do primeiro e do segundo etalon, respectivamente. Os comprimentos de onda λ transmitidos pelos dois etalons deve satisfazer, simultaneamente, as duas equações abaixo

$$D_1 = \frac{1}{2}l\lambda \quad \text{e} \quad D_2 = \frac{1}{2}s\lambda \quad \forall l, s \in \mathbb{N} \quad (3.20)$$

Para que ocorra o escaneamento usando os dois etalons em série é preciso satisfazer a

seguinte relação

$$\frac{\delta D_1}{\delta D_2} = \frac{D_1}{D_2} \quad (3.21)$$

Uma forma encontrada por Sandercock para suportar os dois etalons em modo tandem e satisfazer todas as exigências de estabilidade e paralelismo foi colocar os dois etalons sobre o estágio de escaneamento, de forma que o eixo do segundo etalon esteja deslocado de um ângulo α em relação ao eixo do primeiro etalon. Desta maneira, quando o estágio de escaneamento se deslocar o primeiro etalon deslocar-se de uma distância D_1 e o segundo etalon por uma distância $D_1 \cos\theta$. Observa-se então que a equação 3.21 é satisfeita e portanto os dois interferômetros podem realizar o escaneamento de maneira síncrona. Deve-se observar que com essa montagem há um problema para deslocamentos muito grandes (da ordem de $D \sin\theta$): O espelho móvel do FPI2 irá ficar com um deslocamento horizontal em relação ao espelho fixo. Isso é facilmente corrigido aumentando-se o diâmetro dos espelhos. Entretanto, como já dito anteriormente, as varreduras são da ordem de $3 \mu\text{m}$ e por isso não há problema em relação a este deslocamento horizontal.

Observa-se abaixo um desenho do esquema

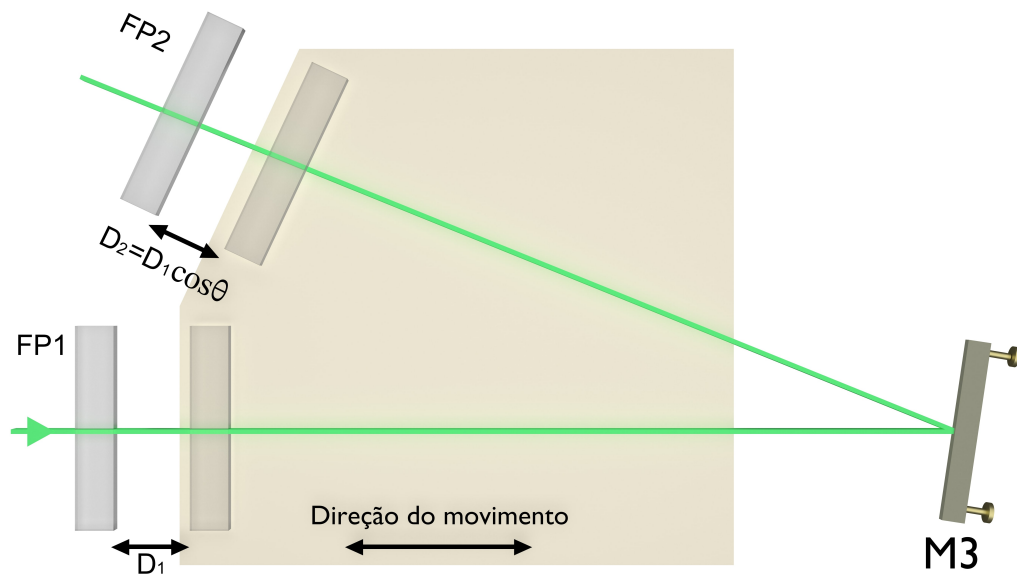


Figura 18 – Estágio de translação.

Uma outra característica do interferômetro é que ele deve estar em um local isolado de vibrações externas. Esse isolamento deve ser bem eficiente, já que o espaço entre os espelhos deve variar em aproximadamente 25 angstroms, para que haja a transmissão de um pico. Qualquer variação de alguns angstroms já é capaz de degradar o espectro. Uma forma de se isolar o interferômetro é colocá-lo sobre uma mesa ótica que interrompa a transmissão de vibrações do solo para o interferômetro. Mas, ainda assim, há um problema quanto há vibrações originadas na própria mesa ótica. A solução é colocar o interferômetro sobre uma

mesa que o isola das vibrações da mesa ótica. Isso é conseguido, com bastante eficiência, com o uso de uma mesa piezoelétrica com um mecanismo de feedback. Assim qualquer variação da mesa ótica para o interferômetro é compensada pelos piezoelétricos. Até o momento então tem-se a completa isolação de vibrações externas, entretanto também deve-se protegê-lo de vibrações sonoras, inclausurando-o em uma caixa apropriada.

Dessa forma tem-se um sistema que mantém a sincronização dinâmica e estática. Uma imagem do interferômetro tandem Fabry-perot TFP é vista na figura 19

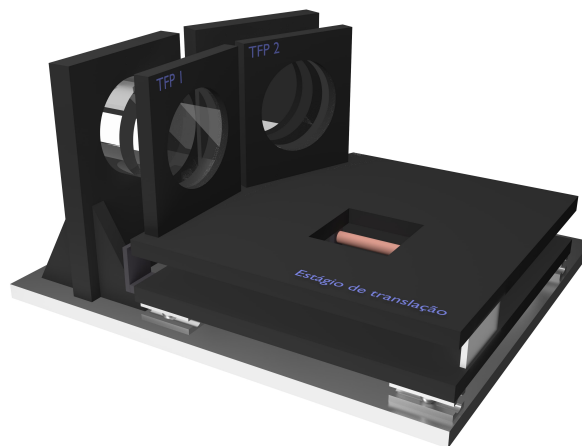


Figura 19 – Interferômetro Fabry-Perot em Tandem.

A nova construção, com as inovações feitas por Sandercock, pôde resolver o problema de sincronização e estabilidade entre os FPIs e permitir multipassagem não apenas por um FPI, mas por dois. Tem-se então a configuração do interferômetro em modo tandem 2x3 passagens. Isso permite aumentar o contraste do espectrômetro. A Fig. 20 mostra a transmissão do FPI 1 e FPI 2 isoladamente e em modo tandem.

Como já mencionado, o uso de múltiplas passagens faz com que se aumente o contraste do

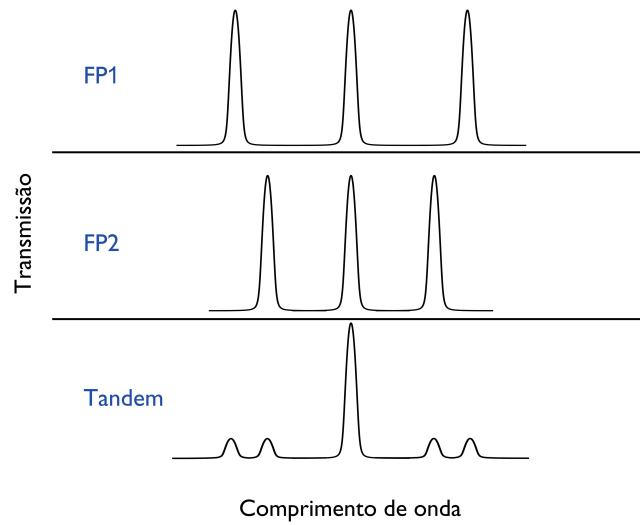


Figura 20 – Transmissão de um interferômetro Fabry-Perot em modo Tandem.

interferômetro. Na figura 21 pode-se ver o comportamento da transmissão para múltiplas passagens.

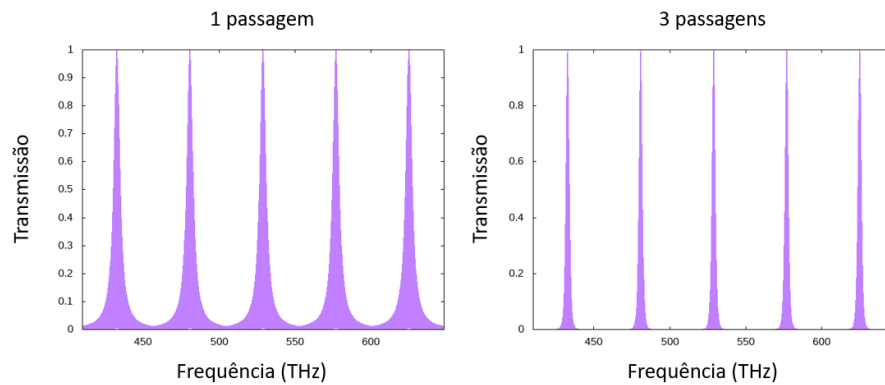


Figura 21 – Transmissão para múltiplas passagens.

3.1.5 Aparato experimental para o espalhamento Brillouin de luz do Numag

Acima, foi apresentada a nova abordagem para o interferômetro Fabry-Perot, com as sofisticções necessárias à estabilidade e ao uso em modo tandem. Porém, um espectrômetro não consiste apenas de um interferômetro. Este precisa de toda uma ótica auxiliar, um laser, assim como um fotodetetor e dispositivos eletrônicos para controlá-lo. A seguir são listados todos os componentes necessários para efetuar uma medida.

- Ótica externa: É todo o conjunto de elementos óticos fora da caixa preta (caixa de proteção do interferômetro e ótica interna);

- Ótica interna: É o conjunto de elementos óticos responsáveis por direcionar a luz espalhada para o interferômetro;
- Fotodetetor: É o dispositivo responsável pela detecção de fótons;
- Controlador do Shutter: É o dispositivo eletrônico responsável pelo controle dos dois shutters do espectrômetro;
- Controlador da Mesa Estabilizadora: É o dispositivo eletrônico responsável pelo controle da mesa estabilizadora;
- Unidade de controle do Interferômetro: É o dispositivo eletrônico responsável pelo escaneamento do interferômetro, assim como o controle dos piezoelétricos e do shutters.;
- Software de controle (TFPDAS4): Software responsável pelo controle da Unidade de Controle do Interferômetro. O TFPDAS4 não é fundamental para o funcionamento do espectrômetro, mas traz uma melhor experiência em seu uso;
- Placas de interface e controle: São placas responsáveis pelo controle de disparo do shutter, aquisição do sinal do fotodetetor, controle dos piezoelétricos e interface de comunicação entre o TFPDAS4 e o computador; e
- Laser: É o componente fundamental para o espalhamento Brillouin de Luz.

Na Fig. 22 é mostrada uma ilustração do esquema ótico para todo o aparato para medida de espalhamento Brillouin de luz.

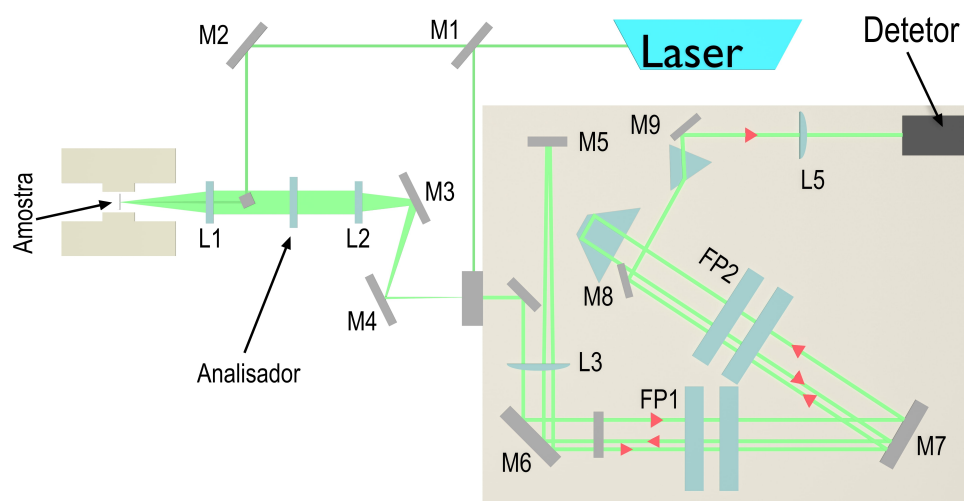


Figura 22 – Elementos óticos do espectrômetro.

Na Fig. 22 nota-se que o laser com comprimento de onda $\lambda = 532$ nm e com potência de 320 mW incide em um beam splitter, onde é dividido em dois feixes:

- Feixe de referência: Usado pelo interferômetro para otimizar a transmissão e para saber onde encontra-se o espalhamento elástico, implicando no escaneamento do espalhamento inelástico.
- Feixe incidente: Feixe que irá incidir na amostra, sofrendo espalhamento e sendo coletado e analisado pelo interferômetro.

O feixe de referência passa por uma placa de $\frac{1}{4} \lambda$ e depois por um filtro. Depois o feixe vai para a entrada do espectrômetro.

Já o feixe incidente passa por um filtro, que pode ser alterado conforme a necessidade de potência na amostra. Então o feixe segue por espelhos e incide em um prisma, onde é desviado em direção à lente. A lente irá focalizar no ponto dado pela sua distância focal. Ajustando-se a amostra, para que ela esteja no foco da lente, faz com que a luz espalhada seja enviada de volta à lente, onde é transmitida como um cilindro de luz, passa pelo polarizador, que tem polarização cruzada em relação à polarização do laser, e é enviada para um conjunto de lente e espelhos até que é focalizada no pinhole de entrada do espectrômetro.

Antes de os feixes irem para a ótica interna, eles passam por uma região, como mostrada na figura 23

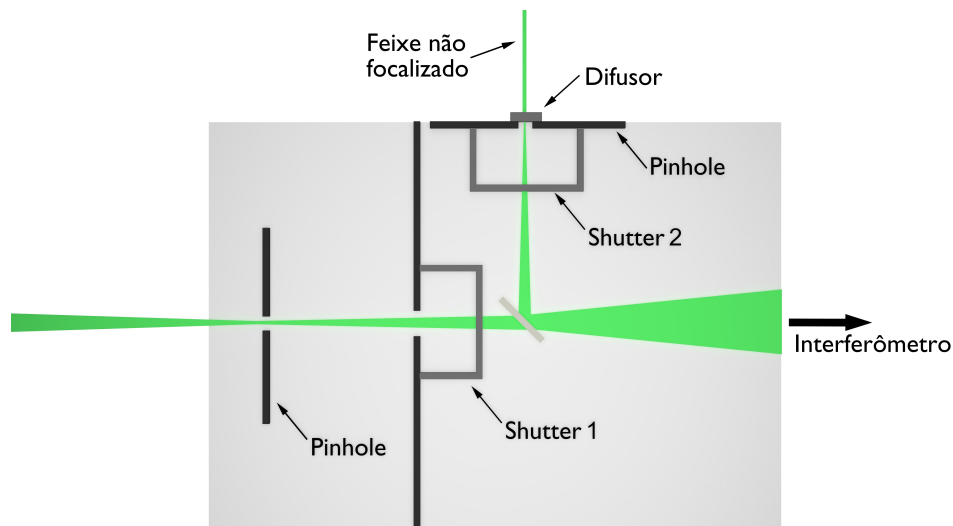


Figura 23 – Shuttters de referência e de entrada. Os feixes de referência e da amostra seguem o mesmo caminho ótico para o interferômetro.

O feixe de referência, de aproximadamente 1 mW, passa por um difusor e após isso pelo shutter 2. Já o feixe espalhado passa pelo pinhole P1 e depois pelo shutter 1. Os dois feixes incidem em um beamsplitter com transmissão de 98 % e reflexão de 2%.

O interferômetro tem duas óticas diferentes:

- Modo de alinhamento: Nesse modo executa-se a rotina de pré-alinhamento. Busca-se minimizar os vales apresentados no espectro; e
- Modo de transmissão: Nesse modo o interferômetro irá poder resolver em frequência o feixe de entrada e apresentar um espectro.

Modo de alinhamento

Ao entrar no espectrômetro, o feixe de referência é separado no primeiro beam splitter, onde uma parte do feixe incide sobre o FPI 1, onde é refletido, volta, reflete no primeiro beam splitter, vai para o segundo beam splitter, onde incide sobre o FPI 2, reflete e é transmitido para ser detectado no fotodetector. Há também o feixe que é dividido no primeiro e depois no segundo beam splitter e segue para o fotodetector. É gerado um espectro com um background e dois vales, referentes às reflexões dos dois FPIs. Ajustando-se os FPI 1 e FPI 2 obtém-se o mínimo de reflexão, indicando que se tem o máximo de transmissão nos dois interferômetros Fabry-Perot. Em todo o processo descrito acima, o shutter 1 permanece fechado, enquanto o shutter 2 permanece sempre aberto.

A Fig. 24 mostra os dois interferômetros Fabry-Perot alinhados corretamente

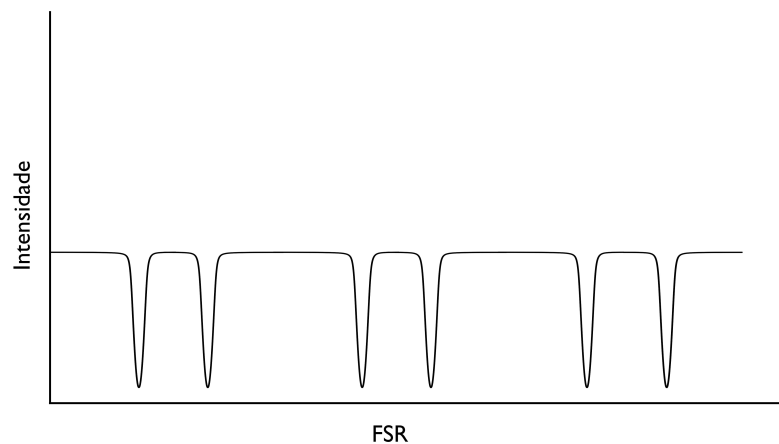


Figura 24 – Maximização da transmissão via minimização da reflexão dos interferômetros.

Modo transmissão

A luz espalhada na amostra entra no espectrômetro, quando o shutter 1 está aberto. Após passar pelo o beam splitter o feixe segue uma ótica, que o levará ao FPI 1 e FPI 2, fazendo passar três vezes por cada Fabry-Perot e depois segue para o fotodetector.

Obtenção de um scan

O TFPI conta com uma rotina de estabilização dinâmica, como mencionado anteriormente. Essa rotina ajuda a manter a estabilidade do paralelismo dos espelhos no decorrer do tempo.

Ao ligar o espectrômetro, deve-se primeiro selecionar o modo align. Nesse modo o shutter 1 ficará sempre fechado e o shutter 2 sempre aberto. O feixe de referência percorre o caminho ótico descrito em "Modo de alinhamento". Após realizar corretamente o pré-alinhamento, deve-se passar para o modo de transmissão. Nesse modo a estabilização dinâmica começa a atuar para fornecer o máximo de paralelismo entre os espelhos dos dois FPIs. Para cada pico de referência que aparece no TFPDAS4 o interferômetro realiza um ciclo de 16 scans, que são listados na tabela 1

Número do Scan	Eixo Estabilizado
1,2	Y1
3,4	X1
5,6,7,8	dZ
9,10	Y2
11,12	X2
13,14,15,16	dZ

Tabela 1 – Ciclos do procedimento de estabilização.

São necessários 2 scans para o interferômetro obter o erro e as correções para cada eixo Y1 e X1. Após isso, o interferômetro irá realizar 4 scans para obter o erro e correção para o eixo de sincronismo (dZ) do FPI 1 com o FPI 2. Em seguida, são necessários mais 2 scans para cada eixo X2 e Y2 e mais 4 scans para o eixo dZ. Como pode ser notado, o eixo dZ é crítico e são necessários mais scans para que a luz possa ser transmitida pelos dois FPIs.

A rotina de estabilização do Z é também acionada para manter o pico de referência no centro do espectro.

O interferômetro irá realizar cada ciclo de 16 scans até que a transmissão seja maximizada. Uma vez a transmissão estando maximizada, pode-se acionar o modo de acumulação. Ao acionar esse modo, o TFPI irá deixar fechado o Shutter 1 e abrir o shutter 2, fazer a rotina de estabilização, fechar o shutter 2 e abrir o shutter 1 e analisar a luz espalhada pela amostra. À medida que o interferômetro vai varrendo a distância dos espelhos, toda a eletrônica, junto ao TFPDAS4 vai percorrendo as janelas de frequência no espectro. Se naquele determinado comprimento de onda que está sendo varrido houver intensidade de luz, o fotodetector envia um pulso para cada fóton detetado e esse pulso é interpretado como contagem de fóton pela eletrônica e processador no TFPDAS4. Dessa forma, o espectro vai sendo gerado a cada scan.

Na figura 25, é possível ter uma visão realística de toda a montagem para espalhamento inelástico Brillouin de luz presente no Numag. A caixa preta mostrada na figura é onde se encontra o espectrômetro. Essa caixa protege toda a ótica interna de poeira e vibrações

sonoras. É possível ver também o magneto e o translador, onde a amostra é inserida para que o laser incida nela e possa haver espalhamento de luz.

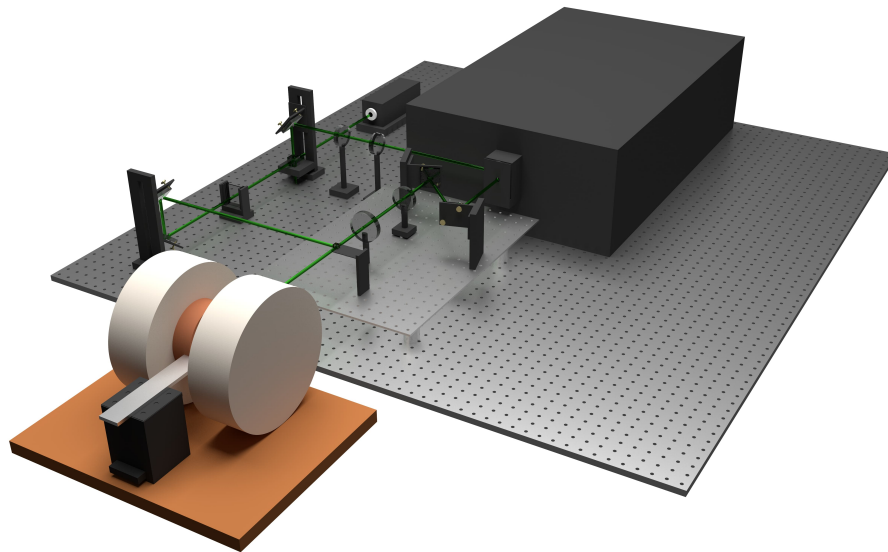


Figura 25 – Visão geral da montagem de espalhamento inelástico de luz Brillouin do Numag.

3.2 Magnetometria MOKE

O efeito magneto-ótico integra o comportamento da magnetização com a luz refletida pela superfície de uma amostra magnética. Analisando a luz refletida, pode-se inferir o comportamento da magnetização. Assim, a técnica de magnetometria ótica por efeito Kerr passou a ser bastante usada para estudar domínios magnéticos [21] e medição da histerese em um filme magnético [22]. A técnica também foi estudada para fins de aplicação em gravação magnética [23, 24, 25].

3.2.1 Efeitos Magneto-Óticos

Atualmente, efeitos magneto-óticos são largamente aplicados em pesquisas no campo do magnetismo, gravações magneto-óticas de alta densidade e sensores de campo magnético. A descoberta do efeito magneto-ótico foi feita de maneira inesperada quando, no século XIX, físicos tentavam descobrir interações entre a luz e as forças conhecidas da natureza (em um meio). Não conseguindo resultados com a mudança da polarização da luz passando por um líquido submetido à eletrólise, Michael Faraday resolveu estudar a interação desta com a força magnética. Em 1845, ao realizar a passagem de luz linearmente polarizada por um pedaço de vidro de silicoborato de chumbo, na presença de um campo magnético gerado por um eletromagneto de núcleo de ferro, Faraday notou uma rotação na polarização da luz transmitida.

O efeito Kerr magneto-ótico (MOKE) foi descoberto em 1877 por John Kerr [26], enquanto ele estava estudando a polarização refletida a partir de um polo polido de um eletromagneto. A descoberta dele tem a mesma natureza da descoberta de Faraday, sendo que, diferentemente deste, a rotação da polarização da luz é observada na reflexão. Em 1985 o efeito Kerr magneto-ótico foi aplicado ao magnetismo de superfície, sendo chamado de (SMOKE), e a partir daí a técnica passou a ser importante para o estudo de magnetismo de filmes finos, sendo uma técnica de magnetometria bastante simples, comparadas com outras como SQUID e VSM, permitindo inclusive medir de maneira separada ou simultânea todas as componentes de magnetização com relação ao campo magnético [27]. A desvantagem da técnica é por ela ser qualitativa e não quantitativa, em relação à magnetização medida. Entretanto, pode-se retirar valores quantitativos de campo coercitivo, campo de saturação e também da presença de exchange bias.

Dependendo da direção do campo magnético aplicado em relação ao plano de incidência da luz, pode-se classificar o MOKE como

- Transversal (TMOKE): Nesta configuração o vetor campo magnético é perpendicular ao vetor normal e ao plano de incidência;
- Longitudinal (LMOKE): Ainda o vetor campo magnético continua perpendicular ao vetor normal, sendo que paralelo ao plano de incidência;
- Polar (PMOKE): Agora o vetor campo magnético é paralelo ao vetor normal e paralelo ao plano de incidência.

As classificações apresentadas acima não implicam que a amostra tenha apenas uma dessas configurações, já que pode haver domínios magnéticos, nos quais o vetor magnetização esteja em outra configuração. Portanto, quando é dito LMOKE está indicando que essa configuração está sendo privilegiada.

3.2.2 Origem dos Efeito Magneto-óticos

Pode-se explicar o efeito magneto-ótico abordando o macroscópico, pela teoria dieleétrica ou abordando o microscópico, por teoria quântica. No momento será deixada uma explicação microscópica de maneira qualitativa e em seguinte, será dada mais ênfase a explicação macroscópica.

Determinam-se as propriedades óticas de um meio pelo tensor dielétrico. Assim, a radiação eletromagnética polarizada circularmente para a direita vai causar uma resposta diferente no elétron em relação à polarizada circularmente para a esquerda. Em 1856, William Thomson apresentou uma explicação microscópica para a rotação de Faraday, admitindo que existiam partículas, que sujeitas a um campo magnético externo, realizavam

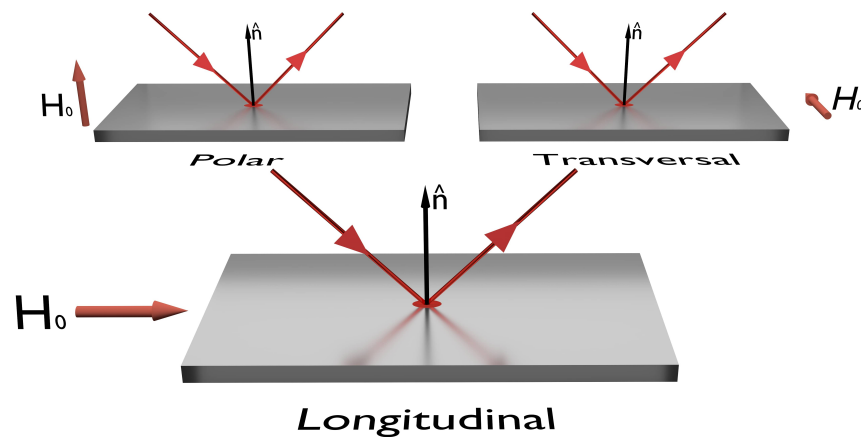


Figura 26 – Configurações de MOKE.

diferentes trajetórias circulares, dependendo do seu sentido de movimento em relação à orientação do campo externo.

Quando a luz passa por um meio, em presença de um campo magnético externo na direção de propagação da luz, existirá uma força de Lorentz atuando em cada elétron. Essa força fará com que os raios dos movimentos circulares para a esquerda sofram uma força em direção ao centro da trajetória circular, diminuindo o seu raio. Já os movimentos circulares para a direita, sofrerão uma força no sentido oposto, aumentando o raio da órbita. A diferença dos raios irá gerar constantes dielétricas diferentes. Essa é portanto uma explicação para o efeito Faraday.

Em ferromagnéticos notou-se uma forte aparição do efeito Faraday. Voigt encontrou que o campo para provocar a rotação de Faraday observada devia ser da ordem de 10^7 Oe, o que tinha ordem de acordo com o campo de Weiss, postulado para explicar a fase ferromagnética. Mesmo com o desenvolvimento da teoria de Heisenberg, onde explicava a origem do campo magnético efetivo, ainda não foi possível explicar o efeito Faraday, pois não havia acoplamento com o movimento dos elétrons, que explicava as propriedades dielétricas dos materiais. Em 1932, Hulme notou que a interação spin órbita acoplava o momento linear do elétron com o seu spin e assim uniu-se propriedades óticas e magnéticas de materiais ferromagnéticos. Mais tarde, Argyres conseguiu explicar completamente o efeito magneto-ótico escrevendo o hamiltoniano para um elétron, levando em conta a interação spin-órbita e a interação do elétron com o campo eletromagnético no material, sendo esta tratada com o formalismo de teoria de perturbação. Para filmes finos, existem teorias que levam em conta a interação spin-órbita e a interação de exchange para descrever o efeito magneto-ótico. [28, 29, 30]

De maneira geral, o esquema dos componentes óticos do MOKE é mostrado na

figura 27

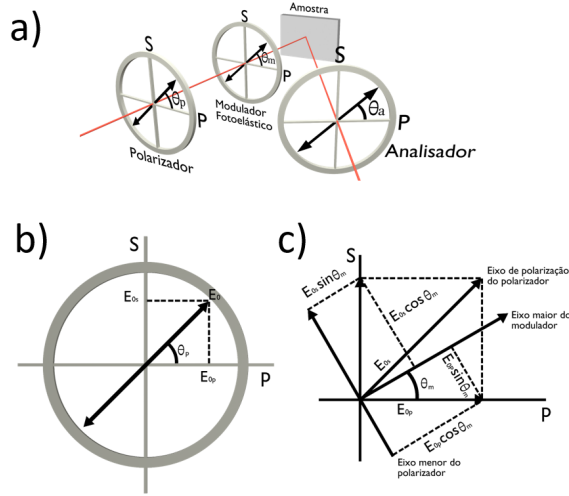


Figura 27 – Componentes óticos do Magnetômetro MOKE.

O vetor normal à superfície da amostra e os feixes incidentes e refletidos definem o plano de incidência e este define o sistema de coordenadas do aparato. Antes de passar pelo polarizador, o campo elétrico do laser pode ser escrito como

$$\vec{E} = E_0 \exp[i(\vec{k}_0 \cdot \vec{r} - \omega_0 t)] \quad (3.22)$$

onde $k_0 = (\omega_0/c)n_0 = (\omega_0/c\sqrt{\epsilon_0\mu_0})$, com n_0 sendo o índice de refração do meio dielétrico. Após a passagem pelo polarizador Fig 27-(b), o campo elétrico adquire duas componentes s e p , perpendicular e paralela, respectivamente. Então o campo elétrico pode ser escrito como

$$E_{0s} = E_0 \sin \theta_p \quad \text{e} \quad E_{0p} = E_0 \cos \theta_p \quad (3.23)$$

O modulador fotoelástico é um dispositivo ótico que modula a polarização do feixe de luz que passa por ele. A luz, ao passar por ele, sofre um atraso no ângulo dado por $\phi = \phi_0 \exp(i\omega t)$. Pode-se projetar as compontes do campo elétrico nos eixos do modulador Fig.27-(c), assim as equações para o eixo maior¹ e eixo menor do modulador são dadas, respectivamente por

$$(E_{0p} \cos \theta_m + E_{0s} \sin \theta_m) \exp(-i\phi) \quad (3.24)$$

$$(E_{0s} \cos \theta_m - E_{0p} \sin \theta_m) \quad (3.25)$$

¹ O cristal do modulador é retangular, onde os piezoelétricos são dispostos no eixo maior.

As componentes paralela e perpendicular do campo elétrico após passarem pelo modulador fotoelástico podem ser escritas, em forma matricial, como

$$\begin{pmatrix} E_p^i \\ E_s^i \end{pmatrix} = M_0 \begin{pmatrix} E_{0p} \\ E_{0s} \end{pmatrix} \quad (3.26)$$

onde a matriz M_0 é a matriz de Jones dada por

$$M_0(\theta_m, \phi) = \begin{pmatrix} \cos \frac{\phi}{2} - i \sin \frac{\phi}{2} \cos 2\theta_m & -i \sin \frac{\phi}{2} \sin 2\theta_m \\ -i \sin \frac{\phi}{2} \sin 2\theta_m & \cos \frac{\phi}{2} - i \sin \frac{\phi}{2} \cos 2\theta_m \end{pmatrix}$$

O eixo maior do modulador pode assumir qualquer ângulo θ_m , mas por conveniência podemos escolher ângulos que simplifiquem a matriz M_0 como $\theta_m = 0$, $\theta_m = \frac{\pi}{2}$ e $\theta_m = \frac{\pi}{4}$ cujas as matrizes são dadas por

$$M_0(0) = \begin{pmatrix} e^{-i\frac{\phi}{2}} & 0 \\ 0 & e^{i\frac{\phi}{2}} \end{pmatrix}$$

$$M_0(\pi/2) = \begin{pmatrix} e^{-i\frac{\phi}{2}} & 0 \\ 0 & e^{i\frac{\phi}{2}} \end{pmatrix}$$

$$M_0(\pi/4) = \begin{pmatrix} \cos \frac{\phi}{2} & -i \sin \frac{\phi}{2} \\ -i \sin \frac{\phi}{2} & \cos \frac{\phi}{2} \end{pmatrix}$$

Ao chegar na amostra, a luz será refletida e as componentes do campo elétrico após a reflexão é dada pela equação

$$\begin{pmatrix} E_p^r \\ E_s^r \end{pmatrix} = R \begin{pmatrix} E_p^i \\ E_s^i \end{pmatrix} \quad (3.27)$$

onde R é a matriz de reflexão de Fresnel. Os coeficientes de Fresnel dão a relação entre os campos elétricos transmitido e refletido. Eles podem ser obtidos escrevendo-se os campos elétricos nos meios 1 e 2 e utilizando-se as condições de contorno para os campos $\vec{E}$ e $\vec{H}$ e podem ser sintetizados na matriz R , que pode ser escrita, admitindo-se que o meio magnetizável é um bulk, como

$$R = \begin{pmatrix} r_{pp} & r_{ps} \\ r_{sp} & r_{ss} \end{pmatrix}$$

onde os coeficientes podem ser escritos como

$$r_{pp} = \frac{\mu_1 N_2 \cos \theta_i - \mu_2 N_1 \cos \theta_r}{\mu_1 N_2 \cos \theta_i + \mu_2 N_1 \cos \theta_r} + \frac{2i\mu_1\mu_2 N_1 N_2 \cos \theta_i \sin \theta_r m_x Q}{\mu_i N_2 \cos \theta_i + \mu_r N_1 \cos \theta_r}$$

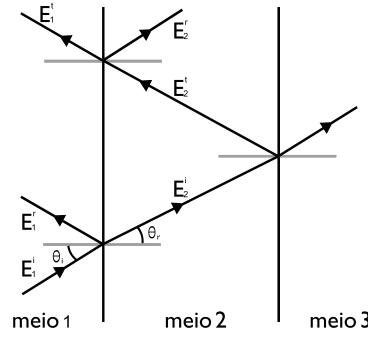


Figura 28 – Componentes do campo elétrico.

$$ir_{ps} = \frac{i\mu_1\mu_2N_1N_2 \cos \theta_i (m_y \sin \theta_r + m_z \cos \theta_r)Q}{(\mu_1N_2 \cos \theta_i + \mu_2N_1 \cos \theta_r)(\mu_1N_1 \cos \theta_i + \mu_iN_2 \cos \theta_r) \cos \theta_r}$$

$$r_{sp} = \frac{i\mu_1\mu_2N_1N_2 \cos \theta_i (m_y \sin \theta_r + m_z \cos \theta_r)Q}{(\mu_iN_2 \cos \theta_i + \mu_rN_1 \cos \theta_r)(\mu_rN_1 \cos \theta_i + \mu_iN_2 \cos \theta_r) \cos \theta_r}$$

$$r_{ss} = \frac{\mu_rN_1 \cos \theta_i - \mu_iN_2 \cos \theta_r}{\mu_rN_1 \cos \theta_i + \mu_iN_2 \cos \theta_r}$$

onde N_1 e N_2 são os índices de refração complexos dos meios 1 e 2 e θ_i e θ_r são os ângulos de incidência e de refração, respectivamente.

Após ser refletida, a luz passará pelo analisador 27-(a) de forma que as componentes do campo elétrico coletado pelo detetor são dadas por

$$E_T = E_p^r \cos \theta_a + E_p^r \sin \theta_a \quad (3.28)$$

Ao adotar um sistema de coordenadas para o campo magnético, não necessariamente esse sistema de coordenadas irá coincidir com o sistema de coordenadas para a magnetização da amostra. Para descrever as matrizes de espalhamento é necessário correlacionar as componentes da magnetização com as componentes do campo magnético externo. Aqui o sistema de coordenadas do campo magnético externo será representado por $\mathcal{O}(x,y,z)$ e da magnetização por $\mathcal{O}(x'',y'',z'')$. Define-se também $\vec{H}$ tal que H_y pertença ao plano de incidência e ao plano do filme, H_x pertença ao plano do filme e seja perpendicular ao plano de incidência e H_z pertença ao plano de incidência e seja perpendicular ao plano do filme. A interação de um meio com a radiação eletromagnética está sintetizada nos tensores de permissividade dielétrica $\overleftrightarrow{\epsilon}$ e de permeabilidade magnética $\overleftrightarrow{\mu}$, que definidos no sistema

de coordenadas da magnetização são representados por

$$\overleftrightarrow{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_q & -iQ\epsilon_q & 0 \\ iQ\epsilon_q & \epsilon_q & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_q \end{pmatrix} \quad \overleftrightarrow{\mu} = \begin{pmatrix} \mu_q & -iP\mu_q & 0 \\ iP\mu_q & \mu_q & 0 \\ 0 & 0 & \mu_q \end{pmatrix} \quad (3.29)$$

onde ϵ_q e μ_q são independentes da direção da magnetização. Q é uma constante magneto-ótica complexa (constante de Voigt) que pode ser escrita como $Q = Q_0 e^{-iq}$, onde Q_0 depende da magnetização e q é a fase na representação polar. Em frequências óticas o parâmetro magneto-ótico P pode ser desprezado, de forma que $\overleftrightarrow{\mu}$ pode ser representado por um escalar. Precisa-se então reescrever $\overleftrightarrow{\epsilon}$ no sistema de coordenadas $\mathcal{O}(x,y,z)$. Para isso, será feita uma transformação de coordenadas para relacionar os dois sistemas de coordenadas. Tem-se então

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = T \begin{pmatrix} x'' \\ y'' \\ z'' \end{pmatrix} \quad (3.30)$$

onde a matriz T é a matriz de transformação associada à rotação de um ângulo α no eixo x e uma rotação por um ângulo β no eixo y . A matriz de transformação é dada por

$$\begin{pmatrix} \cos \beta & 0 & \sin \beta \\ \sin \alpha \sin \beta & \cos \alpha & -\sin \alpha \cos \beta \\ -\cos \alpha \sin \beta & \sin \alpha & \cos \alpha \cos \beta \end{pmatrix}$$

Portanto, obtém-se $\overleftrightarrow{\epsilon}$ fazendo uma transformação de similaridade

$$\overleftrightarrow{\epsilon} = T \cdot \overleftrightarrow{\epsilon} \cdot T = \begin{pmatrix} \epsilon_q & -i\epsilon_q Q m_z & i\epsilon_q Q m_y \\ i\epsilon_q Q m_z & \epsilon_q & -i\epsilon_q Q m_x \\ -i\epsilon_q Q m_y & i\epsilon_q Q m_x & \epsilon_q \end{pmatrix} \quad (3.31)$$

onde

$$m_x = \frac{M_x}{|\vec{M}|} = \sin \beta \ ; \ m_y = \frac{M_y}{|\vec{M}|} = -\sin \alpha \cos \beta \ ; \ m_z = \frac{M_z}{|\vec{M}|} = \cos \alpha \cos \beta$$

onde m_x, m_y, m_z são as componentes do sistema $\mathcal{O}(x,y,z)$ associadas aos efeitos Kerr transversal, longitudinal e polar, respectivamente. A intensidade normalizada que chega no detector pode ser escrita como

$$I = \frac{|E_T|^2}{|E_0|^2} \quad (3.32)$$

que pode ser escrita como

$$I = |A(\theta_a) \cdot R \cdot M(\theta_m, \phi) \cdot P(\theta_p)|^2 \quad (3.33)$$

onde $A(\theta_a)$, $M(\theta_m, \phi)$ e $P(\theta_p)$ são as matrizes de Jones para o analisador, modulador fotoelástico e polarizador, respectivamente, e R é a matriz de reflexão de Fresnel. É importante observar que essa expressão é uma aproximação para um filme ferromagnético espesso (bulk), como já mencionado anteriormente para R .

3.2.3 Montagem

Vê-se na Fig. 29 os componentes usados na montagem do LMOKE, usada nessa dissertação.

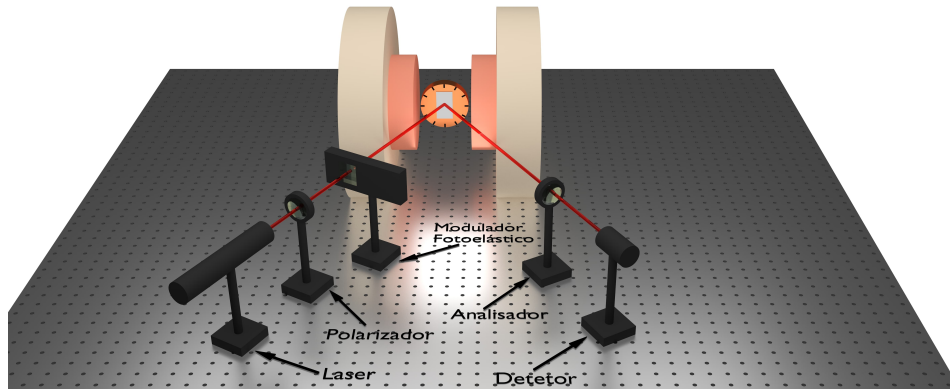


Figura 29 – Representação dos componentes usados na montagem do magnetômetro MOKE.

Na montagem foi usado um laser de He-Ne ($\lambda = 632,8$ nm), que possui uma componente ortogonal s (senkrecht) e outra paralela p (parallele), com s muito maior que a p . O feixe de laser passa por um polarizador a 45° . Esse polarizador serve para reduzir ainda mais a componente p . Após passar pelo polarizador, o feixe encontra um modulador fotoelástico ligado ao lock-in, no qual a polarização é modulada a uma frequência de $\omega = 50$ Hz. Depois de passar pelo modulador, o feixe incide na amostra, submetida a um campo magnético estático com magnitude até 1 kOe. A luz refletida segue para um outro polarizador (analisador). O intuito desse polarizador é cruzar a sua polarização com o primeiro, fazendo com que, em regiões de saturação da magnetização, haja uma linha de base no sinal e apenas em regiões onde, a magnetização comece a rotacionar, haja uma mudança na polarização da luz e haja um sinal maior que a linha de base. Por fim, a luz refletida é coletada por um fotodetector e ligada ao lock-in. O lock-in, a fonte do magneto

e um gaussímetro são conectados ao computador, que por meio de um software escrito em linguagem G, faz o controle dos equipamentos de forma automática.

3.3 Técnica de Deposição por Evaporação Catódica

As técnicas de deposição física de vapor ou physical vapor deposition (PVD) são largamente utilizadas na fabricação de filmes metálicos. Dentre elas encontra-se a técnica de deposição catódica ou sputtering, largamente utilizada para a fabricação de filmes finos. A técnica de sputtering tem a vantagem de proporcionar melhor cobertura do substrato em relação ao método de evaporação, por envolver átomos com uma maior energia cinética permitindo a difusão ao longo da superfície do substrato, resultando em um crescimento mais uniforme e melhorando a cobertura do substrato, criando um crescimento camada por camada do filme. De forma simples, a técnica consiste em arrancar átomos de um alvo e colocá-los na superfície de um substrato.

O processo de deposição se dá da seguinte forma: Primeiro faz-se vácuo, na ordem de $10^{-7} Torr$ na câmara, onde ocorrerá todo o processo de deposição e na qual se encontram, obviamente o alvo e o substrato, Fig. 30.

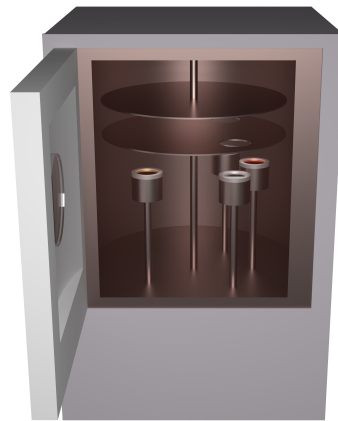
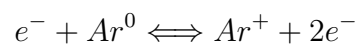


Figura 30 – Câmara do Sputtering

Após fazer o vácuo, é injetado um gás nobre, geralmente é usado Argônio, até que se atinja uma pressão da ordem de $1mTorr$. O motivo para a injeção desse gás é que ele será ionizado devido à aplicação de uma diferença de potencial (DC ou rf, dependendo do alvo) entre o cátodo e o ânodo, que fazem com que elétrons livres no cátodo sejam acelerados e colidam com os átomos de Ar^+ e os ionizem.



Esse gás ionizado criará um plasma, que é sensível à pressão da câmara. Este gás deve estar em um intervalo de pressão $1mTorr < P < 100mTorr$ no qual o plasma pode ser

mantido. Como há um campo elétrico entre o alvo e o substrato, os íons Ar^+ irão ganhar energia cinética e colidir com os átomos do alvo. O controle da energia cinética se dá por meio do controle da tensão alvo-substrato e este controle é importante, pois dependendo da energia do íon poderá haver a ejeção de um átomo do alvo, colisão elástica ou a penetração no alvo, desencadeando colisões secundárias. Observando a figura 31 podemos ver uma representação da física que envolve o processo.

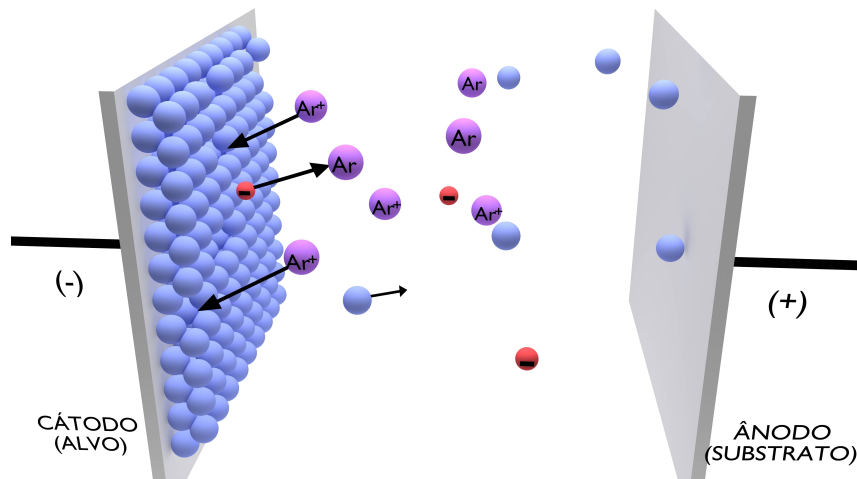


Figura 31 – Representação do processo de deposição.

Um íon de Ar^+ irá colidir com o alvo e, se a energia cinética desse íon for maior que a função trabalho do material, um átomo do alvo será arrancado. Se esse átomo tiver uma energia cinética suficiente e não for espalhado pelo meio, ele chegará ao substrato e irá formar ligações entre este átomo e átomos do substrato e, por conseguinte, formando a primeira camada atômica depositada. É importante também observar que pode ocorrer espalhamentos elásticos e íons de Ag^+ podem se recombinar a elétrons do plasma e serem depositados no substrato ou podem também arrancar os átomos já depositados no substrato (resputtering). Elétrons do plasma e também provenientes de possíveis ionizações do alvo podem ionizar impurezas na atmosfera da câmara e fazer com que essas impurezas sejam depositadas no substrato.

Como é visto, o processo de deposição por sputtering é um processo que depende da qualidade da atmosfera da câmara, do bom controle do potencial entre o cátodo e o ânodo e do controle da pressão da câmara. Controlar cada um desses parâmetros e ter uma câmara realmente pura em atmosfera de Ag^+ , irá afetar diretamente a qualidade e a pureza do filme depositado. Devido a todos esses processos é importante definir a eficiência do sputtering ou sputtering yield S

$$S = \frac{\text{número de átomos ejetados do alvo}}{\text{número de átomos incidentes no alvo}}$$

Sigmund [31] elaborou uma teoria que permite estimar o valores relativos de S através da

cristalografia do material e parâmetros dos materiais envolvidos. Da teoria elaborada por ele, se obtém os valores para o sputtering yield

$$S = \frac{3\alpha}{\pi^2} \frac{M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} \frac{E_i}{\phi_a} \quad (E_i < 1keV) \quad (3.34)$$

$$S = 3.56\alpha \frac{Z_1 Z_2}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})} \frac{M_1}{(M_1 + M_2)} \frac{S_n(E_i)}{\phi_a} \quad (E_i > 1keV) \quad (3.35)$$

onde M_1 e M_2 são as massas atômicas da partícula incidente e do elemento do alvo, respectivamente, Z_1 e Z_2 são os números atômicos dos átomos das partículas incidente e do alvo. E_i é a energia da partícula incidente (o íon do gás argônio, por exemplo). ϕ_a é a função trabalho do material do alvo e α é uma função do quociente das massas das partículas e $S_n(E_i)$ é a perda de energia após a colisão.

O sputtering yield é uma boa medida relativa entre as taxas de erosão de alvos de diferentes composições, entretanto não pode-se aplicar essa taxa diretamente à taxa de deposição para um filme, já que há outras variáveis envolvidas no processo, como por exemplo, a concentração de Ag^+ na câmara e resputtering. Uma forma de se obter uma taxa de deposição é fazer a calibração, depositando uma amostra, anotando-se o tempo de deposição sob tais condições e medindo a posteriori a espessura dos filmes depositados.

O método de sputtering DC tem dois problemas

- Taxa de deposição baixa: Nota-se que existem dois mecanismos que competem entre si, um é a manutenção do plasma, dependente da concentração de íons no meio e outro é o espalhamento de átomos ejetados do alvo pela nuvem iônica. Por um lado, para se ter uma alta probabilidade de ejeção de átomos do alvo, deve-se ter uma alta concentração de Ar , o que é limitado pela estabilidade do plasma e que aumenta o espalhamento dos átomos a serem depositados. Pelo fato dos íons Ar^+ serem produzidos longe do alvo ainda há mais dois problemas: O primeiro é a existência de probabilidade de haver recombinação destes com os elétrons, deixando de sofrer aceleração pelo campo elétrico, evitando, assim, de ganhar energia cinética suficiente para ejetar átomos do alvo e o segundo é a existência de probabilidade dos íons também serem espalhados antes de atingir o alvo.
- Bombardeamento do substrato: Os elétrons do plasma e também produzidos por processos secundários no alvo irão para o substrato em grande concentração, podendo causar danos à estrutura do substrato e superaquecimento.

Uma forma de resolver esses dois problemas é utilizar ímãs no cátodo (magnetron sputtering). Com esse novo método, os elétrons produzidos no cátodo irão realizar trajetórias

helicoidais, devido à força de Lorentz. Ao descrever essas trajetórias, o elétron aumenta a probabilidade de ionizar átomos de argônio, e dessa forma, reduzindo o limiar de pressão do plasma, de maneira que, é obtida uma taxa de deposição maior e além disso resolve-se o problema da alta corrente eletrônica incidente no substrato. Devido à existência de plasma a baixas pressões e tensões, pode-se ainda obter taxas de deposição baixas como 2,4 nm por minuto.

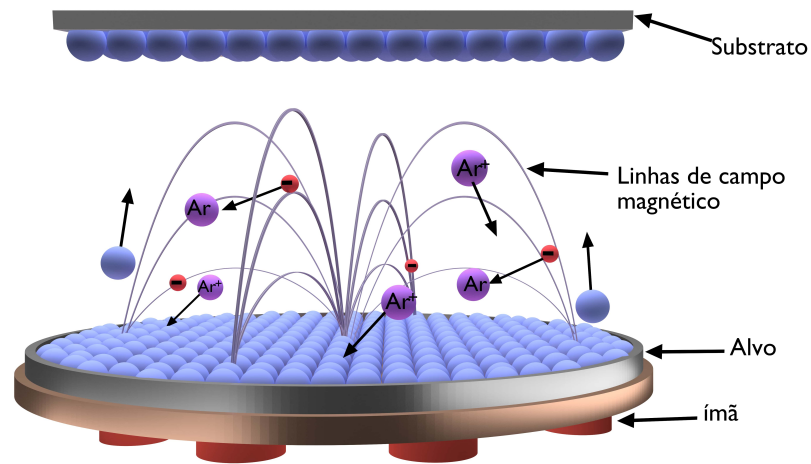


Figura 32 – Magnetron Sputtering.

4 RESULTADOS EXPERIMENTAIS E DISCUSSÃO

Neste capítulo serão apresentados e discutidos os resultados obtidos durante o período de estudo referente a esta dissertação. Ele será dividido em três seções: A primeira e segunda seções estarão relacionadas às medidas obtidas utilizando o efeito kerr magneto-ótico (MOKE) e espalhamento Brillouin de luz (BLS), respectivamente. Na terceira seção, serão mostrados resultados dessas técnicas, quando aplicadas diretamente em pesquisa científica. Alguns fenômenos descritos na terceira seção não fazem parte do escopo dessa dissertação, mas serão apresentados de maneira bastante resumida, mas suficiente para o entendimento dos resultados.

4.1 Acoplamento de Exchange em Bicamadas FM/AF pela Técnica MOKE

Como foi visto no capítulo anterior, a técnica de magnetometria por efeito Kerr é uma técnica relativamente simples de se implementar e, embora não apresente resultados quantitativos sobre a magnetização de uma amostra, ela é capaz de informar valores de campo coercitivo e de campo de exchange bias. Com a técnica pode-se, por exemplo, identificar anisotropia unidirecional, importante para a verificação de acoplamento entre FM/AF e a direção de eixos duro e fácil. À luz do capítulo 2, os resultados experimentais serão explicados.

4.1.1 Curvas de Magnetização para um Filme Ferromagnético

A fim de tornar a teoria do capítulo 2 mais intuitiva, nesta seção serão apresentadas curvas de magnetização para um ferromagnético e depois será feito o contraste com as curvas de magnetização obtidas com a presença de uma camada antiferromagnética acoplada à camada ferromagnética. A amostra usada é uma liga de $\text{Fe}_{19}\text{Ni}_{81}$. A esta liga se dá o nome de Permalloy (Py), um material com alta permeabilidade magnética μ e com baixo campo coercitivo H_c . Foi fabricada, por magnetron sputtering DC, uma amostra de Py(10 nm) e foram obtidas as curvas de magnetização 33 utilizando o MOKE.

Cada curva de magnetização mostrada na Fig. 33 foi obtida da seguinte forma: Coloca-se a amostra em um goniômetro e este entre os pólos de um magneto. O campo magnético, para todas as curvas de histerese apresentadas aqui e adiante, são feitas partindo-se do máximo negativo, e diminuindo até se atingir o máximo valor positivo de campo magnético. Após isso, o campo volta a diminuir até tornar-se o mais negativo, voltando ao valor de campo inicial. Cada ponto corresponde aos valores de campo magnético e o valor de tensão DC é coletado pelo amplificador lock-in Stanford RS 830. As figuras em vermelho representam os eixos principais: Fácil e difícil. As curvas em cinza representam os eixos

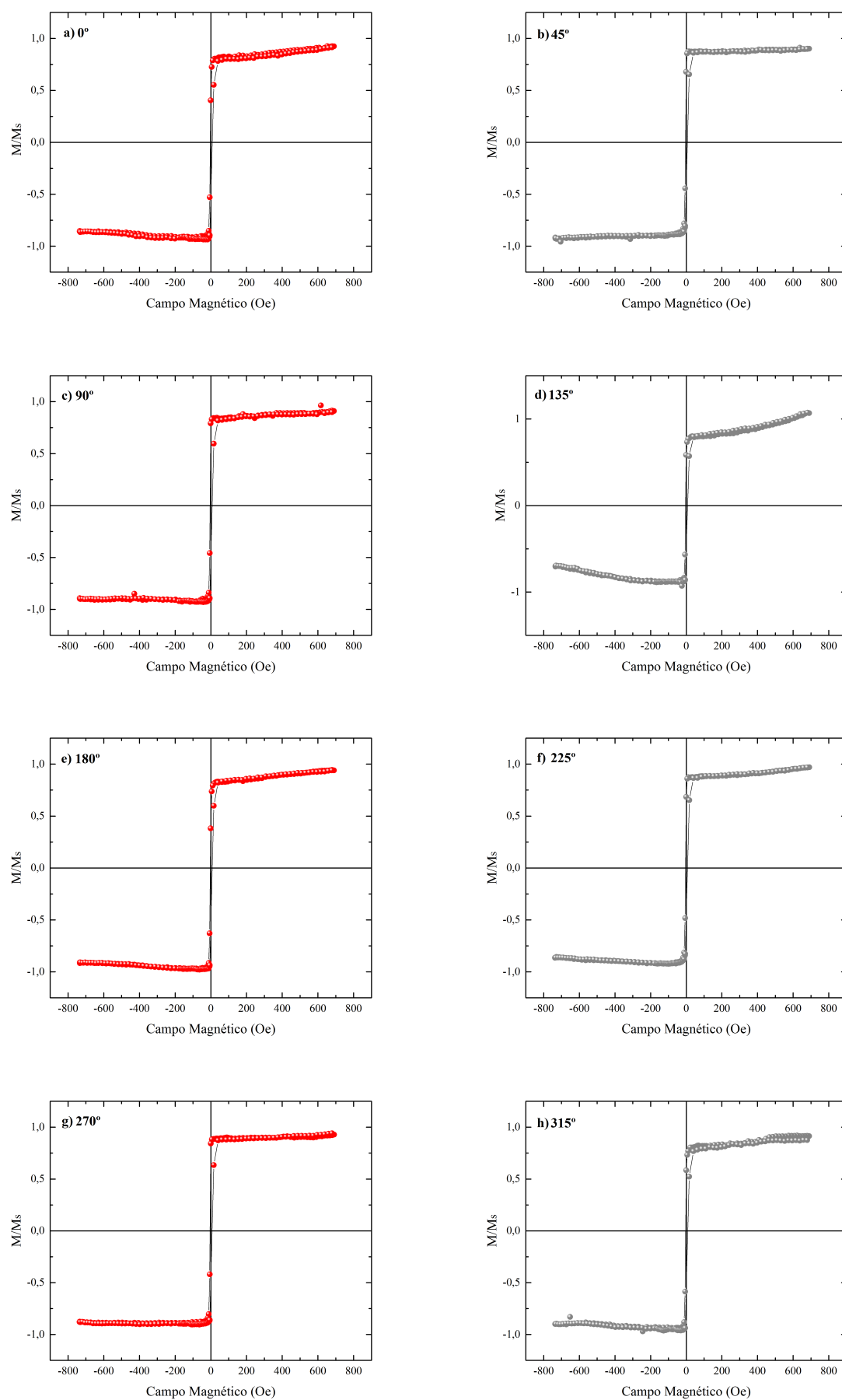


Figura 33 – Curvas de magnetização para a amostra de Py(10 nm). Os gráficos em vermelho são dos eixos principais e os em cinza, dos eixos intermediários.

intermediários. É possível ver que para todos os valores angulares a curva de histerese permanece sempre centrada em torno de $H = 0$ Oe. Isso mostra, como o esperado, que o permalloy, material ferromagnético, não tem exchange bias, acoplamento presente, quando há o crescimento de um material antiferromagnético sobre um ferromagnético. É possível notar também que a coercividade, valor de campo no qual $M = 0$, do Py é muito pequena, praticamente não dá para ver a separação da ida e da volta nas figuras.

4.1.2 Curvas de Magnetização para Bicamadas FM/AF

Como já foi visto, a interação de exchange, que surge nas primeiras camadas entre um meio ferromagnético e um antiferromagnético, é responsável pelo aparecimento da anisotropia unidirecional. Ao campo de interação entre esses dois meios é dado o nome de campo de exchange bias H_{eb} . Nesta seção poder-se-á observar a assinatura da anisotropia unidirecional no deslocamento das curvas de magnetização.

Foram feitas curvas de histerese usando a técnica MOKE na amostra de Py(3 nm)NiO(200 nm)Py(4 nm), fabricada pela técnica do magnetron sputtering dc. A primeira camada de Py é para induzir o crescimento ferromagnético no NiO e a última camada de Py é onde a magnetização é medida. As curvas de histerese foram feitas em ângulos de 0° a 360° em passos de 15° , mas foram apenas demonstradas aqui alguns ângulos fundamentais para descrever o comportamento da magnetização no material ferromagnético (Py), quando está acoplado a um material antiferromagnético (NiO) por exchange. As curvas 34 mostram, em cor vermelha, os eixos principais, eixos duros e fáceis, e em cinza os eixos intermediários. Observando (a) é possível ver um deslocamento da curva de histerese para a direita, isso indica que existe acoplamento de exchange entre o Py e o NiO; o campo de exchange bias H_{eb} é positivo. É possível ver também que a magnetização, para um certo valor de campo magnético, cai abruptamente, ou seja, o eixo fácil de anisotropia da amostra está paralelo ao vetor de campo magnético. Já em (b), um ângulo intermediário, o campo magnético é aplicado entre o eixo duro e o fácil, e a magnetização não seguirá facilmente o campo magnético, por isso um comportamento de maior "inércia" da magnetização com o campo. (c) Trata-se da curva de histerese com o campo magnético aplicado paralelamente ao eixo duro. Pode-se ver uma maior dificuldade na mudança da magnetização. Observando (e), vê-se que o deslocamento da curva de histerese agora é negativo, simétrico em relação a (a). À luz do capítulo 2 é fácil de ver o porquê isso ocorre. O campo de exchange bias existe, independente do campo magnético externo H_0 , e esse campo é orientado na direção da anisotropia unidirecional. Se H_{eb} é paralelo a H_0 , o campo externo precisará de um valor menor para girar a magnetização, já que as duas componentes H_0 e H_{eb} se somam. Isso é visto em (e). Quando H_{eb} está antiparalelo à anisotropia unidirecional (a), é necessário um campo externo maior para girar a magnetização no Py. É importante notar que o sentido da curva de magnetização é tomada sempre da esquerda para a direita, diferentemente como foi ilustrado no capítulo 2. As outras figuras expressam o mesmo comportamento

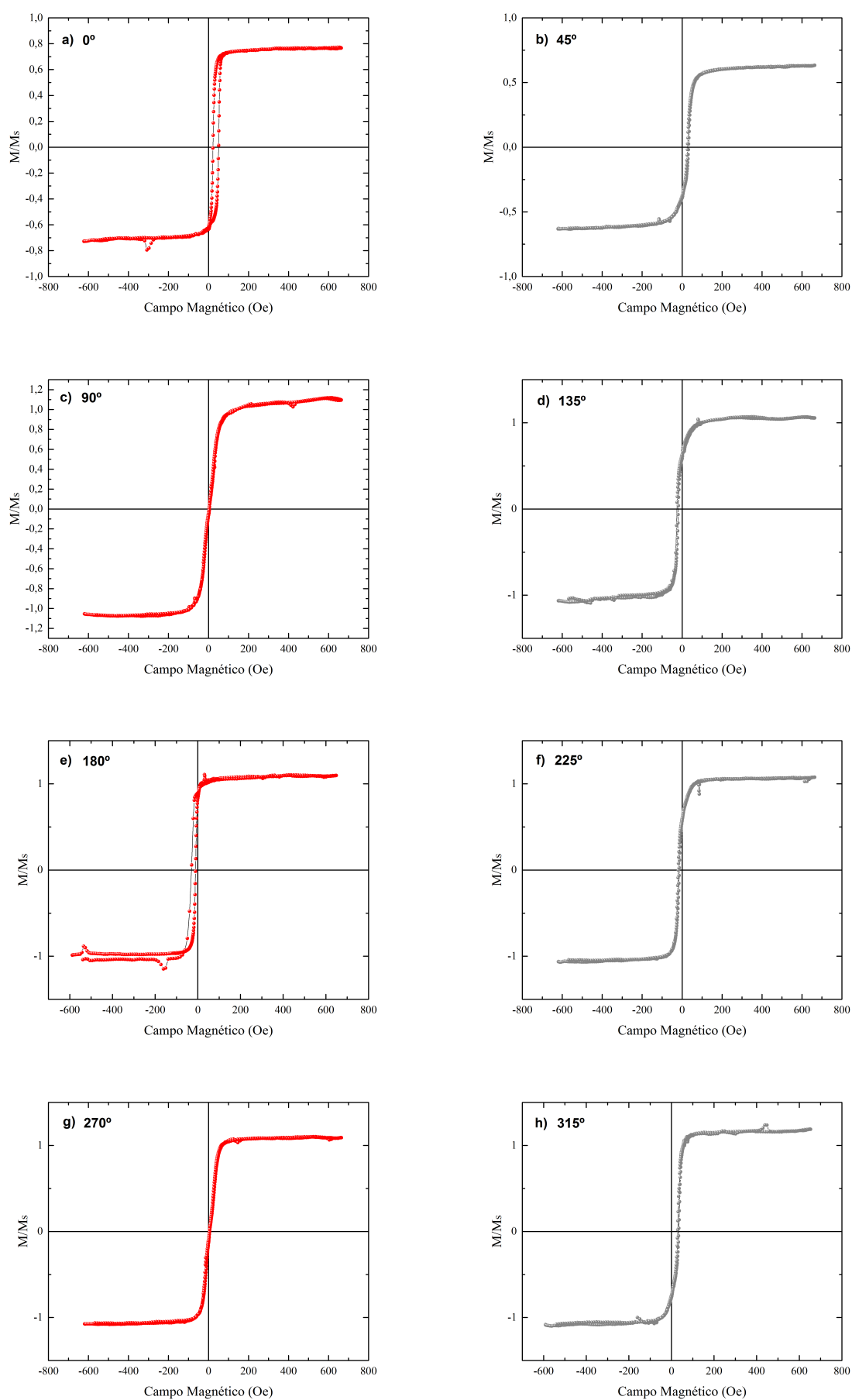


Figura 34 – Curvas de magnetização para a amostra de NiO(200 nm)Py(4 nm). Os gráficos em vermelho são dos eixos principais e os em cinza, dos eixos intermediários.

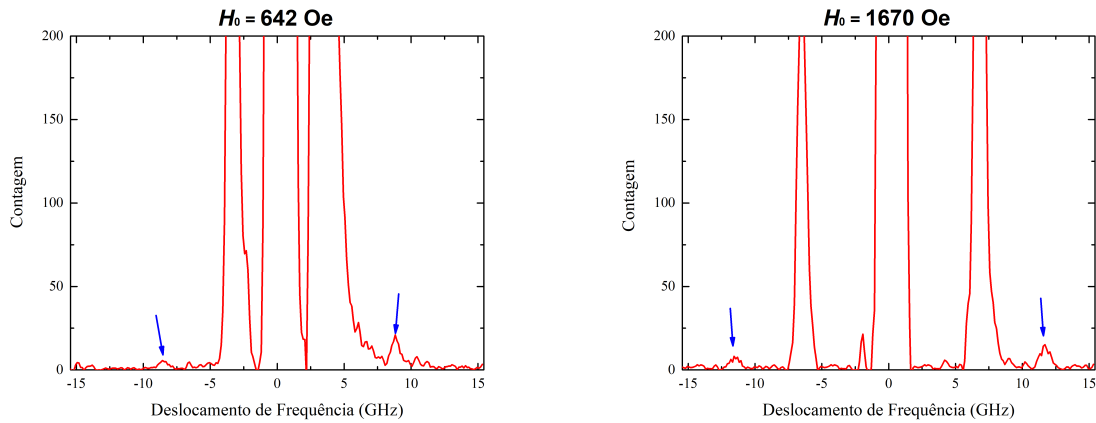


Figura 35 – Sinais de mágnon de uma amostra de YIG $8\mu\text{m}$ para campos magnéticos externos de 642 Oe e 1670 Oe.

descrito anteriormente, evidenciando a simetria do fenômeno.

4.2 Detecção de Ondas de Spin Pela Técnica BLS

A técnica de espalhamento de luz Brillouin permite obter as frequências de ondas de spin, uma importante informação quando se tem modelos envolvendo relação de dispersão, por exemplo. A partir da informação da frequência e da variação dela, pode-se estudar a dinâmica de magnetização em sólidos. A técnica BLS ainda permite resolução no espaço, tempo, vetor de onda e fase. As medidas a serem apresentadas nessa dissertação foram obtidas pelo espalhamento de luz Brillouin resolvido em vetor de onda. Na Fig 35 é possível ver dois espectros para mágnons medidos em uma amostra de YIG $8\mu\text{m}$. As setas azuis indicam o sinal de mágnon térmico. Os outros dois sinais simétricos ao centro são sinais de mágnon gerados por micro-ondas.

Como já visto no capítulo 2, a relação de dispersão é linear com o campo. Após medir os sinais para diferentes valores de campo, obteve-se a dependência do deslocamento de frequência com o campo magnético externo aplicado, Fig. 36. Para ajustar os pontos foi usada a expressão $D = aH_0 + b$, onde a e b são os coeficientes angular e termo independente da função do primeiro grau. É possível ver que a função que ajusta os pontos é compatível com a relação de dispersão para mágnons, já deduzida anteriormente, 2.81

4.3 Utilização das Técnicas BLS e MOKE na Pesquisa Científica

Nesta seção será apresentada a importância das técnicas de magnetometria ótica por efeito Kerr e espalhamento Brillouin de luz na produção de conhecimento científico. Outras técnicas de investigação da magnetização e de fenômenos em spintrônica também foram usadas, entretanto elas só serão mencionadas e não apresentadas com total detalhe, como as técnicas de MOKE e BLS, material principal dessa dissertação.

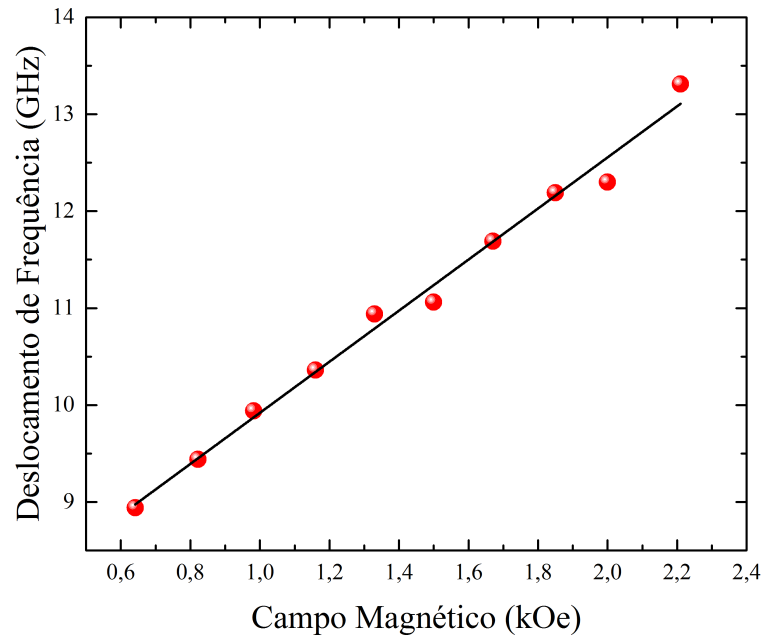


Figura 36 – Dependência da frequência de mágnon com o campo magnético aplicado para uma amostra de YIG $8\mu\text{m}$.

4.3.1 Detecção do spin do fônon pela conversão mágnon-fônon

Nesse experimento foi possível demonstrar a conversão de mágnons gerados por micro-ondas em fônons em um filme de granada de ferro e ítrio $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (YIG) sujeito a um campo magnético não uniforme. As medidas foram feitas usando resolução em vetor de onda para medir a dependência do sinal de mágnons gerados por micro-ondas contínua na presença de um campo não uniforme em vários pontos da do filme de YIG. Comparando os resultados experimentais foi possível mostrar a existência da conversão mágnon-fônon. Os resultados também mostraram que a luz espalhada é polarizada circularmente, evidenciando que os fônons tem momento angular de spin. Todo o experimento foi feito em temperatura ambiente.

Uma amostra de YIG com espessura de $8\mu\text{m}$ e dimensão $2 \times 12 \text{ mm}^2$, crescida por epitaxia de fase líquida (LPE) sobre um substrato de granada de gadolínio e gálio (GGG) foi montada sob uma superfície de duroid (material dielétrico) e este foi montado sobre um bloco de cobre. A amostra de YIG foi envolta por duas antenas de cobre: Uma emissora e outra receptora. À antena emissora, foi ligada um gerador de micro-ondas em modo CW. Este gerador permitirá enviar radiação de micro-ondas pela antena emissora e ela se propagará pela amostra e será coletada pela antena receptora, que está aterrada. Devido ao fato do YIG ter uma alta transparência, foi usada uma superfície metalizada na base da amostra, entre o duroid e o substrato de GGG, para que o laser incidente seja refletido na superfície metálica e incida novamente na amostra, fazendo com que as ondas

de spin espalhem os fótons do laser com maior intensidade. Próximo à amostra foram ainda colocados dois ímãs permanentes, em formato cilíndrico, de NdFeB para criar um campo magnético não uniforme, como mostrado na Fig.37.

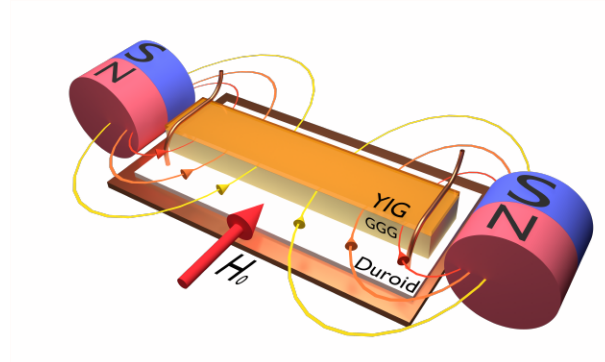


Figura 37 – Amostra de YIG sujeita ao campo não uniforme gerado pelos dois ímãs permanentes e o campo magnético estático H_0 .

Esse grupo é montado ainda sob um suporte, no qual pode-se variar o ângulo α em relação ao feixe de incidência do laser e ainda variar a posição da amostra nos três eixos x, y e z, controlados via um transladador com precisão de nanômetros para os três eixos. Toda essa montagem ainda está entre os polos de um magneto para ser submetida a um campo estático externo H_0 . Sobre a amostra incide um feixe de laser, com comprimento de onda de 532 nm, gerado pelo modelo Spectra Physics Excelsior 532-300, focalizado pela lente, como mostrada na Fig.38.

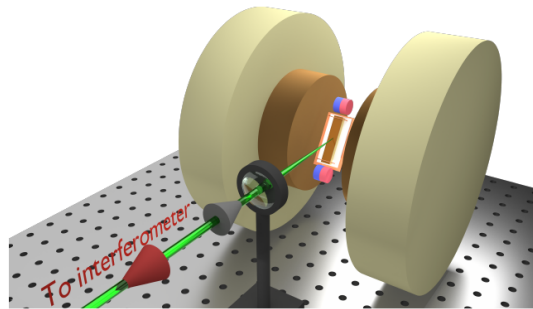


Figura 38 – A amostra de YIG na presença de um campo não uniforme gerado pelos ímãs e submetida a um campo uniforme gerado pelos polos do magneto. O feixe de laser é focalizado na amostra pela lente. A luz espalhada é coletada pela lente e seguirá em direção ao espectrômetro para ser analisada em frequência.

As medidas para esse experimento se procederam da seguinte forma: Ajustou-se o ângulo α desejado para o porta amostra com um parafuso micrométrico calibrado. O gerador de micro-ondas é ligado, uma frequência fixa é ajustada, e a radiação de micro-ondas é enviada para a amostra, que se propaga desde a antena emissora até a antena receptora, fazendo com que haja excitação de ondas de spin em toda a extensão da amostra. Após isso, ajusta-se a posição, via o transladador Newport XPS, para que o laser incida

a uma distância desejada da antena emissora e logo após, varia-se a distância de todo o aparato à lente, até obter-se o foco. A luz espalhada é então coletada e enviada para ser analisada em frequência pelo interferômetro Fabry-Perot de múltiplas passagens em modo tandem. São obtidos espectros e via a maximização do sinal de mágnon gerado por micro-ondas, acha-se a posição de melhor foco. Uma vez com o foco maximizado, inicia-se a série de medidas fazendo-se 200 scans para cada valor de campo magnético H_0 . Após esta série de medidas, varia-se o ângulo α e todo o procedimento de ajuste da distância da antena emissora e maximização do foco é feito novamente. Um espectro típico do sinal medido é mostrado na Fig. 39. Um procedimento extra necessário é usar um anteparo para impedir que a grande intensidade de luz por espalhamento elástico entre no interferômetro, quando o ângulo α é baixo. Um espectro típico das medidas é mostrado abaixo

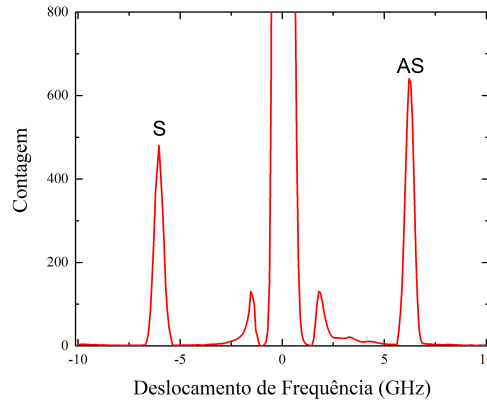


Figura 39 – Um espectro típico: Mostrando os sinais à esquerda e à direita, correspondendo aos processos Stokes e anti-Stokes, respectivamente.

A relação de dispersão para ondas de spin é dada por

$$\omega_m = [\omega_H^2 + \omega_M \omega_H + \frac{\omega_M^2}{4}(1 - e^{-2kd})]^{-1/2} \quad (4.1)$$

onde $\omega_M = \gamma 4\pi M$, $\omega_H = \gamma(H_0 + H_A + Dk^2)$, γ é o fator giromagnético, $4\pi M$ é a magnetização de saturação, H_A é o campo de anisotropia, D é o parâmetro de exchange e d é a espessura do filme de YIG. Construindo um gráfico da Eq.4.1, obtém-se o lado direito da Fig.40, a relação de dispersão da onda de spin para números de onda $k < 10^3 \text{ cm}^{-1}$

Para o lado direito da Fig.40 são mostradas as relações de dispersão para ondas de spin e fônons acústicos transversos para valores de número de onda $k > 10^5 \text{ cm}^{-1}$. Percebe-se que as relações de dispersão de mágnon e do fônon não se cruzam, isso é devido à interação magnetoelástica que faz as relações de dispersão se dividirem, dando origem a dois ramos separados, caracterizando modos normais independentes. Como mostrado na Fig.40, as letras m e p indicam que, longe da região de intersecção, as excitações coletivas são

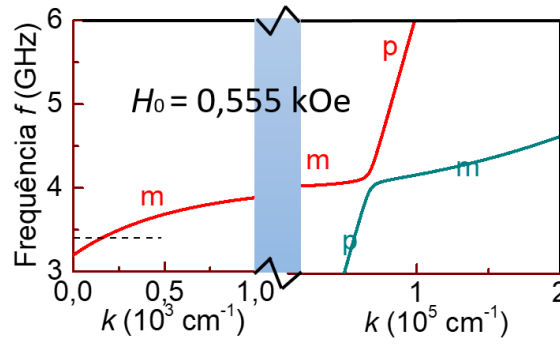


Figura 40 – Relações de dispersão para mágnons e fônons.

puramente mágnons e fônons, repectivamente. Já próximo da região de intersecção dos dois ramos, as excitações coletivas são ondas magnetoelásticas, contendo as misturas magnéticas e elásticas em intensidade semelhantes. Os dois ramos da relação de dispersão são dados por

$$\omega_c(k) = \frac{\omega_p + \omega_m}{2} + \omega_s \quad \text{e} \quad \omega_d(k) = \frac{\omega_p + \omega_m}{2} - \omega_s \quad (4.2)$$

onde os índices c e d são os ramos magnetoelásticos superior e inferior, respectivamente. ω_m é frequência do mágnon, ω_p é a frequência do fônon. $\omega_s = (\omega_\delta^2 + \sigma_k^2/4)^{1/2}$, com $\omega_\delta = (\omega_p - \omega_m)/2$ e σ_k é um parâmetro que expressa o acoplamento entre mágnons e fônons.

O processo de excitação deve obedecer à conservação de momento, por isso em um meio uniforme espacialmente, ondas magnetoelásticas com $k \approx 10^5 \text{ cm}^{-1}$ não podem ser excitadas pelos fótons da radiação de micro-ondas com número de onda $k \approx 10^2 \text{ cm}^{-1}$. Entretanto, ondas magnetoelásticas podem ser geradas por ondas de spin se a amostra está sujeita a um campo magnético que varia espacialmente ou temporalmente. Quando uma onda de spin propaga em um campo não uniforme espacialmente, sua frequência permanece constante mas o seu número de onda muda conforme a intensidade do campo magnético no local.

A Fig.41 é um gráfico da variação do campo magnético em função da distância X_L da amostra, mostrando que há uma não uniformidade do campo magnético ao percorrê-la no sentido da antena emissora à antena receptora.

Fazendo uma ampliação nos gráficos da Fig.42, pode-se ver as relações de dispersão correspondentes a cada valor de campo magnético.

A figura 42 mostram o processo de conversão mágnon-fônon. Quanto mais para o centro da amostra, menor torna-se o campo magnético e mais próxima da região de interação magnetoelástica o mágnon se encontra.

Como já descrito anteriormente, para cada ângulo α foram medidos diversos espectros,

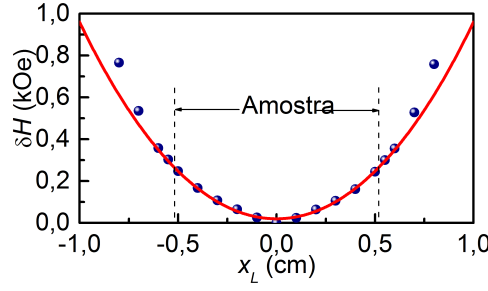


Figura 41 – Curva em vermelho é ajuste polinomial e pontos, valores medidos para o campo magnético na extensão da amostra de YIG.

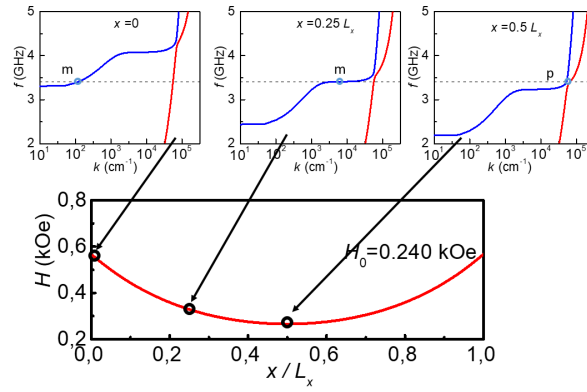


Figura 42 – São mostradas as relações de dispersão para cada ponto do gráfico do campo não uniforme.

com variação de campo magnético de 1 Oe entre os valores de campo. A relação entre o ângulo α e o número de onda é dada por

$$k_{mp} = 2k_L n \sin \alpha \quad (4.3)$$

onde k_L é o número de onda do laser e n é o índice de refração do YIG. Uma representação esquemática dos vetores de onda envolvidos no processo é mostrada na Fig. 43.

Mantendo o ângulo α constante, varia-se o campo magnético estático H_0 e coleta-se um espectro para cada valor deste. Ao todo, para cada ângulo, coleta-se dezenas de espectros. No gráfico mostrado na Fig. 44 a linha tracejada na cor rosa é obtida da relação de dispersão para mágnons puros 4.1. A linha preenchida na cor vermelha corresponde ao cálculo feito a partir da relação de dispersão para mágnon-fônon, utilizando as Eqs. 4.1 e 4.2. Os pontos em azul são construídos retirando-se o número de contagens para cada sinal de mágnon obtido para cada valor de campo e ajustando-se esses pontos por uma lorentziana. Os pontos P, MP e M correspondem a regiões de fônons puros, hibridização mágnon-fônon e

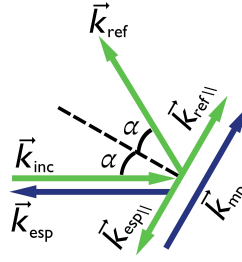


Figura 43 – Vetores de onda envolvidos no processo de espalhamento de luz.

mágnon puro, respectivamente. Para cada um desses pontos são mostrados o ajuste da lorentziana, assim como a relação de dispersão para a região nos quais eles se encontram.

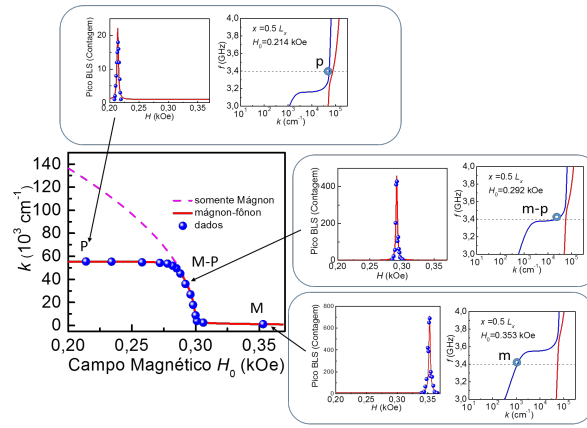


Figura 44 – Dependência do vetor de onda com o campo magnético estático aplicado. A curva tracejada em marrom é obtida considerando apenas mágnons puros, a vermelha é obtida através da relação de dispersão considerando a hibridização mágnon-fônon.

A figura 44 mostra a evidência experimental da conversão de mágnons em fônons. Na região do ponto M as excitações ainda estão no regime puramente de mágnons, como se pode ver pela relação de dispersão. Já na região dos pontos MP há o regime magnetoelástico, as excitações coletivas são uma mistura de magnéticas e elásticas, como pode ser visto na relação de dispersão. Por fim, para pontos na região do ponto P, as excitações são puramente fônons, como pode ser visto pela relação de dispersão.

As medidas apresentadas acima foram todas feitas usando a frequência de micro-ondas de 3,4 GHz. Uma série de medidas também foram realizadas para a frequência de micro-ondas de 6,0 GHz, procedendo-se da mesma forma citada para a frequência anterior, tanto para as medidas como para a análise. A Fig.45 resume todas as medidas feitas para a frequência de 6,0 GHz. Para o ponto P e M são exibidos complementos que mostram a intensidade do pico medido versus o ângulo do analisador. É possível notar que na região azul, correspondente à frequência do mágnon gerado por micro-ondas, a intensidade se

mostra invariável com a mudança do ângulo. Isso indica que a luz espalhada é circularmente polarizada e, portanto, o fônon tem polarização de spin circular, igualmente à polarização de spin do mágnon.

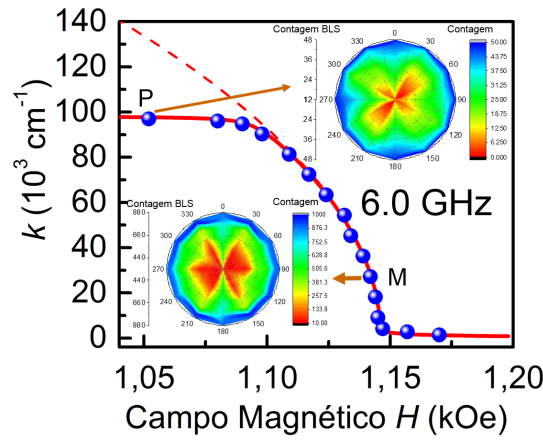


Figura 45 – Dependência do vetor de onda com o campo magnético aplicado para frequência de micro-ondas de 6,0 GHz. Os gráficos tipo mapa de cor, mostram que a intensidade dos picos BLS é a mesma para diversos ângulos do polarizador.

O esquema ótico utilizado para as medidas é mostrado na Fig.46. O laser incide sobre o prisma, que é direcionado para a lente coletora L1, que focalizará o laser na amostra. A luz espalhada volta e é coletada pela lente, onde passa por uma placa de onda $\lambda/4$ e depois pelo analisador¹ e depois alcança a lente L2, na qual será focalizada no pinhole de entrada do FPI.

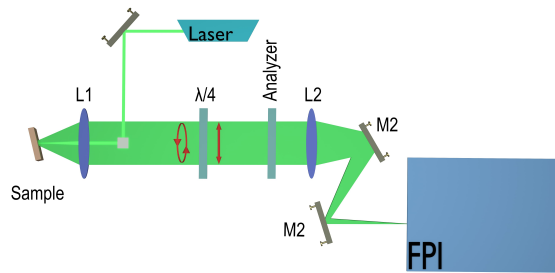


Figura 46 – Esquema ótico para as medidas feitas no experimento. A placa de um quarto de comprimento de onda foi usada apenas em medidas para comprovar que a luz espalhada era realmente polarizada circularmente.

Para toda a descrição das medidas anteriores, não foi usada a placa de onda $\lambda/4$. Mas, para dar maior robustez ao resultado, de que o fônon tem spin, fez-se ainda novas medidas, novamente com a frequência de micro-ondas de 6,0 GHz, onde foi introduzida a placa de onda $\lambda/4$ para provar que a luz espalhada pelos fônons era, de fato, circularmente

¹ um polarizador no qual pode-se modificar angularmente o seu eixo de polarização.

polarizada. Usou-se então a referida placa com seu eixo ótico inclinado de 45° . Então é esperado que se a luz espalhada é circularmente polarizada, ao passar pela placa, irá adquirir polarização linear e se o analisador for colocado com o seu eixo ótico a 90° do eixo da placa, não deverá haver sinal do fônon. Caso o polarizador tenha eixo ótico paralelo à polarização da luz transmitida pela placa $\lambda/4$, deverá ser medido o sinal do fônon. A Fig.47 mostra exatamente o que era esperado, corroborando que o fônon tem spin com polarização circular.

Na Fig.47 são mostrados quatro espectros, dois deles com os picos stokes e anti-stokes e com uma seta verde, que indica o eixo de polarização do analisador. Nessa configuração, o eixo ótico do analisador está paralelo à polarização linear vertical, e o sinal proveniente do fônon (ponto P) e do mágnon (ponto M) são detetados pelo FPI. Nos outros dois espectros, sem os picos, é possível notar que as setas na cor marrom estão perpendiculares à polarização linear vertical e por isso o sinal não é detetado pelo FPI, causando a ausência dos picos stokes e anti-stokes.

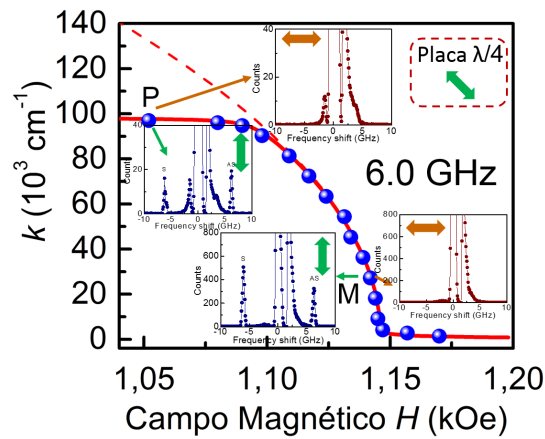


Figura 47 – Resultados obtidos ao utilizar a placa de um quarto de comprimento de onda. As setas verde e marrom indicam, respectivamente, que o eixo do polarizador está paralelo ou perpendicular à polarização da luz transmitida pela placa $\lambda/4$.

4.3.2 Anisotropia Rotatória em Bicamadas FM/AF Investigada por Espalhamento de Luz Brillouin

Nesse experimento foi mostrado um novo comportamento da anisotropia rotatória em bicamadas FM/AF, evidenciando uma dependência não monotônica dessa anisotropia com o campo magnético aplicado. Através da comparação entre os dados experimentais e ajustes numéricos, chegou-se à evidência que a distribuição de grãos antiferromagnéticos estáveis e instáveis tem uma forte dependência com o campo magnético externo. A técnica de espalhamento de luz Brillouin foi utilizada para medir as frequências de mágnon em função do ângulo planar, o que possibilitou chegar aos resultados.

Para poder ter uma interpretação dos dados obtidos, faz-se necessário calcular a relação de dispersão de ondas de spin para bicamadas FM/AF. A partir da equação de torque para a magnetização do ferromagnético, é obtida a relação de dispersão [32, 33]

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \left[\left(\mathcal{E}_{\phi_{FM}\phi_{FM}} - \frac{\mathcal{E}_{\phi_{FM}\phi_{AF}}^2}{\mathcal{E}_{\phi_{AF}\phi_{AF}}} + f_2(q) \right) \times \left(\mathcal{E}_{\theta_{FM}\theta_{FM}} - \frac{\mathcal{E}_{\theta_{FM}\theta_{AF}}^2}{\mathcal{E}_{\theta_{AF}\theta_{AF}}} + f_1(q) \right) \right] \frac{1}{(t_{FM}M_{FM})^2} \quad (4.4)$$

onde t_{FM} é a espessura da camada ferromagnética, $\mathcal{E}_{ij}$ são as segundas derivadas da energia por unidade de área com respeito aos ângulos subscritos, que representam os ângulos para a magnetização da subrede ferromagnética e antiferromagnética. A dependência do número de onda q da onda de spin está nas funções $f_1(q)$ e $f_2(q)$ e estas são escritas como

$$f_1(q) = -2\pi M_S t_{FM} q + Dq^2 \quad \text{e} \quad f_2(q) = 2\pi M_S t_{FM} \cos(\phi_H - \phi_{FM})q + Dq^2 \quad (4.5)$$

onde D e M_S são respectivamente a constante de rigidez e a magnetização de saturação do ferromagnético. Ainda é importante escrever a energia magnética livre por unidade de área $\mathcal{E}$

$$\mathcal{E} = - \left[\vec{H} \cdot \vec{H}_{FM} + K_u \left(\frac{\vec{M}_{FM} \cdot \hat{u}_U}{M_{FM}} \right)^2 - \left(2\pi M_{FM}^2 - \frac{K_s}{t_{FM}} \right) \left(\frac{\vec{M}_{FM} \cdot \hat{n}}{M_{FM}} \right)^2 \right] t_{FM} \\ - J_E \frac{\vec{M}_{FM} \cdot \vec{M}_{AF}}{M_{FM} M_{AF}} - \sigma_W \frac{\vec{M}_{AF} \cdot \hat{u}_{pin}}{M_{AF}} - K_{ra} \left(\frac{\vec{M}_{FM} \cdot \hat{h}}{M_{FM}} \right)^2 \quad (4.6)$$

onde os termos entre colchetes de 4.6 são a energias Zeeman, de anisotropia uniaxial, de desmagnetização e de anisotropia de superfície, respectivamente. O primeiro e segundo termos após os colchetes representam a energia de exchange e a energia de parede de domínio do acoplamento FM/AF, respectivamente. Por fim o último termos representa a energia de anisotropia rotatória, introduzido por Geshev [34] e leva em conta grãos instáveis presentes no ferromagnético, que contribuirão para a magnetização rotatória do ferromagnético. K_u e K_s representam as constantes de anisotropias uniaxial e de superfície, respectivamente.

Das equações 4.4 e 4.6 a frequência de excitação magnética é escrita como

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \left\{ H \cos(\phi_H - \phi_{FM}^0) + H_U \cos 2\phi_{FM}^0 + H_{RA} \cos[2(\phi_H - \phi_{FM}^0)] + f_2(q) \right. \\ \left. + \mathcal{H}_2 \right\} \times \left\{ H \cos(\phi_H - \phi_{FM}^0) + 4\pi M_{eff} + H_U \cos^2 \phi_{FM}^0 + H_{RA} \cos^2(\phi_H - \phi_{FM}) \right. \\ \left. + f_1(q) + \mathcal{H}_1 \right\} \quad (4.7)$$

onde $\mathcal{H}_1$ é dado por

$$\mathcal{H}_1 = \frac{H_W \cos \phi_{AF}^0 \cos(\phi_{FM}^0 - \phi_{AF}^0) - H_E \sin^2(\phi_{FM}^0 - \phi_{AF}^0)}{\frac{H_W}{H_E} \cos \phi_{AF}^0 + \cos(\phi_{FM}^0 - \phi_{AF}^0)} \quad (4.8)$$

e $\mathcal{H}_2$ escrito como

$$\mathcal{H}_2 = \frac{H_W \cos \phi_{AF}^0 \cos(\phi_{FM}^0 - \phi_{AF}^0)}{\frac{H_W}{H_E} \cos \phi_{AF}^0 + \cos(\phi_{FM}^0 - \phi_{AF}^0)} \quad (4.9)$$

Nas equações 4.7, 4.8 e 4.9, H é o campo magnético aplicado, $H_U = 2K_u/M_{FM}$ é o campo de anisotropia uniaxial do FM, $H_E = J_E/M_{FM}t_{FM}$ é o campo de acoplamento de exchange bias, $H_{RA} = 2K_{ra}/M_{FM}t_{FM}$ é o campo de anisotropia rotatória, $H_W = \sigma_W/M_{FM}t_{FM}$ é o campo de parede de domínio. $4\pi M_{eff} = 4\pi M_{FM} - H_S$ onde M_{eff} é a magnetização efetiva e $H_S = 2K_S/M_{FM}t_{FM}$ é o campo de anisotropia de superfície. ϕ_{FM}^0 e ϕ_{AF}^0 correspondem aos ângulos de equilíbrio para as magnetizações do ferromagnético e antiferromagnético, respectivamente.

Foram utilizadas bicamadas de $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}(7,5 \text{ nm})/\text{Ir}_{20}\text{Mn}_{80}(t_{AF})$, onde t_{AF} indica a variação da espessura do antiferromagnético. As amostras foram fabricadas utilizando a técnica de magnetron sputtering dc, depositando o IrMn sobre uma camada de 3 nm de $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}(\text{Py})$ e este sendo antes depositado sobre $\text{Si}(001)$. Sobre o IrMn depositou-se o Py de 7,5 nm. Foram feitas medidas de espalhamento de luz Brillouin em amostras com espessuras $t_{AF} = 5, 10$ e 35 nm . As amostras foram montadas sob um porta amostras dotado de um goniômetro e submetidas aos valores de campo magnético externo $H_0 = 50 \text{ Oe}$, 200 Oe e 1000 Oe . O goniômetro é importante pois as amostras serão medidas para vários ângulos diferentes. Esse porta amostra faz um ângulo de 43° com a incidência do laser e é conectado a uma haste onde é fixada ao translador de 3 eixos Newport XPS, no qual pode-se fazer o controle da posição de incidência do laser no plano da amostra e principalmente o controle do foco, conforme ilustra a Fig.48. Para realizar o espalhamento de luz foi utilizado o laser Spectra-Physics 532-300 com comprimento de onda $\lambda = 532 \text{ nm}$ e potência incidente na amostra de 33 mW .

As medidas foram feitas da seguinte forma: Coloca-se a amostra no porta amostras munido de um goniômetro, aplica-se um valor de campo magnético H_0 . Mantendo-se o campo fixo, a amostra é girada de 0° a 360° em passos de 20° , a luz espalhada em cada ângulo é coletada e analisada em frequência pelo FPI. Esse procedimento é feito para cada um dos três valores de campo, produzindo 18 espectros por cada valor de H_0 . O mesmo procedimento é feito para as outras amostras.

Nas Figs. 49 e 50 são mostrados alguns espectros medidos para a bicamada $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}(7,5 \text{ nm})/\text{Ir}_{20}\text{Mn}_{80}(5 \text{ nm})$ com o campo magnético $H_0 = 200 \text{ Oe}$. Cada espectro, de (a) a (i) foi medido para um valor de ângulo do goniômetro, indo desde 0° a 320° em

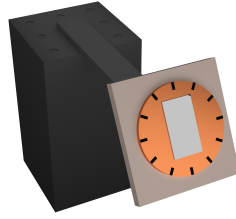


Figura 48 – Amostra no porta amostras, suportada por uma haste que é fixada no translador de 3 eixos. O disco graduado pode ser girado, assim consegue-se rotacionar a amostra conservando o ângulo que a normal ao seu plano faz com o feixe do laser incidente.

passos de 40° . Todos esses espectros foram obtidos a um campo estático de 200 Oe. É possível ver os picos anti-stokes, à direita de todos os gráficos, devido ao espalhamento da luz por mágnons térmicos. O fato de não haver picos stokes é devido à focalização do laser apenas na superfície superior da amostra. Em alguns casos, é possível perceber algumas formações dos picos stokes em (d) e (f), devido à uma maior proximidade da superfície inferior, em relação aos outros espectros. Como é possível notar em todos os espectros, há uma aparente descentralização do pico de referência, que deveria estar centrado em zero. Entretanto, como mostra (j) o pico está centralizado. A aparente descentralização dos espectros é devido a um atraso na centralização do pico central, quando o espectrômetro começa a fazer os scans. O espectrômetro só ficará com a referência centrada por volta do 20° scan e esse atraso da centralização causa esse deslocamento inicial para a direita. Uma vez a referência estando centralizada, o pico de referência irá incrementar sempre centrado em 0 GHz e os sinais de mágnon estão, de fato, corretos em deslocamento de frequência.

Para mesma amostra $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}(7,5 \text{ nm})/\text{Ir}_{20}\text{Mn}_{80}(5 \text{ nm})$ foram feitas também medidas para o campo $H_0 = 1000 \text{ Oe}$, mostradas nos espectros das Figs. 51 e 52. Foram mostrados apenas espectros para os campos de 200 Oe e 1000 Oe para fim de exemplificação. Portanto, inserir os outros espectos com valores de campo para cada amostra, é desnecessário.

Os valores de deslocamento de frequência (Frequency Shift) significam a diferença de frequência medida em relação à frequência do laser, correspondente a um deslocamento de 0 GHz em relação à sua mesma frequência. Assim, os picos anti-stokes indicam que o mágnon possui frequência em torno de 8 GHz a mais que a frequência do laser. É importante notar que o pico central não corresponde ao sinal de espalhamento elástico, mas apenas ao sinal de referência para o espectrômetro poder fazer a varredura em frequência.

Para retirar a frequência dos sinais de mágnon mostrados em cada espectro nas figuras 49, 50, 51 e 52, foi feito um ajuste usando a função lorentziana, onde aparecem os picos anti-stokes. Com os valores obtidos para as frequências de todos os ângulos para cada

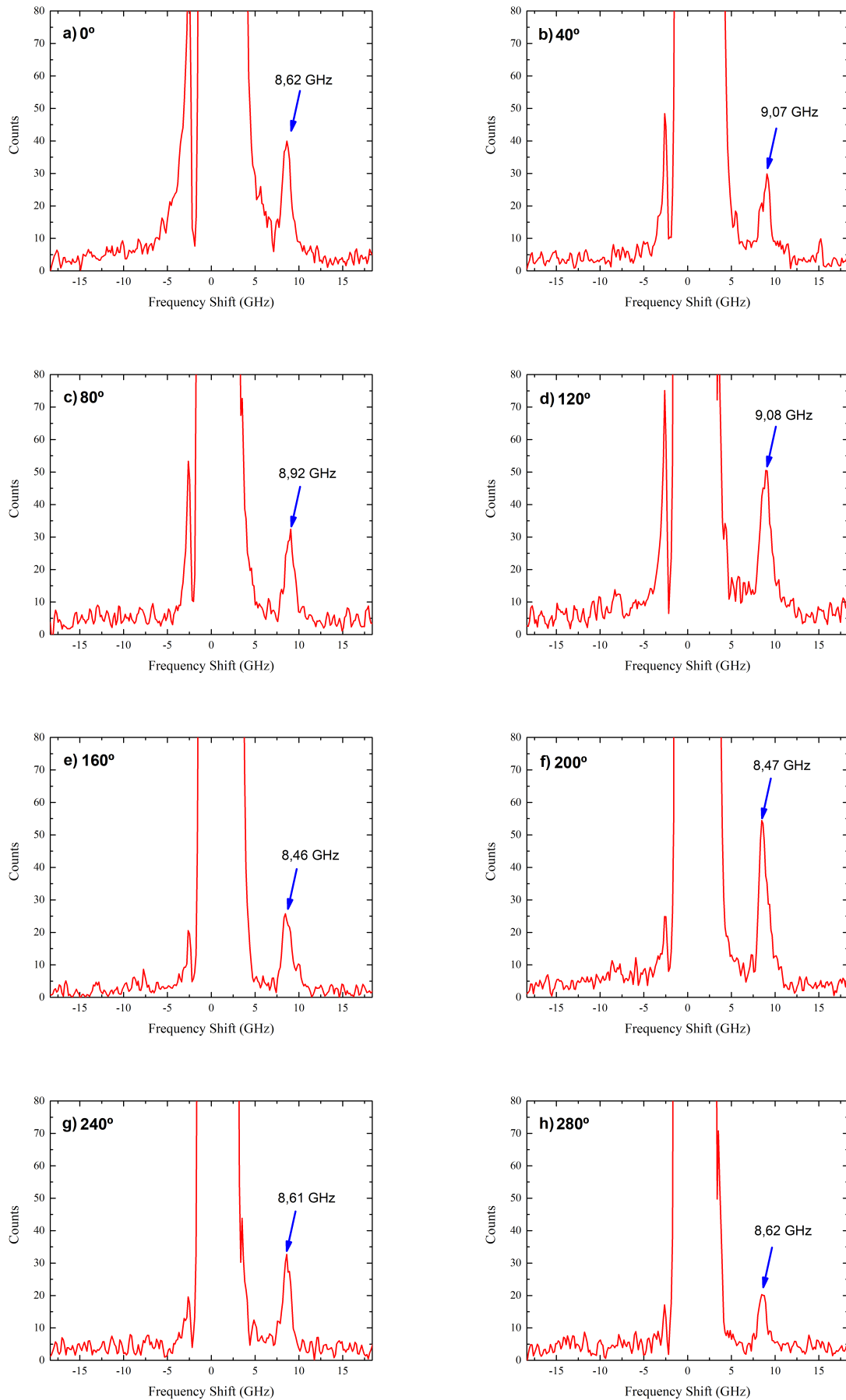


Figura 49 – Espectros medidos para a amostra de $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}(7,5 \text{ nm})/\text{Ir}_{20}\text{Mn}_{80}(5 \text{ nm})$ com campo magnético $H_0 = 200 \text{ Oe}$. (a) a (h) mostram os espectros medidos para os ângulos de 0 a 200 graus, em passos de 40 graus.

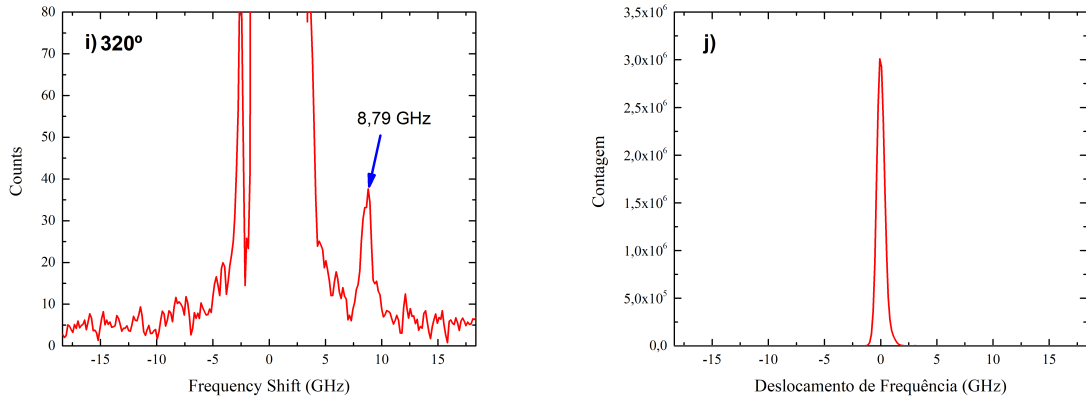


Figura 50 – Espectros medidos para a amostra de $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}(7,5 \text{ nm})/\text{Ir}_{20}\text{Mn}_{80}(5 \text{ nm})$ com campo magnético $H_0 = 200 \text{ Oe}$. (i) mostra o espectro medido para o ângulo de 320 graus. (j) mostra o pico de referência do espectômetro.

valor de campo, construiu-se o gráfico mostrado na figura 53. A dependência angular da frequência de mágnons para os campos mostrados é dada pela Eq.(4.7). Os pontos indicam os dados experimentais, as linhas pontilhadas são os resultados de cálculos numéricos feitos usando a equação (4.7), com $H_{RA} = 0 \text{ Oe}$. As linhas cheias são o ajuste dos dados experimentais.

Foram obtidas também medidas de MOKE variando o ângulo, para cada amostra com determinada espessura do filme de IrMn. Na Fig. 54 são mostradas curvas de magnetização para $t_{AF} = 5 \text{ nm}$. Para $t_{AF} = 15 \text{ nm}$, as curvas de histerese encontram-se na Fig. 55

Observa-se na Fig.56 que para a espessura $t_{AF} = 5 \text{ nm}$ não há presença de exchange-bias, já para a espessura $t_{AF} = 15 \text{ nm}$ ocorre o campo de exchange. Foi construído um gráfico (Fig. 56) que descreve a dependência do campo de exchange bias com a espessura do filme do antiferromagnético.

Com os dados das medidas de BLS foi possível construir os gráficos(Fig.57 e Fig.58) dos campos de anisotropias rotatória e de exchange bias em função do campo magnético aplicado durante a medida de espalhamento de luz. Os ajustes foram obtidos numericamente. Como pode ser observado nas figuras, há um comportamento não monotônico nas anisotropias rotatória e de exchange. Esse comportamento é explicado pela mudança da estabilidade dos grãos acoplados antiferromagneticamente (AFMC) e ferromagneticamente (FMC). Quando os grãos estão fixos, eles contribuem para a anisotropia de exchange positivamente (grãos AFMC) ou negativamente (grãos FMC). Quando os grãos não conseguem mais ficar fixos, eles contribuem para a anisotropia rotatória, não contribuindo mais para a de exchange. Os grãos FMC irão contribuir para um $H_{RA} > 0$ e os AFMC contribuirão para $H_{RA} < 0$.

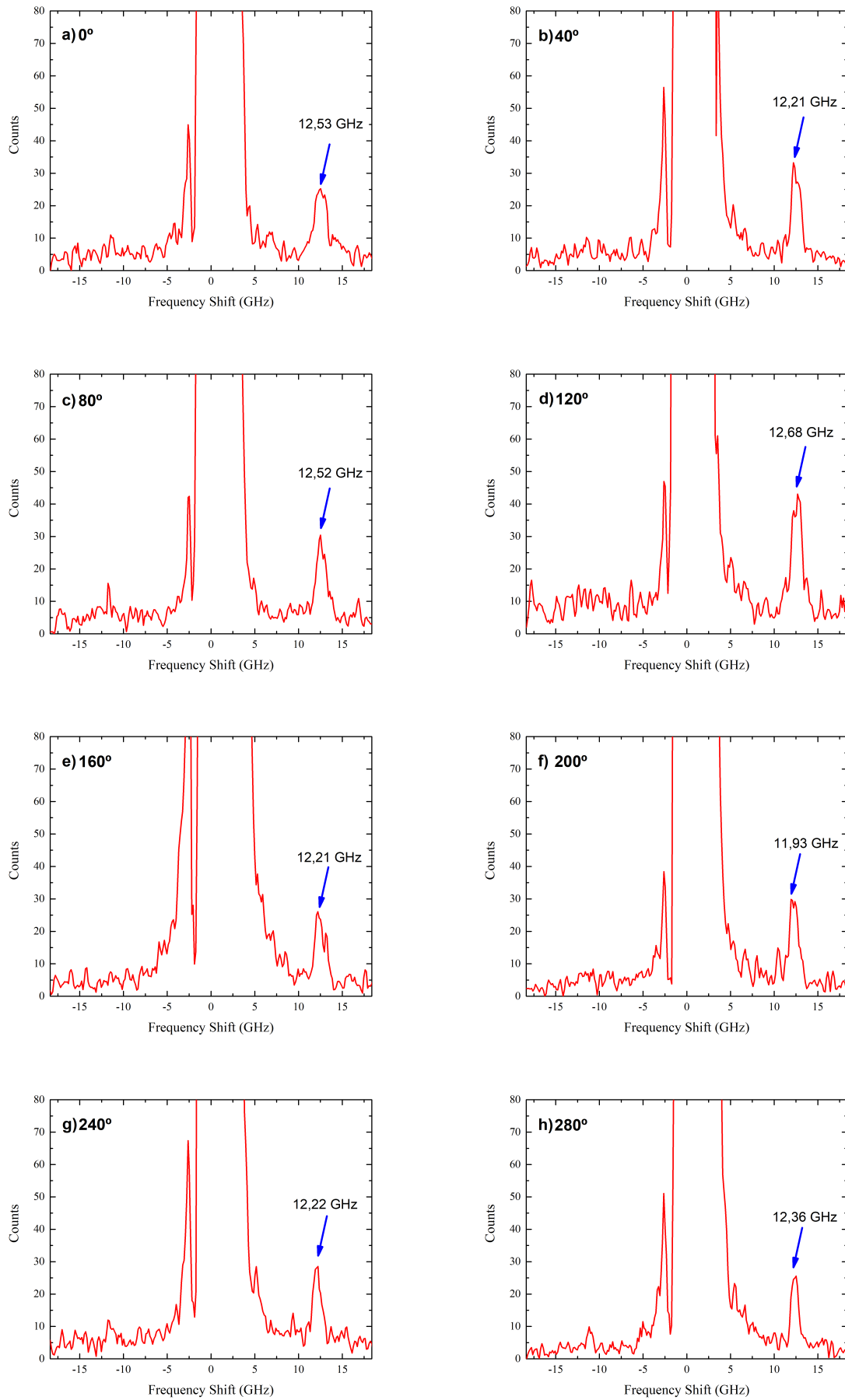


Figura 51 – Espectros medidos para a amostra de $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}(7,5 \text{ nm})/\text{Ir}_{20}\text{Mn}_{80}(5 \text{ nm})$ com campo magnético $H_0 = 1000 \text{ Oe}$. (a) a (h) mostram os espectros medidos para os ângulos de 0 a 200 graus, em passos de 40 graus.

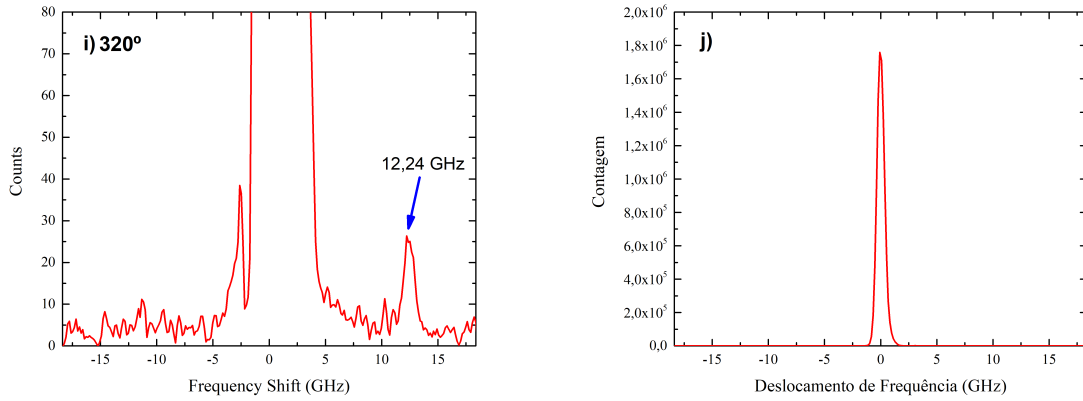


Figura 52 – Espectros medidos para a amostra de $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}(7.5 \text{ nm})/\text{Ir}_{20}\text{Mn}_{80}(5 \text{ nm})$ com campo magnético $H_0 = 1000 \text{ Oe}$. (i) mostra o espectro medido para o ângulo de 320 graus. (j) mostra o pico de referência do espectômetro.

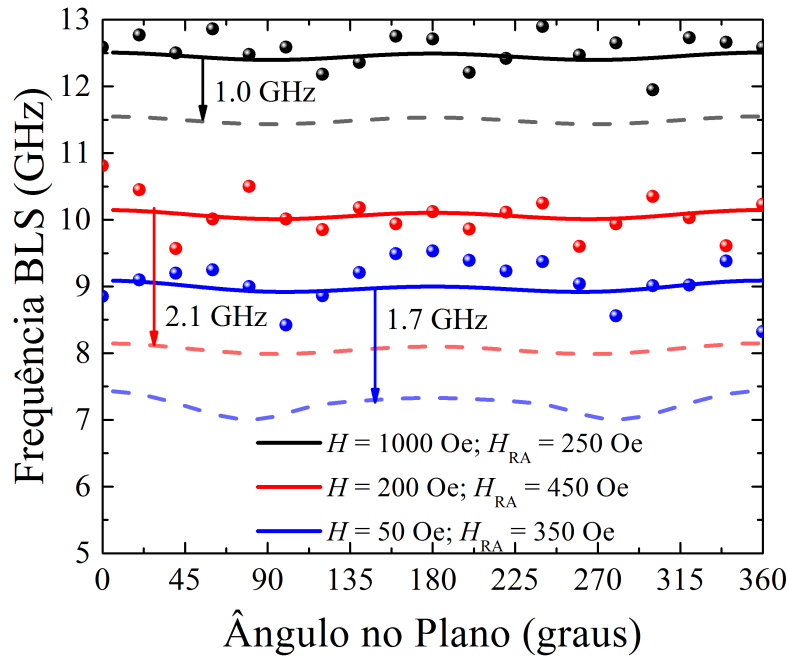


Figura 53 – Dependência angular da frequência de mágnon para a amostra de $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}(7.5 \text{ nm})/\text{Ir}_{20}\text{Mn}_{80}(5 \text{ nm})$

Para explicar o comportamento das Figs. 57 e 58, escolhe-se primeiro a amostra com $t_{AF} = 35 \text{ nm}$. Considerando que a população de grãos FMC é maior que as de AFMC e a energia de anisotropia do primeiro é maior que a do segundo, para $H_0 = 50 \text{ Oe}$, os grãos AFMC, tendo energia menor, irão rotacionar, contribuindo para H_{RA} negativo. Uma vez rotacionados, devido ao acoplamento antiferromagnético destes grãos, eles passam a ficar com a sua magnetização em uma posição que não é mais um mínimo de energia, por isso a frequência de mágnon decresce. Os grãos FMC, por terem energia de anisotropia

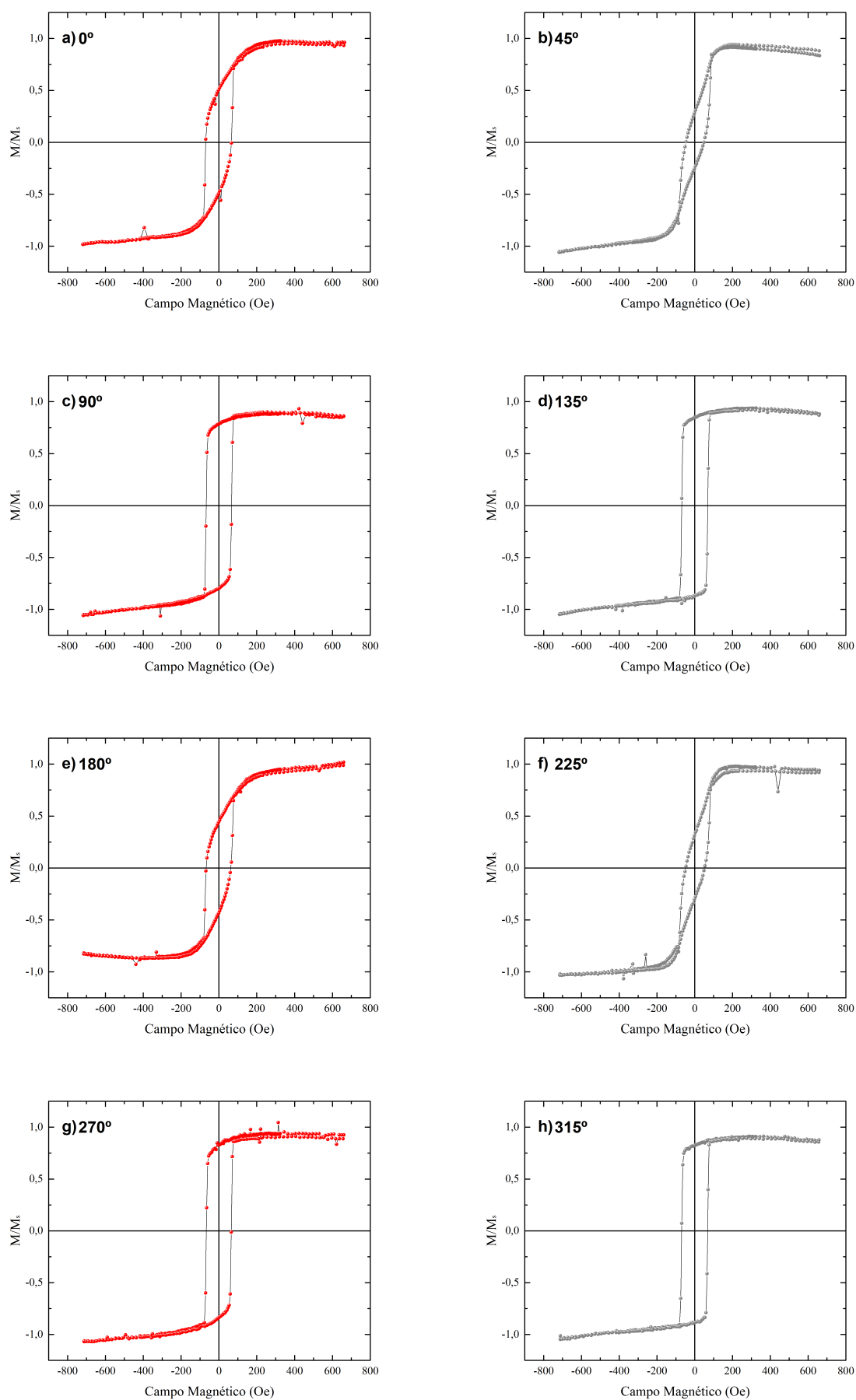


Figura 54 – Curvas de magnetização para a amostra de $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Ir}_{20}\text{Mn}_{80}(5 \text{ nm})$. Os gráficos em vermelho são dos eixos principais e os em cinza, dos eixos intermediários.

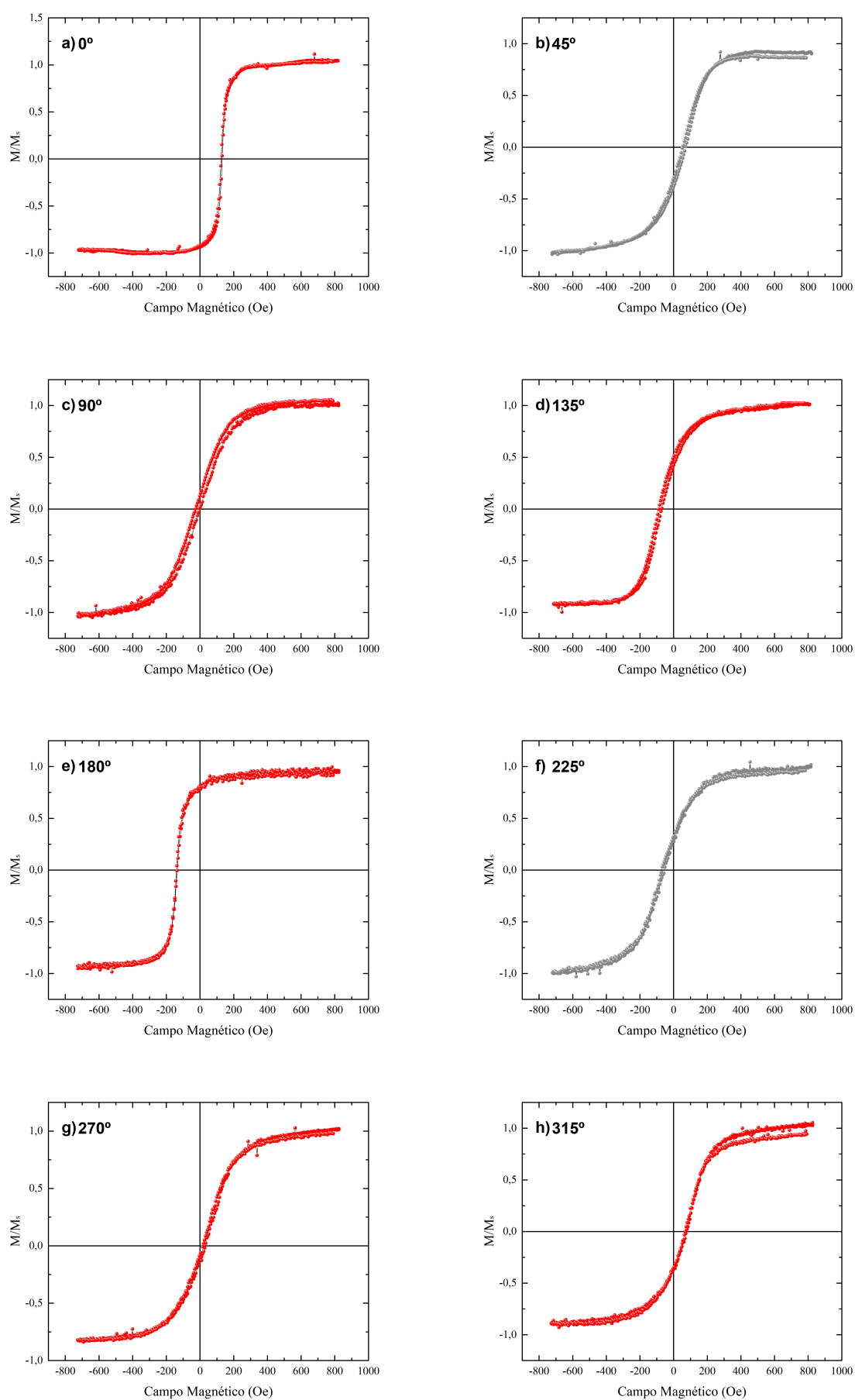


Figura 55 – Curvas de magnetização para a amostra de $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Ir}_{20}\text{Mn}_{80}$ (15 nm). Os gráficos em vermelho são dos eixos principais e os em cinza, dos eixos intermediários.

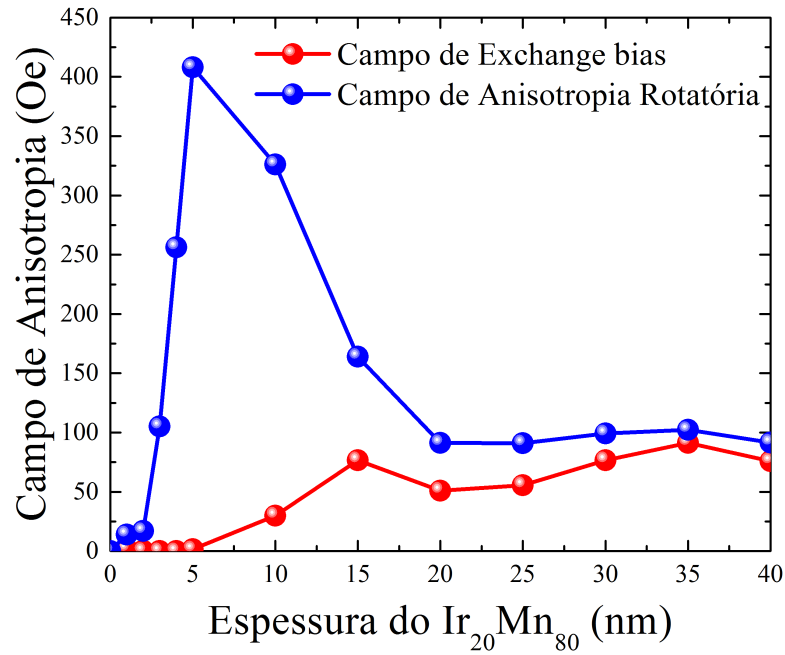


Figura 56 – Comportamento do campo de exchange bias com a espessura do IrMn.

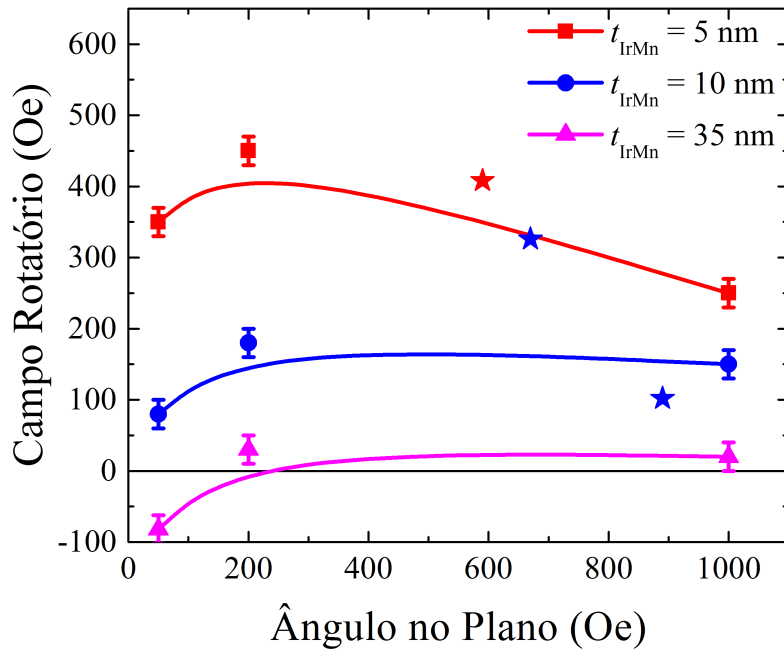


Figura 57 – Dependência do campo de anisotropia rotatória com o campo magnético aplicado.

maior, não rotacionam ainda para esse valor de campo magnético e contribuem apenas para a anisotropia unidirecional.

Quando o campo começa a aumentar, uma parte dos grãos FMC começa a rotacionar,

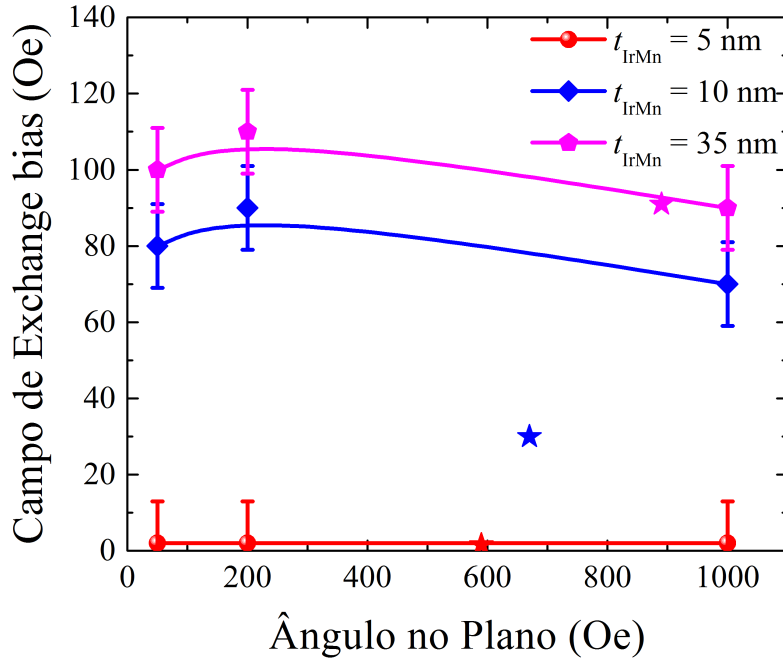


Figura 58 – Dependência do campo de anisotropia de exchange com o campo magnético aplicado.

contribuindo para uma H_{RA} positivo. Ao rotacionar, a orientação da magnetização desses grãos fica numa orientação de um mínimo de energia, o que faz a frequência de mágnon aumentar. Para valores acima de 200 Oe ocorre saturação, ou seja, todos os grãos instáveis FMC já rotacionaram, por isso o comportamento constante na Fig.57 . Devido à explicação acima, é possível também descrever o comportamento para a anisotropia de exchange Fig. 58.

Para a amostra de $t_{AF} = 10 \text{ nm}$, a explicação é a mesma dada acima. Já para a amostra $t_{AF} = 5 \text{ nm}$, não existe campo de exchange bias, como mostra as Fig. 58 e 56. Para esse valor de espessura, os grãos FMC e AFMC não tem estabilidade e não dão contribuição efetiva para o campo de exchange-bias.

Assim, através dos valores de frequência de mágnon obtidos pelo espalhamento inelástico de luz, foi possível, via comparação com ajustes numéricos, mostrar que a estabilidade de grãos antiferromagnéticos depende fortemente da magnitude do campo aplicado.

4.3.3 Compatibilidade do Campo de Exchange Bias em ANE e AMR

Com esse experimento foi possível mostrar que o campo de exchange bias pode ser medido através de diferentes fenômenos relacionados à magnetização, embora os fenômenos físicos sejam diferentes, o valor de H_{eb} foi bastante similar para as três medidas [35]. Com

auxílio da técnica MOKE foi possível medir datalhadamente o campo de exchange bias e comparar com os valores obtidos por *efeito Nernst anômalo* (ANE) e *Magnetoressistência anisotrópica* (AMR). Os fenômenos ANE e AMR e as suas respectivas medidas não foram abordadas com detalhes nessa dissertação, mas serão mencionadas no texto adiante.

Foram realizadas medidas utilizando a técnica MOKE para medir as curvas de magnetização desde 0° a 360° em passos de 15° em uma amostra de NiO/Py(5 nm). Algumas das curvas de histerese são mostradas na Fig. 59. Para cada medida foi extraído o campo de exchange bias, calculando a metade da soma dos campos onde $M = 0$, na ida e na volta de cada curva de histerese e calculando H_{eb} conforme, já descrito no capítulo 2 dessa dissertação. Na figura 59-(a), por exemplo, valor de $H_{eb} = (H_1 + H_2)/2 = 48,2$ Oe. Já a figura 59-(c) mostra que não há campo de exchange, como esperado. Essas medidas confirmam a existência de anisotropia de exchange na bicamada NiO/Py.

Fez-se então o gráfico do campo de exchange em função do ângulo. O gráfico foi ajustado por uma função cosseno, mostrado na Fig. 60.

O efeito da anisotropia de exchange também pode ser observado através da magnetoresistência anisotrópica (AMR). A AMR expressa a dependência da resistência em uma amostra ferromagnética com relação à direção relativa entre a magnetização e uma corrente elétrica [36]. A expressão fenomenológica para o campo elétrico pode ser escrita como

$$\vec{E} = \rho_{\perp} \vec{j} + (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) \frac{\vec{M}}{M^2} (\vec{M} \cdot \vec{j}) \quad (4.10)$$

onde $\rho_{\perp}$ e $\rho_{\parallel}$ são as resistividades obtidas quando $\vec{M} \perp \vec{j}$ e $\vec{M} \parallel \vec{j}$, respectivamente. O primeiro termo de 4.10 é o termo ôhmico e o segundo, a contribuição devida à AMR.

Para fazer uma medida de AMR, procede-se da seguinte forma: Submete-se a amostra a um campo magnético gerado por um magneto, faz-se dois contatos no filme de permalloy para injetar corrente e outros dois para medir a tensão na amostra. Varia-se o campo magnético e mede-se os valores de tensão em um nanovoltímetro para cada valor de ângulo ajustado no goniômetro, como mostrado na figura 61. Resultados de medidas de AMR podem ser vistos na Fig. 62. Observa-se que para $\phi = 0^\circ$ há um deslocamento da curva para a direita, devido ao campo magnético aplicado estar paralelo ao eixo de anisotropia de exchange.

Para cada valor angular, a resistência foi medida e foi construído o gráfico (Fig. 63). Para ajustar os pontos foi usada a expressão $R = R_{\perp} + \Delta R_{AMR} \sin^2 \phi$, onde $R_{\perp}$ é a resistência medida com a corrente perpendicular à magnetização e $\Delta R_{AMR} = R_{\parallel} - R_{\perp}$.

Quando um material ferromagnético é submetido a um gradiente de temperatura

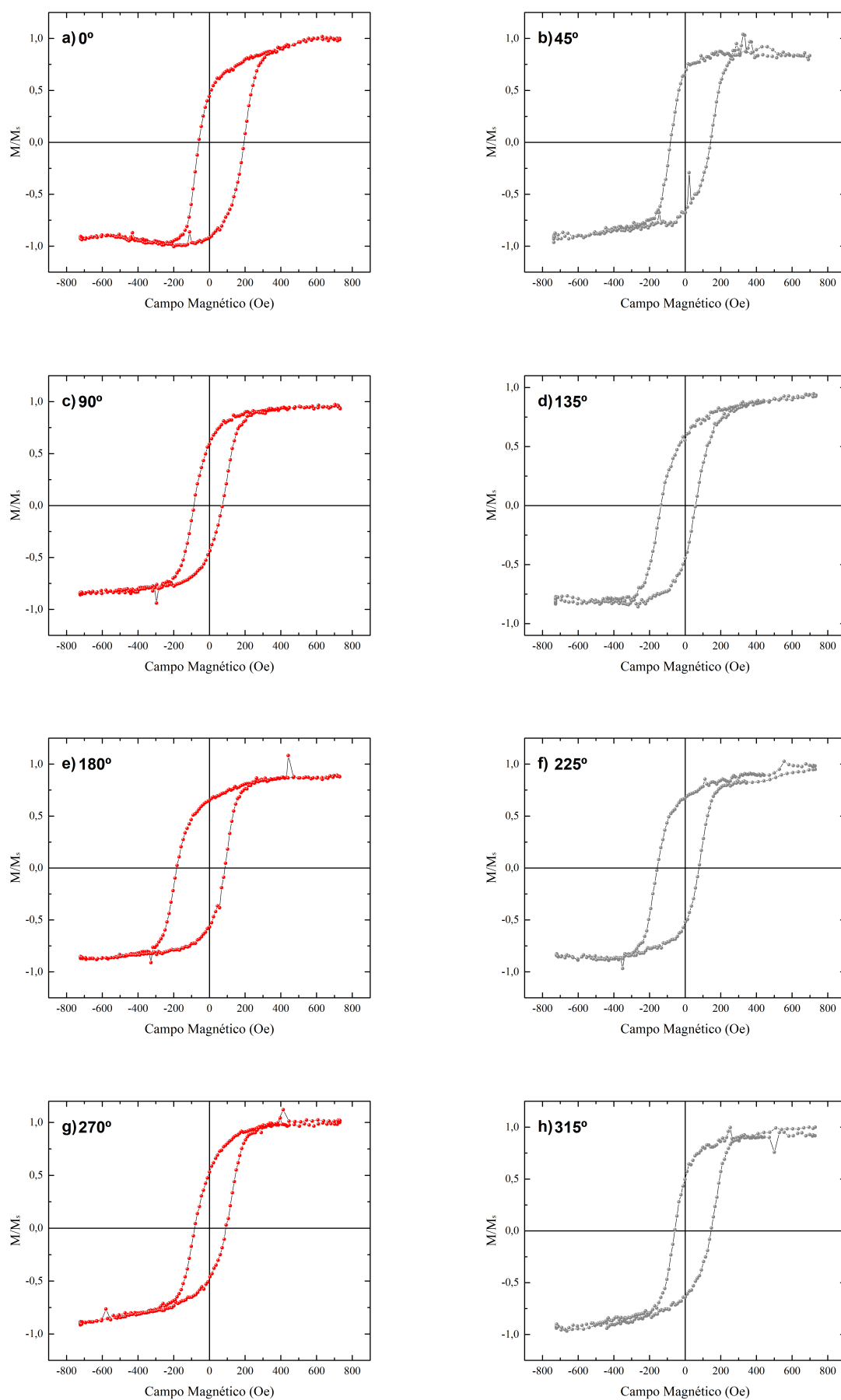


Figura 59 – Curvas de magnetização para a amostra de NiO/Py(5 nm). Os gráficos em vermelho são dos eixos principais e os em cinza, dos eixos intermediários.

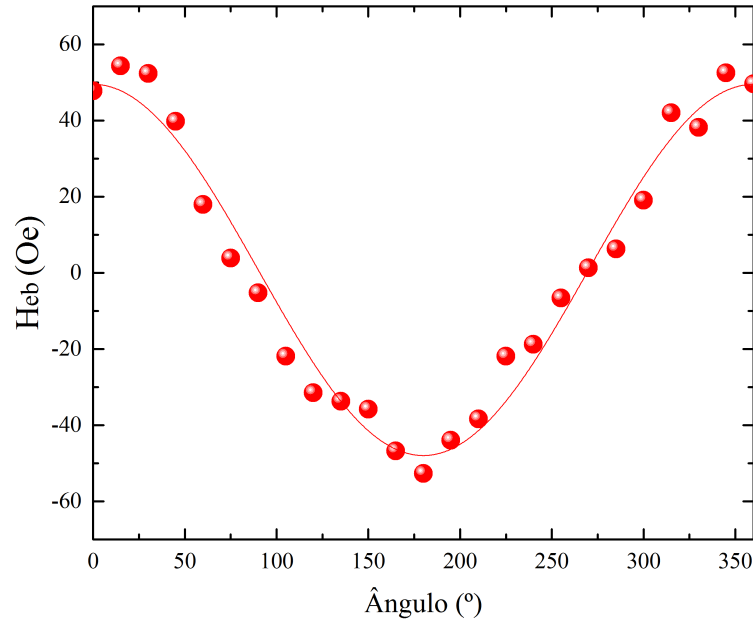


Figura 60 – Dependência angular do campo de exchange bias para a bicamada NiO/Py

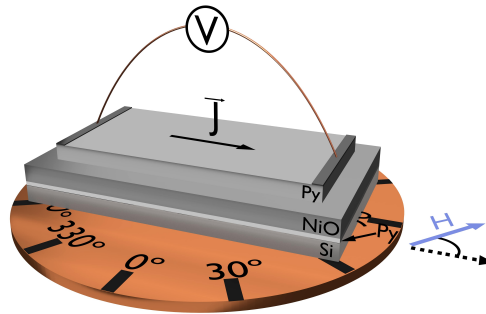


Figura 61 – Ilustração da montagem para medida de AMR

∇T perpendicular ao plano do filme, é criado um campo elétrico dado por 4.11

$$\vec{E}_{ANE} = -\alpha_N \frac{\vec{M}}{M} \times \nabla_{\perp} T \quad (4.11)$$

onde $\alpha_N = \chi S$ é o coeficiente ANE, S é o coeficiente do efeito Seebeck ordinário e χ é um parâmetro que representa a intensidade do efeito Nernst. As medidas do efeito Nernst são feitas da seguinte forma: Coloca-se a amostra sobre um goniômetro, faz-se contatos no filme de Py e a submete a um campo magnético que irá variar. Uma ilustração da montagem é mostrada na Fig. 64

As curvas das Fig. 65 mostram que em $\phi = 0^\circ$ há um deslocamento na curva devido à anisotropia de exchange.

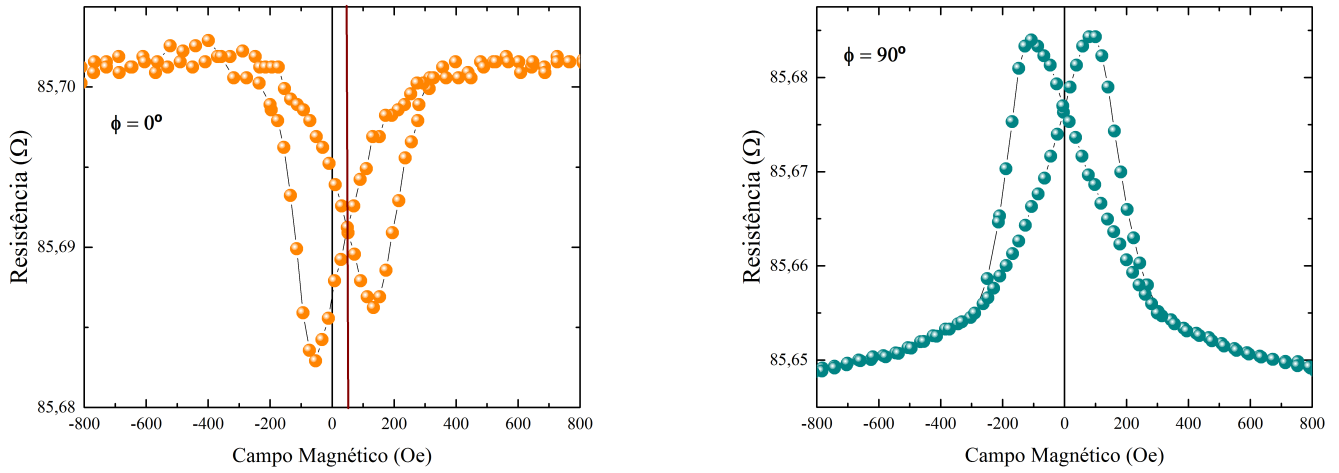


Figura 62 – Variação da resistência na amostra de NiO/Py, medida no Py, para ângulos de 0° e 90°

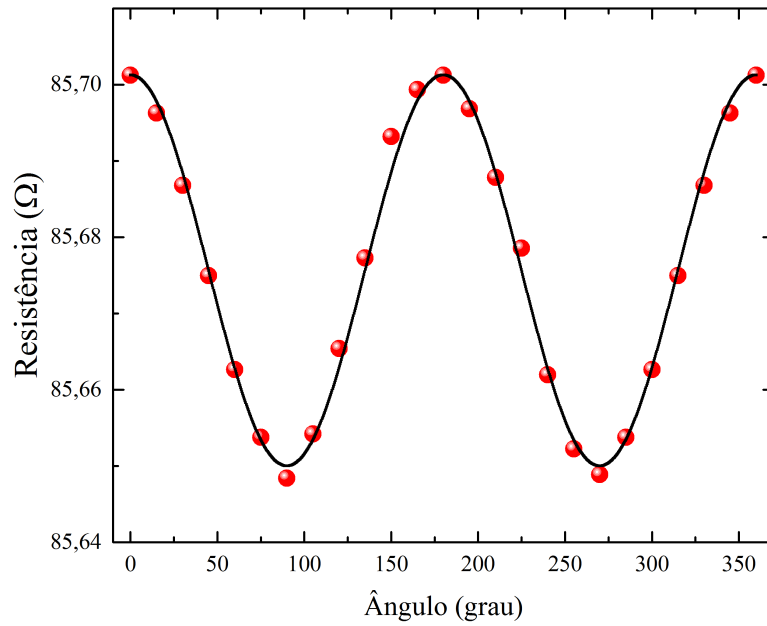


Figura 63 – Dependência angular da resistência

Diversas curvas foram medidas para cada valor de ângulo e foi construída a Fig.66. O ajuste foi feito usando a expressão $V_{ANE}(\phi) = V_{ANE}(0) \cos \phi$, com $V_{ANE}(0) = 0,947 \mu V$.

A figura 67 sintetiza todas as dependências angulares do campo de exchange-bias nos efeitos AMR, ANE e para as medidas de MOKE. O ajuste foi feito usando a expressão $H_{eb}(\phi) = H_{eb}(0) \cos \phi$, extraindo-se o valor de $H_{eb} = 48,8$ Oe. Mostrou-se então que informações sobre a magnitude e comportamento do campo de exchange-bias podem ser

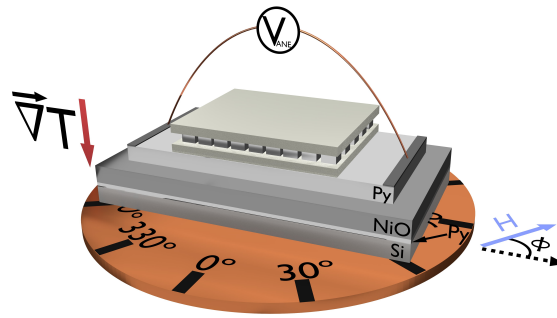


Figura 64 – Ilustração da montagem para medida de ANE

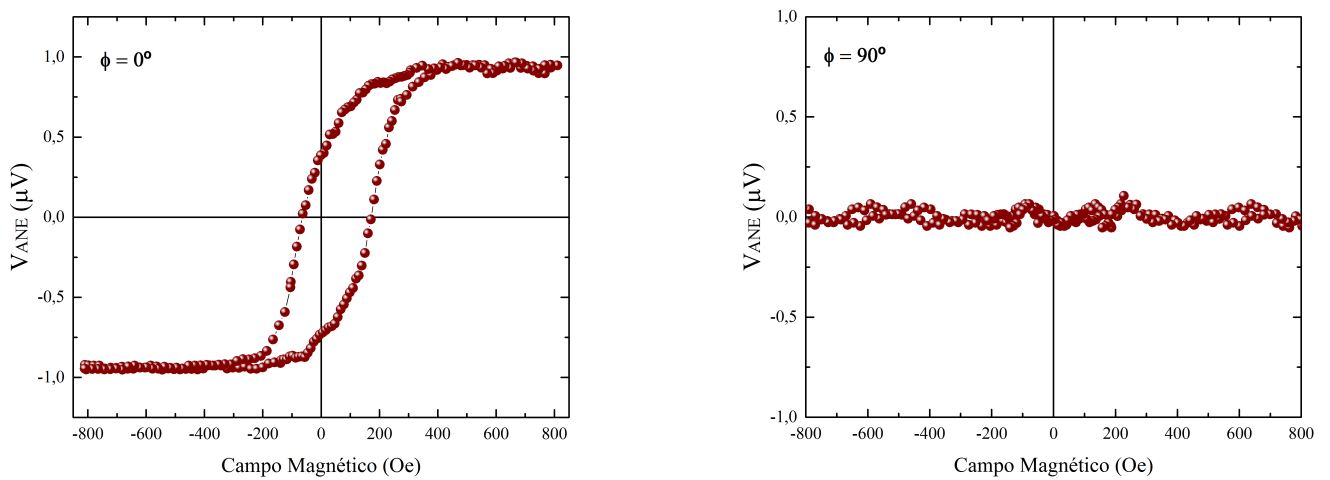


Figura 65 – Tensão ANE na amostra de NiO/Py, medida no Py, para ângulos de 0° e 90°

obtidas pelas medidas de ANE e AMR.

4.3.4 Efeito Spin Seebeck em um Antiferromagnético à Temperatura Ambiente

Foi possível mostrar que existe o efeito spin Seebeck (SSE) em NiO, um material antiferromagnético, via a medição de tensão, devido ao efeito spin hall inverso (ISHE), em um material metálico [37]. A técnica MOKE foi importante para demonstrar que ao NiO realmente possui ordenamento antiferromagnético, provado pelo campo de exchange-bias nas medidas de curvas de magnetização para um filme ferromagnético depositado sobre o NiO.

Corrente de Spin

Antes de apresentar o SSE, faz-se necessário fazer uma introdução bastante resumida sobre correntes de spin. A corrente de spin é um fluxo de momento angular. A seguir será definida uma corrente de spin de maneira conceitual. Uma definição mais precisa pode ser vista em [38].

Seja A uma grandeza extensiva e a o valor para uma unidade dessa grandeza. Pode-se

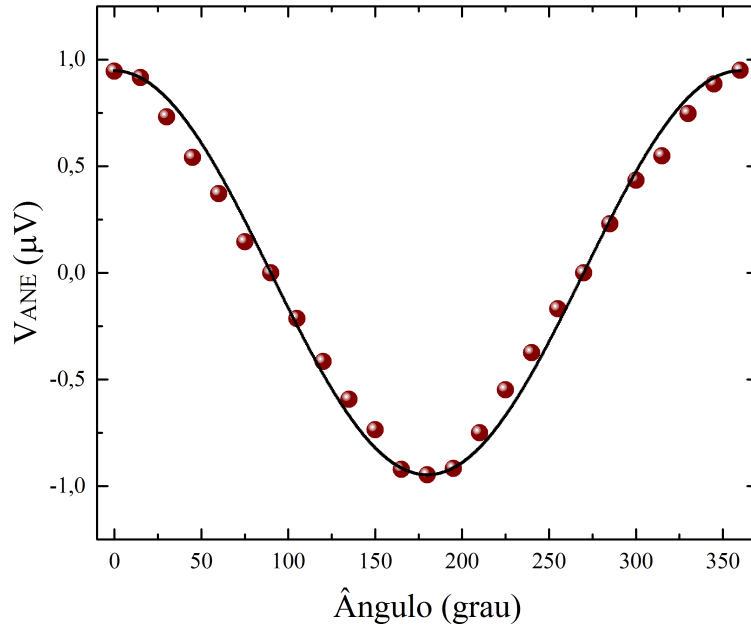


Figura 66 – Dependência angular da tensão ANE na amostra de NiO/Py

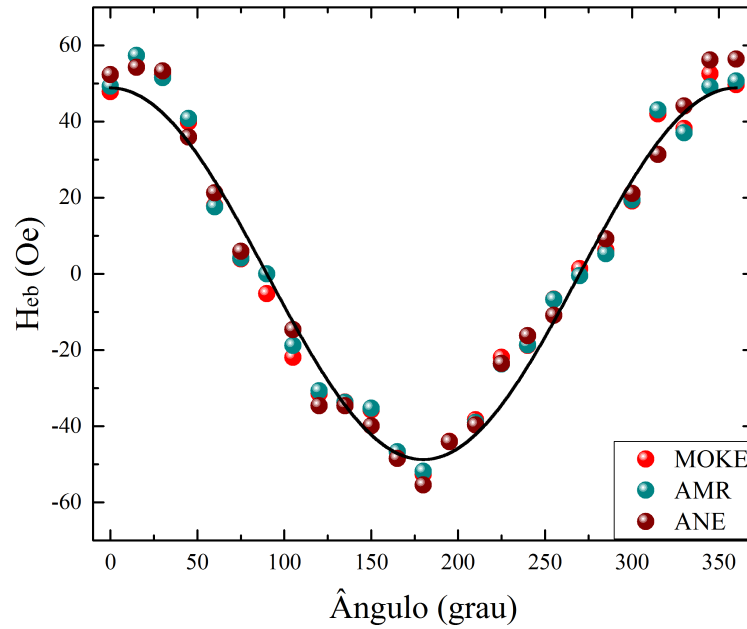


Figura 67 – Dependência angular do campo de exchange-bias obtidas via MOKE, ANE e AMR

escrever então a variação temporal de A como

$$\dot{A} = \frac{d}{dt} \int \rho a dV \quad (4.12)$$

ou ainda

$$\dot{A} = \frac{\partial}{\partial t}(\rho a) dV \quad (4.13)$$

A variação temporal da grandeza tem duas origens: (i) o fluxo através da fronteira δV ou (ii) através da produção ou aniquilação de A através de fontes ou sumidouros no interior do volume V . É possível escrever então

$$\dot{A} = - \oint_{\delta V} \vec{J}_a \cdot \hat{n} da + \int_V \sigma_a da \quad (4.14)$$

Usando o teorema da divergência e substituindo nas equações, escreve-se a equação de balanço para a grandeza A

$$\partial_t \rho a + \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_a = \sigma_a \quad (4.15)$$

onde os possíveis valores de σ_a são indicados na tabela 2

$\sigma_a = 0$	A se conserva localmente
$\sigma_a > 0$	A é produzida localmente
$\sigma_a < 0$	A é aniquilada localmente

Tabela 2 – Possíveis valores para σ_a

Pode-se usar o momento angular como a grandeza observada, assim escreve-se

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_s = 0 \quad (4.16)$$

E assim define-se a corrente de spin como o fluxo de momento angular. A corrente de momento angular pode surgir de duas formas: (i) Em um material metálico condutor, onde o elétron será o portador do transporte de spin ou (ii) via uma corrente de mágnons. A figura 68 ilustra uma corrente de spin, na qual os elétrons são responsáveis pelo transporte de fluxo de momento angular.

E pode haver também o caso de uma corrente de spin por mágnons. A Fig. 69 ilustra a corrente de spin em um ferromagnético não condutor

Efeito Spin Hall Inverso (ISHE)

Em um material com uma forte interação spin-órbita, pode-se detetar a presença do efeito ISHE, que transforma corrente de spin em corrente de carga. Dá-se o nome de inverso pois esse efeito é o oposto ao efeito Spin Hall (SHE), que transforma corrente de carga em corrente de spin. Uma ilustração dessa conversão é mostrada na Fig. 70.

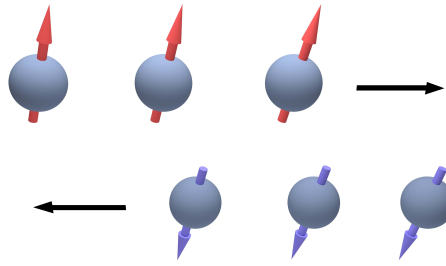


Figura 68 – Corrente pura de spin.

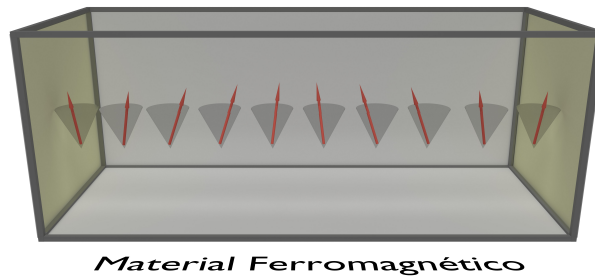


Figura 69 – Corrente de de spin em um material ferromagnético.

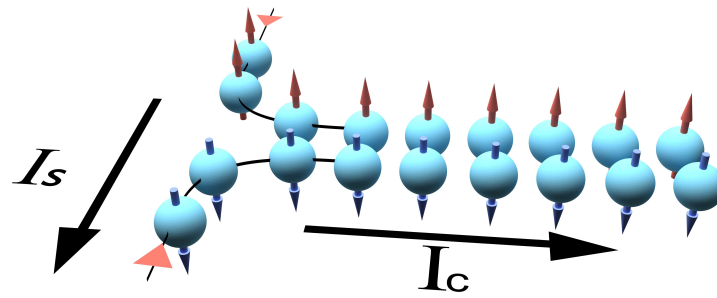


Figura 70 – Efeito Spin Hall inverso.

A equação que descreve esse efeito é dada por

$$\vec{J}_C = \theta_{SH} \vec{J}_S \times \hat{\sigma} \quad (4.17)$$

onde $\vec{J}_C$, $\vec{J}_S$, θ_{SH} e σ são a corrente de carga, corrente de spin, ângulo spin-hall e polarização de spin, respectivamente.

Foi fabricada, por magnetron sputtering dc, uma amostra de NiO(200 nm)/Py(4 nm) e foram feitas medidas MOKE na amostra, resultando nas curvas da Fig. 71.

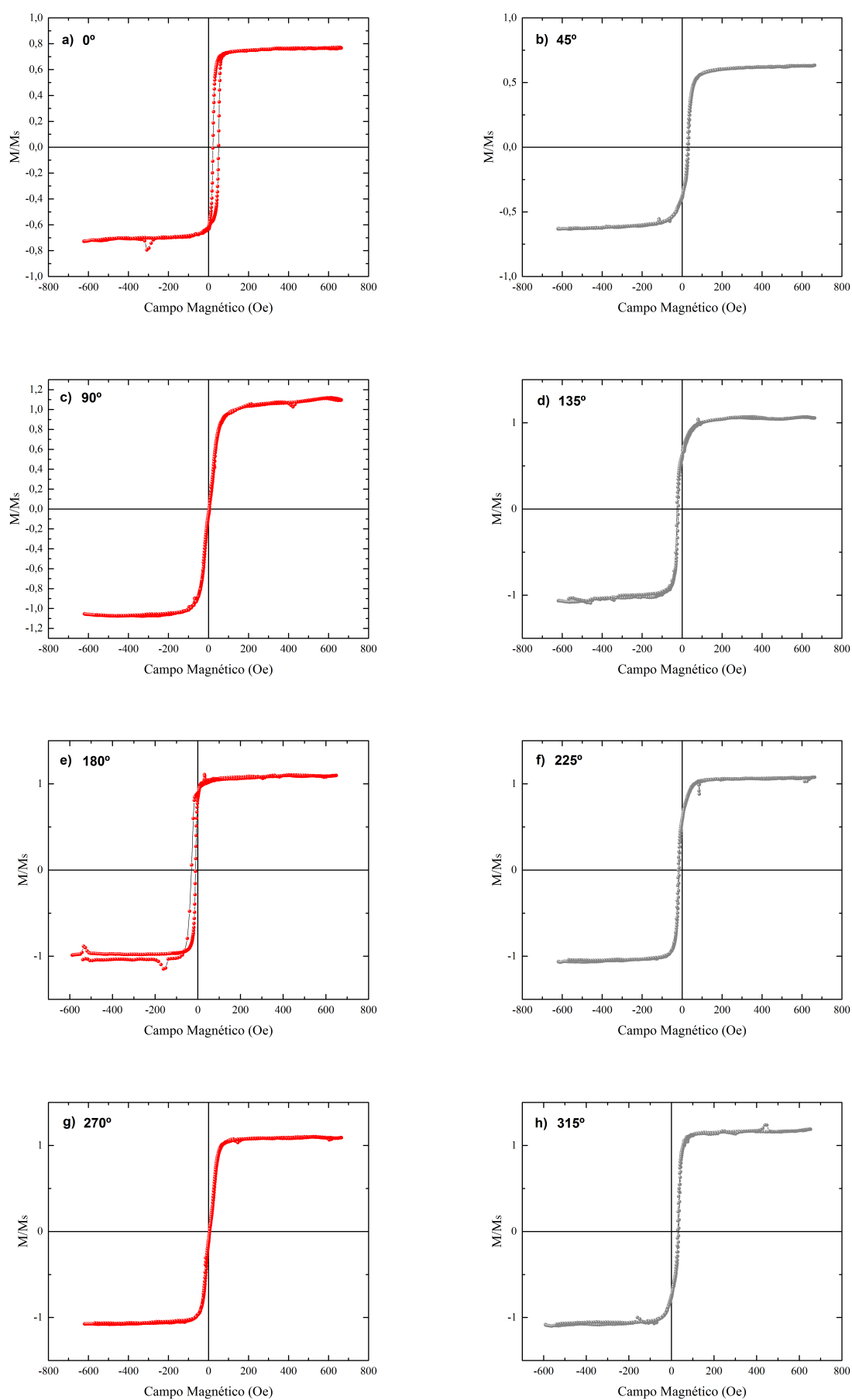


Figura 71 – Curvas de magnetização para a amostra de NiO(200 nm)Py(4 nm). Os gráficos em vermelho são dos eixos principais e os em cinza, dos eixos intermediários.

Como é possível notar, a referida amostra possui exchange-bias, indicando que o NiO tem ordenamento antiferromagnético. Após as medidas de magnetização, a amostra foi colocada na montagem descrita pela Fig. 72. Aplicando uma corrente no módulo Peltier, gerou-se um gradiente de temperatura na direção $+y$ e com o campo aplicado na direção $+z$, mediu-se uma tensão em função do campo magnético externo aplicado, mostrado na Fig. 73. Essa tensão se explica devido ao efeito spin Seebeck, que consiste na geração de corrente de spin em um material magnético devido a um gradiente térmico aplicado a ele. Esse efeito é análogo ao Seebeck convencional, entretanto, ao invés de gerar corrente elétrica, gera-se corrente de spin [39, 38, 40, 41, 42, 43, 44, 45, 46, 47, 48]. A equação que rege esse efeito é escrita como

$$\vec{J}_S = -C_S \nabla T \quad (4.18)$$

onde C_S é um coeficiente que depende do material. O que ocorre no experimento é que ao aplicar um gradiente de temperatura, gera-se uma corrente de spin no NiO, dada por 4.18. Essa corrente de spin chega à camada de Py e devido ao efeito ISHE, se transforma em corrente de carga. Essa é a corrente de carga que é medida em 73. A inversão de tensão, para a inversão do campo se dá pois a polarização de spin $\hat{\sigma}$, 4.17 muda com a inversão do campo magnético e o produto vetorial, troca de sinal, correspondendo à troca de tensão.

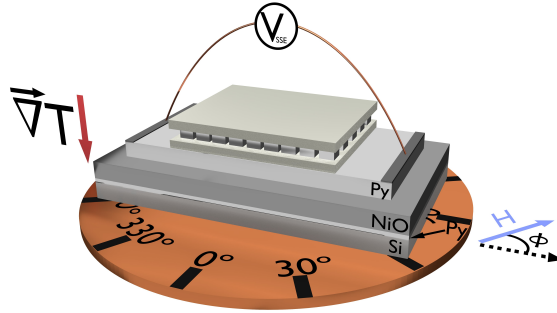


Figura 72 – Ilustração da montagem para medida de spin Seebeck.

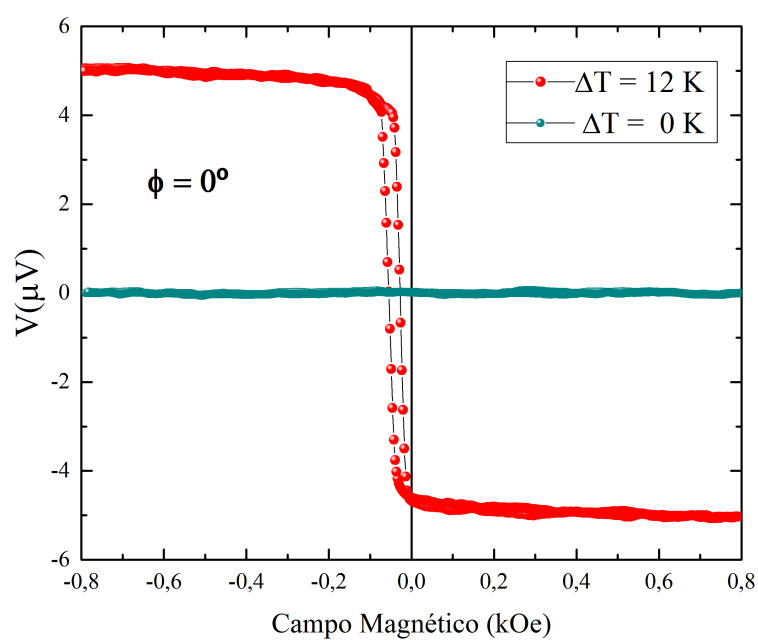


Figura 73 – Tensão Seebeck.

5 CONCLUSÃO

Com o estudo dos fundamentos teóricos da interação de exchange, anisotropias, excitações magnéticas (ondas de spin) e acoplamento de exchange em bicamadas ferromagnéticas/antiferromagnéticas, além do estudo das técnicas experimentais de magnetometria ótica por efeito Kerr e espalhamento Brillouin de luz, constatou-se experimentalmente o comportamento das ondas de spin em materiais, e do comportamento da magnetização em bicamadas FM/AF, explicando os resultados à luz da teoria. Também foi possível produzir alguns novos resultados que foram publicados nos artigos científicos apresentados nessa dissertação. Alguns deles são listados abaixo:

- Com o uso combinado das técnicas MOKE e BLS, concluiu-se que a anisotropia rotatória em bicamadas FM/AF tem dependência monotônica com campo magnético aplicado, chegando à conclusão que os grãos antiferromagnéticos estáveis são fortemente dependentes do campo magnético aplicado.
- Mostrou-se também que é possível obter o campo de exchange bias através de medidas de efeito Nernst anômalo e magnetorresistência anisotrópica. Foram feitas medidas nos dois efeitos e comparados com os valores obtidos através de medidas de curvas de magnetização realizadas por MOKE.
- Foi detetado o efeito spin seebeck em NiO, material com fase antiferromagnética via medidas de tensão utilizando o efeito spin hall inverso para medir a tensão em um material metálico. A técnica MOKE foi relevante para evidenciar o ordenamento antiferromagnético no NiO através da constatação de campo e exchange bias nas curvas de magnetização obtidas.
- No campo da magnônica, foi detetado o spin do fônon através da conversão mágnon-fônon. Com a técnica de espalhamento de luz BLS foi conseguido, não só observar experimentalmente a interação magneto-elástica, como também foi possível observar que o fônon, convertido do mágnon, possuía momento angular de spin. Essa contribuição é bastante relevante pois agora o spin do fônon é levando em conta na spintrônica.

Como visto em toda esta dissertação, o uso das técnicas de magnetometria ótica por efeito Kerr e espalhamento inelástico Brillouin de luz são bastante relevantes no estudo do comportamento da magnetização em bicamadas FM/AF e na detecção de frequências de mágnons, respectivamente. Com o auxílio de outros efeitos, pôde-se entender mais ainda toda a riqueza da física, que começou com a descoberta do spin, que há anos atrás

poder-se-ia questionar qual a relevância dessa descoberta. Agora, com o benefício do tempo, vê-se toda a sua importância para a física e para o mundo atual.

REFERÊNCIAS

- 1 KITTEL, C. *Introduction to Solid State Physics*. 8. ed. [S.l.]: John Wiley and Sons, 2005. ISBN 3257227892. Citado na página 16.
- 2 HEISENBERG, W. Zur theorie des ferromagnetismus. *Zeitschrift für Physik*, v. 49, n. 9, p. 619–636, Sep 1928. ISSN 0044-3328. Disponível em: <<https://doi.org/10.1007/BF01328601>>. Citado na página 17.
- 3 DYSON, F. J. General theory of spin-wave interactions. *Phys. Rev.*, American Physical Society, v. 102, p. 1217–1230, Jun 1956. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.102.1217>>. Citado na página 26.
- 4 DYSON, F. J. Thermodynamic behavior of an ideal ferromagnet. *Phys. Rev.*, American Physical Society, v. 102, p. 1230–1244, Jun 1956. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.102.1230>>. Citado na página 26.
- 5 HOLSTEIN, T.; PRIMAKOFF, H. Field dependence of the intrinsic domain magnetization of a ferromagnet. *Phys. Rev.*, American Physical Society, v. 58, p. 1098–1113, Dec 1940. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.58.1098>>. Citado na página 27.
- 6 REZENDE, S. M.; ZAGURY, N. Coherent magnon states. *Physics Letters A*, v. 29, p. 47–48, 03 1969. Citado na página 31.
- 7 ZAGURY, N.; REZENDE, S. M. Theory of macroscopic excitations of magnons. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 4, p. 201–209, Jul 1971. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.4.201>>. Citado na página 31.
- 8 GLAUBER, R. J. Coherent and incoherent states of the radiation field. *Phys. Rev.*, American Physical Society, v. 131, p. 2766–2788, Sep 1963. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.131.2766>>. Citado na página 31.
- 9 REZENDE, S. M. *V Brazilian Symposion on Theoritical Physics*. 1. ed. [S.l.]: Livros Técnicos e Científicos Editora S.A, 1974. Citado na página 31.
- 10 MEIKLEJOHN, W. H.; BEAN, C. P. New magnetic anisotropy. *Phys. Rev.*, American Physical Society, v. 105, p. 904–913, Feb 1957. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.105.904>>. Citado 2 vezes nas páginas 32 e 42.
- 11 LEAO, L. H. V. *Dinâmica de Spins em Interfaces Metálicas: Mecanismos de Relaxação e Bombeamento de Spin*. Tese (Doutorado) — Universidade Federal de Pernambuco, 2010. Citado na página 40.
- 12 BITTER, F. On inhomogeneities in the magnetization of ferromagnetic materials. *Phys. Rev.*, American Physical Society, v. 38, p. 1903–1905, Nov 1931. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.38.1903>>. Citado na página 41.

- 13 WILLIAMS, H. J.; FOSTER, F. G.; WOOD, E. A. Observation of magnetic domains by the kerr effect. *Phys. Rev.*, American Physical Society, v. 82, p. 119–120, Apr 1951. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.82.119>>. Citado na página 41.
- 14 FOWLER, C. A.; FRYER, E. M. Magnetic domains by the longitudinal kerr effect. *Phys. Rev.*, American Physical Society, v. 94, p. 52–56, Apr 1954. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.94.52>>. Citado na página 41.
- 15 MAURI, D. et al. Simple model for thin ferromagnetic films exchange coupled to an antiferromagnetic substrate. *Journal of Applied Physics*, v. 62, n. 7, p. 3047–3049, 1987. Disponível em: <<https://doi.org/10.1063/1.339367>>. Citado 2 vezes nas páginas 41 e 42.
- 16 MALOZEMOFF, A. P. Random-field model of exchange anisotropy at rough ferromagnetic-antiferromagnetic interfaces. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 35, p. 3679–3682, Mar 1987. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.35.3679>>. Citado na página 42.
- 17 TAKANO, K. et al. Interfacial uncompensated antiferromagnetic spins: Role in unidirectional anisotropy in polycrystalline $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{CoO}$ bilayers. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 79, p. 1130–1133, Aug 1997. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.79.1130>>. Citado na página 42.
- 18 KOON, N. C. Calculations of exchange bias in thin films with ferromagnetic/antiferromagnetic interfaces. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 78, p. 4865–4868, Jun 1997. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.78.4865>>. Citado na página 42.
- 19 MCMICHAEL, R. D. et al. Ferromagnetic resonance studies of nio-coupled thin films of $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 58, p. 8605–8612, Oct 1998. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.58.8605>>. Citado na página 42.
- 20 STILES, M. D.; MCMICHAEL, R. D. Model for exchange bias in polycrystalline ferromagnet-antiferromagnet bilayers. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 59, p. 3722–3733, Feb 1999. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.59.3722>>. Citado na página 42.
- 21 NIEDOBA, H. et al. First direct magneto-optical observations of quasi-néel walls in double permalloy films. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. 80, n. 2, p. 379 – 383, 1989. ISSN 0304-8853. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0304885389901455>>. Citado na página 60.
- 22 SATO, K. Measurement of magneto-optical kerr effect using piezo-birefringent modulator. *Japanese Journal of Applied Physics*, v. 20, n. 12, p. 2403, 1981. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/1347-4065/20/i=12/a=2403>>. Citado na página 60.
- 23 KRYDER, M. H. Magneto-optic recording technology (invited). *Journal of Applied Physics*, v. 57, n. 8, p. 3913–3918, 1985. Disponível em: <<https://doi.org/10.1063/1.334915>>. Citado na página 60.

- 24 KRYDER, M. H. Advances in magneto-optic recording technology. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. 83, n. 1, p. 1 – 5, 1990. ISSN 0304-8853. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/030488539090410R>>. Citado na página 60.
- 25 NAKAO, T. et al. High speed overwritable magneto-optic recording. *Japanese Journal of Applied Physics*, v. 26, n. S4, p. 149, 1987. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/1347-4065/26/i=S4/a=149>>. Citado na página 60.
- 26 LL.D., J. K. Xliii. on rotation of the plane of polarization by reflection from the pole of a magnet. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, Taylor and Francis, v. 3, n. 19, p. 321–343, 1877. Disponível em: <<https://doi.org/10.1080/14786447708639245>>. Citado na página 61.
- 27 VAVASSORI, P. Polarization modulation technique for magneto-optical quantitative vector magnetometry. *Applied Physics Letters*, v. 77, n. 11, p. 1605–1607, 2000. Disponível em: <<https://doi.org/10.1063/1.1310169>>. Citado na página 61.
- 28 OPPENEER, P. Magneto-optical spectroscopy in the valence-band energy regime: relationship to the magnetocrystalline anisotropy contribution presented at the ‘international workshop on soft x-ray magneto-optics’, institut für angewandte physik, heinrich-heine-universität, düsseldorf, 13 november 1997.1. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. 188, n. 3, p. 275 – 285, 1998. ISSN 0304-8853. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S030488539800198X>>. Citado na página 62.
- 29 GASCHE, T.; BROOKS, M. S. S.; JOHANSSON, B. Calculated magneto-optical kerr effect in fe, co, and ni. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 53, p. 296–301, Jan 1996. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.53.296>>. Citado na página 62.
- 30 EBERT, H. Magneto-optical effects in transition metal systems. *Reports on Progress in Physics*, v. 59, n. 12, p. 1665, 1996. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/0034-4885/59/i=12/a=003>>. Citado na página 62.
- 31 SIGMUND, P. Theory of sputtering. i. sputtering yield of amorphous and polycrystalline targets. *Phys. Rev.*, American Physical Society, v. 184, p. 383–416, Aug 1969. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.184.383>>. Citado na página 69.
- 32 COCHRAN, J. F. et al. Brillouin light-scattering experiments on exchange-coupled ultrathin bilayers of iron separated by epitaxial copper (001). *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 42, p. 508–521, Jul 1990. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.42.508>>. Citado na página 85.
- 33 HILLEBRANDS, B. Spin-wave calculations for multilayered structures. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 41, p. 530–540, Jan 1990. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.41.530>>. Citado na página 85.
- 34 GESHEV, J.; PEREIRA, L. G.; SCHMIDT, J. E. Rotatable anisotropy and coercivity in exchange-bias bilayers. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 66, p. 134432, Oct 2002. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.66.134432>>. Citado na página 85.

- 35 HOLANDA, J. et al. Anisotropic magnetoresistance and anomalous nernst effect in exchange biased permalloy/(100) nio single-crystal. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. 432, p. 507 – 510, 2017. ISSN 0304-8853. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0304885317300598>>. Citado na página 95.
- 36 MCGUIRE, T.; POTTER, R. Anisotropic magnetoresistance in ferromagnetic 3d alloys. *IEEE Transactions on Magnetism*, v. 11, n. 4, p. 1018–1038, Jul 1975. ISSN 0018-9464. Citado na página 96.
- 37 HOLANDA, J. et al. Spin seebeck effect in the antiferromagnet nickel oxide at room temperature. *Applied Physics Letters*, v. 111, n. 17, p. 172405, 2017. Disponível em: <<https://doi.org/10.1063/1.5001694>>. Citado na página 100.
- 38 KITTEL, C. *Spin Current*. 1. ed. [S.l.]: Oxford Science Publications, 2012. ISBN 9780199600380. Citado 2 vezes nas páginas 100 e 105.
- 39 BOONA, S. R.; MYERS, R. C.; HEREMANS, J. P. Spin caloritronics. *Energy Environ. Sci.*, The Royal Society of Chemistry, v. 7, p. 885–910, 2014. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1039/C3EE43299H>>. Citado na página 105.
- 40 UCHIDA, K. et al. Longitudinal spin seebeck effect: from fundamentals to applications. *Journal of Physics: Condensed Matter*, v. 26, n. 34, p. 343202, 2014. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/0953-8984/26/i=34/a=343202>>. Citado na página 105.
- 41 UCHIDA, K. i. et al. Thermoelectric generation based on spin seebeck effects. *Proceedings of the IEEE*, v. 104, n. 10, p. 1946–1973, Oct 2016. ISSN 0018-9219. Citado na página 105.
- 42 YU, H.; BRECHET, S. D.; ANSERMET, J.-P. Spin caloritronics, origin and outlook. *Physics Letters A*, v. 381, n. 9, p. 825 – 837, 2017. ISSN 0375-9601. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375960116316693>>. Citado na página 105.
- 43 UCHIDA, K. et al. Observation of the spin seebeck effect. *Nature*, Macmillan Publishers Limited. All rights reserved SN -, v. 455, p. 778 EP -, Oct 2008. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1038/nature07321>>. Citado na página 105.
- 44 UCHIDA, K. et al. Spin seebeck insulator. *Nature Materials*, Nature Publishing Group SN -, v. 9, p. 894 EP -, Sep 2010. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1038/nmat2856>>. Citado na página 105.
- 45 JAWORSKI, C. M. et al. Observation of the spin-seebeck effect in a ferromagnetic semiconductor. *Nature Materials*, Nature Publishing Group SN -, v. 9, p. 898 EP -, Sep 2010. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1038/nmat2860>>. Citado na página 105.
- 46 BAUER, G. E. W.; SAITOH, E.; WEES, B. J. van. Spin caloritronics. *Nature Materials*, Nature Publishing Group, a division of Macmillan Publishers Limited. All Rights Reserved. SN -, v. 11, p. 391 EP -, Apr 2012. Review Article. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1038/nmat3301>>. Citado na página 105.
- 47 ADACHI, H. et al. Theory of the spin seebeck effect. *Reports on Progress in Physics*, v. 76, n. 3, p. 036501, 2013. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/0034-4885/76/i=3/a=036501>>. Citado na página 105.

- 48 REZENDE, S. et al. Bulk magnon spin current theory for the longitudinal spin seebeck effect. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. 400, p. 171 – 177, 2016. ISSN 0304-8853. Proceedings of the 20th International Conference on Magnetism (Barcelona) 5-10 July 2015. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0304885315304108>>. Citado na página 105.